



Title	多重反射環境の電波伝搬損失特性評価に関する研究
Author(s)	関口, 徹也
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第15079号
Issue Date	2022-03-24
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k15079
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/85470
Type	doctoral thesis
File Information	Tetsuya_Sekiguchi.pdf



学位論文

多重反射環境の電波伝搬損失特性
評価に関する研究

A Study on the Evaluation of Radio Propagation Loss
Characteristics in Multiple Reflection Environment

北海道大学 大学院情報科学院

ワイヤレス情報通信研究室

関口 徹也

目次

1	序論.....	1
1.1	研究背景.....	1
1.2	本研究の目的と意義.....	3
1.3	本論文の内容と構成.....	4
2	マクスウェルの方程式に基づく時間領域解析手法.....	7
2.1	まえがき.....	7
2.2	有限差分時間領域法の定式化.....	9
2.2.1	マクスウェルの回転方程式.....	9
2.2.2	電界と磁界の定式化.....	10
2.2.3	完全導体の定式化.....	12
2.2.4	損失媒質の定式化.....	17
2.2.5	デルタギャップ給電の定式化.....	19
2.2.6	不等間隔メッシュの定式化.....	20
2.3	FDTD法の基礎.....	21
2.3.1	セル寸法の決定.....	22
2.3.2	時間ステップ間隔.....	23
2.4	CPML.....	23
2.4.1	PMLの理論特性.....	24
2.4.1.1	連続空間.....	24
2.4.1.2	離散空間.....	25
2.4.2	複素周波数シフトテンソル.....	28
2.4.2.1	解析対象と必要性.....	28
2.4.2.2	最新時間又は低周波数における反射を減少させるための手法.....	30
2.4.3	FDTDプログラムにおけるCPMLの効果的な実装方法.....	32
2.4.3.1	差分式の導出.....	33
2.5	むすび.....	41
3	並列FDTD解析.....	43
3.1	まえがき.....	43
3.2	大型計算機（スーパーコンピュータ）.....	44
3.2.1	共有メモリ型並列計算機.....	44
3.2.2	分散メモリ型並列計算機.....	44
3.2.3	HITACHI SR16000.....	46

3.3	並列処理.....	47
3.3.1	並列処理のための FDTD 解析プログラムの定式化.....	47
3.3.2	解析領域の分割.....	47
3.3.3	分割面でのデータの送受信.....	48
3.3.4	ノード間での電磁界成分の共有とデータの送受信.....	50
3.4	むすび.....	52
4	航空機数値解析モデルの設計.....	53
4.1	まえがき.....	53
4.2	航空機簡易モデルを用いた機内偏波特性推定.....	53
4.2.1	航空機簡易モデルと送信アンテナおよび評価面の設置位置.....	53
4.2.2	各評価面における交差偏波識別度の評価.....	54
4.3	FDTD 解析モデル.....	58
4.3.1	航空機モデル.....	58
4.3.2	FDTD 解析における解析空間半減化手法.....	60
4.3.3	FDTD 解析パラメータ.....	62
4.4	むすび.....	63
5	航空機数値解析モデルを用いた機内外電磁界分布の評価.....	65
5.1	まえがき.....	65
5.2	航空機内外の伝搬特性の基礎的伝搬特性推定.....	65
5.2.1	送信アンテナと評価面の設置位置.....	65
5.2.2	解析結果.....	67
5.3	航空機内外の電磁界分布の詳細な伝搬特性推定.....	70
5.3.1	送信アンテナと評価面の設置位置.....	70
5.3.2	より詳細な機内外伝搬特性の評価.....	71
5.4	航空機内外の伝搬損失の距離特性に関する検討.....	73
5.4.1	送信アンテナと機内外の評価面の設置位置.....	73
5.4.2	解析結果.....	74
5.5	むすび.....	77
6	多重反射環境における電磁干渉を想定した電磁界解析.....	79
6.1	まえがき.....	79
6.2	送信アンテナと電波高度計の設置位置.....	80
6.3	WAIC システム—電波高度計間における電磁干渉推定.....	82
6.3.1	送信アンテナと電波高度計を通る平面における電界強度分布.....	82

6.3.2	電波高度計を通る平面における電界強度分布	84
6.4	むすび.....	86
7	屋外漏洩波による電磁界分布の解析評価法の検討	87
7.1	まえがき.....	87
7.2	送信アンテナと円周上評価面の設置位置.....	87
7.3	機外円周上評価面を用いた伝搬特性推定.....	88
7.3.1	窓と同程度の高さを評価面とした場合の電界強度分布	89
7.3.2	地面付近の高さを評価面とした場合の電界強度分布	94
7.4	むすび.....	97
8	結論.....	99
	参考文献.....	101
	研究業績.....	107
	謝辞	111

第 1 章

序論

1.1 研究背景

1.1.1 無線通信の通信高速化と品質向上

移動体通信システムに代表されるように無線通信システムの進化はとどまることを知らず、1980年代に第一世代が登場して以降、10年ごとに革新的な進化を続け2020年には第5世代移動通信システム（5th Generation）が実用化されるなど通信速度は40年間で10000倍に高速化してきた（図1.1.1.1）[1]。また、通信の信頼性向上と同時多数接続が可能となったことからあらゆるものが無線でネットワークに接続される社会の到来が予想されている[2]。例えば、自動運転を無線通信によりサポートすることや、遠隔医療のための遠隔機器操作、また、ウェアラブル端末を活用したヘルスケアやマーケティングなどが予想されている。移動通信サービスにおけるスループットは、2000年代初期の第3世代移動通信システム（3th Generation）のサービス開始時には380 kbps程度であったが、HSPA（High Speed Packet Access）により下りリンクで3.6 Mbpsを実現した。5Gでは下りリンクで最大20 Gbpsの通信速度を目指しており、これは有線通信に匹敵する速度である。

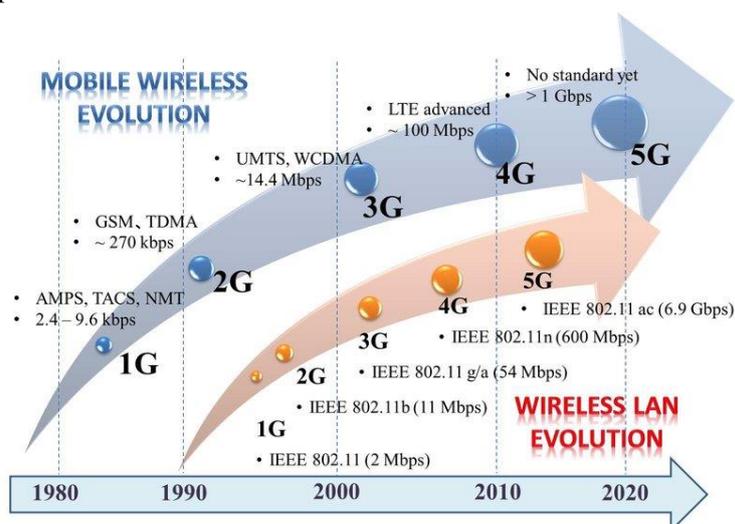


図 1.1.1.1 無線通信規格の通信速度の歴史 [1]

1.1.2 既存有線設備の無線通信による代替の現状

第5世代移動通信システムなど無線通信の飛躍的な通信高速化・品質向上に伴って、既存の有線設備を無線通信により代替する需要が国内外で高まっている。現在インターネットで実現されている音声・データ・画像などの情報通信サービスをデジタル網で一次的に実現する有線通信 ISDN (Integrated Services Digital Network) は、1980年代から本格的な検討が ITU (International Telecommunication Union) を中心に世界の先進各国で進められた。日本国内では1988年にNTTグループによってサービス提供が開始された国内のデータ通信を担ってきた有線通信 ISDN だが、無線通信の通信品質向上と設備の老朽化を理由に数年以内に一部を無線通信 MVNO へ代替することが決定している[3]。さらに国外においても、米国の研究機関 AVSI (Aerospace Vehicle Systems Institute) を中心に航空機の運用コスト削減を目的として、機内の配線の一部を無線通信により代替する新たなデータ通信技術、WAIC (Wireless Avionics Intra-Communication) システムが提案されている[4]。図 1.1.2.1 に示すように、WAIC システムは、酸素マスクの提供するセンサーや非常用照明、気圧センサーなどへの通信を担う有線ケーブルの無線代替が検討されるなど今後益々の適用拡大が見込まれている。

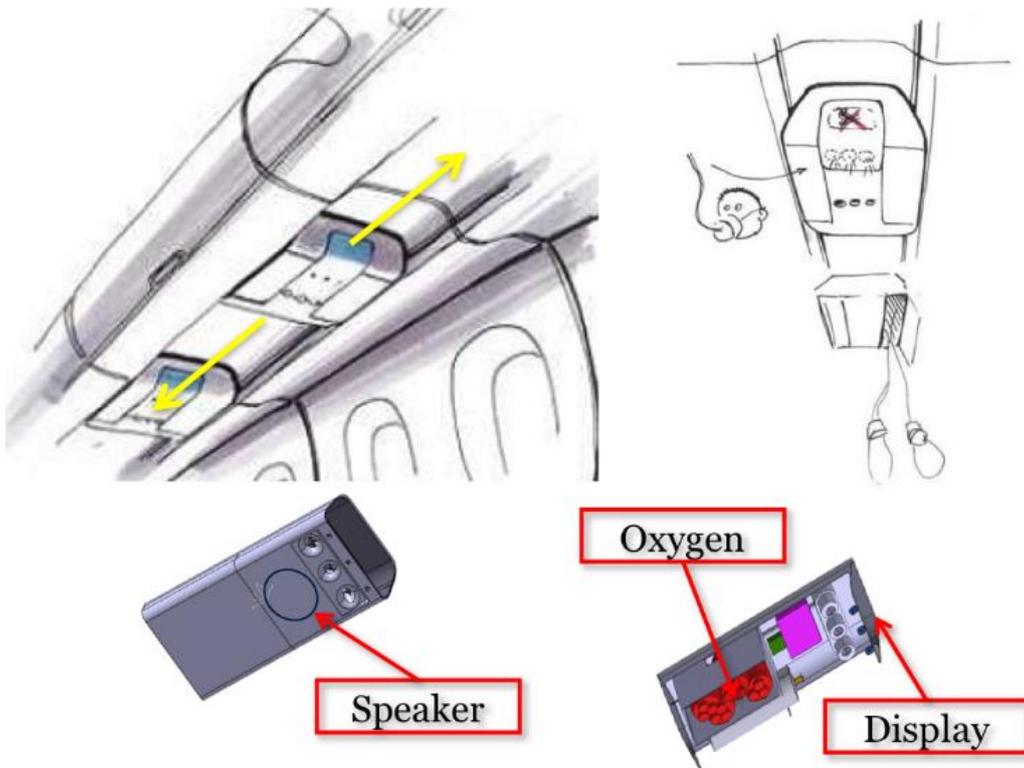


図 1.1.2.1 WAIC システムの適用例 [4]

1.1.3 既存有線設備の無線通信による代替までの課題

無線通信の信頼性と高速化を両立するためには、都市部のマルチパス環境など遮蔽や回折の影響が大きい特殊な環境下での詳細な伝搬特性推定が必要になる。例えば、航空機においては、航空航法機器間での電磁干渉を評価する電磁環境両立性の検討が重要となる。しかし、高層ビル群が建ち並ぶ都市環境や航空機の客室は周囲を金属壁などの障害物で囲まれたマルチパス環境であるため、無線機器から放射される高周波数帯の電波はこれら障害物によって反射を繰り返しながら伝搬し、航空機に関しては内部の什器による遮蔽や散乱、吸収といった影響を受けるため、電磁界分布は非常に複雑なものとなる。

これらの課題を実地での実験によって明らかにすることは難しい。都市環境の場合には、時系列ごとに天気や人の流動が考えられ、航空機環境の場合には、機体形状が複雑で送受信系の設置位置に限界があることなどが挙げられる。また、共通する課題として大規模環境での測定となるため人的コストが膨大であり実験そのものの実現が困難である点が挙げられる。一方で、電波伝搬分野で一般的な数値解析手法であるレイトレース法によってこの課題を解くこともまた難しい。レイトレース法は電波を光に見立て空間におけるレイの数を計算して電磁界を解析する手法であるため、複数の金属構造物で構成される都市や航空機を含んだ環境では、反射回数の増大に伴って解析精度が低下するため適さない。したがって、大小さまざまなビル群や、内部に座席やギャレーなどの電気定数の異なる什器が複数存在する多重反射環境における伝搬特性については、これまでに高精度かつ条件網羅的な評価がなされておらず、伝播モデル構築や無線回線設計方法の確立には至っていないという問題点があった。

1.2 本研究の目的と意義

本研究では、これまでに述べた課題に対し、有限差分時間領域法（FDTD法）に基づく電磁界解析と大型計算機を用いた大規模な並列演算処理を適用することで、多重反射環境における電波伝搬特性の高精度な電磁界データを取得し、複数の金属構造物を含んだ特殊な環境下での電磁界特性評価を実現する。FDTD法を適用した数値シミュレーションは過去に提案されており[5-7]、実験での設置が困難な箇所への送受信機の配置や解析周波数の設定および変更が容易であることが明らかになっている。本手法を適用することで、これまで取得が困難であった電磁界データを詳細かつ網羅的に取得することが可能となる。FDTD法は時間領域の電磁界解析手法であり、多重反射環境で生じる複数の反射・屈折波を非常に高い精度で評価でき、三次元空間をボクセルと呼ばれる立方体形状の微細な空間要素に離散化して解析するため、媒質形状が複雑で電気定数が異なる評価対象であっても詳細にモデル化し評価することができる。他方で、FDTD法の計算機負荷は、他の数値解析手法と比べて高い。WAICシステムを含む高周波電波の伝搬特性を推定する場合、評価

周波数に対して解析対象空間の寸法が大きくなるため、計算機資源が膨大となり、汎用計算機などでは数値解析を実行できない。そこで本研究では、大型計算機による大規模並列演算技術を用いてこれを解決し、多重反射環境内における伝搬特性に関する諸特性について明らかにする。

1.3 本論文の内容と構成

図 1.3.1 に本論文における構成と各章の関係を図示し、その内容について以下に説明する。本論文は、第 1 章から第 8 章で構成されている。第 1 章は序論であり、第 2 章から第 7 章までが本論、第 8 章が結論である。以下に第 2 章以降の概要を述べる。

第 1 章：序論

第 2 章：マクスウェルの方程式に基づく時間領域解析手法

第 3 章：並列 FDTD 解析

第 4 章：航空機数値解析モデルの構築と測定結果との比較による妥当性評価

第 5 章：航空機モデルを用いた機内外電磁界特性評価

第 6 章：多重反射環境における電磁干渉を想定した電磁界解析

第 7 章：屋外漏洩波による電磁界分布の解析評価法の検討

第 8 章：結論

第 2 章は、FDTD 法 (The Finite-Difference Time-Domain method) について詳細に解説を行う。マクスウェル方程式をコンピュータ上で扱うための定式化、ならびに空間を分割した際の Yee セル上における電磁界成分の配置および媒質の取り扱いについて示す。加えて FDTD 法を使用する場合の基本的な事項であるセル寸法や時間ステップ間隔の制約、さらには吸収境界条件の詳細について示す。

第 3 章では、第 2 章で説明した FDTD 法を大型計算機により取り扱う手法の解説を行う。このときの手法は並列 FDTD 法と呼ばれる。大型計算機による並列処理のアルゴリズムとそれに伴う FDTD 法の改良点、および並列プログラミングの基本事項について示す。

第 4 章では、局面によって構成される機体円筒壁による機内放射波の反射と回折を評価するために機体形状を模した円筒状の数値解析モデルを構築し、機内における伝搬特性について評価する。アンテナ設置高さや評価面の設置位置の距離に対する交差偏波識別度を示す。

第 5 章では、

大規模計算機上で動作する中型航空機の数値解析モデルを構築した。高信頼な無線通信の実現のために、機内外の伝搬特性について詳細に評価する必要がある。WAIC システムに関し、機内での電波強度の減衰特性や偏波依存性などについて報告している。機内に設

置されたアンテナから放射された電波は周囲の金属壁面により多重反射しながら伝搬し、複数の窓から漏洩する。また、機外においても翼などからの反射が合成されるため、電界強度分布は複雑なものになる。

そこで本章では、機内 WAIC システムが設置された場合を想定し、アンテナ高さが変化した場合に、機内外における伝搬特性を示し、翼やエンジンなどの機体構造物に起因した伝搬特性について網羅的かつ定量的に評価する。

第 4 章で作成した航空機モデルを用いて機内外の伝搬特性および伝搬損失について詳細に評価した。

第 6 章では、EMI 影響が懸念されている WAIC システムと既存の航法機器である電波高度計間での電磁界分布について評価する。

第 7 章では、WAIC システムを搭載した航空機間での EMI 影響を考慮して、航空機を囲む円周状評価面を計算機上で作成し、同評価面における電磁界分布について評価する。

第 8 章では、本研究で得られた成果についてまとめ結論とする。

研究背景・目的

第 1 章 序論

電磁界解析手法原理

第 2 章 マクスウェルの方程式に基づく時間領域解析手法

第 3 章 FDTD法の並列計算処理

航空機内外電波伝搬特性評価

第 4 章 航空機数値解析モデルの構築と測定結果との比較による妥当性評価

第 5 章 航空機モデルを用いた機内外電磁界特性評価

第 6 章 多重反射環境における電磁干渉を想定した電磁界解析

第 7 章 屋外漏洩波による電磁界分布の解析評価法の検討

研究成果

第 8 章 結論

図 1.3.1 本論文の構成

第 2 章

マクスウェル方程式に基づく 時間領域解析手法

2.1 まえがき

有限差分時間領域法（FDTD 法：Finite-Difference Time-Domain method）[8]～[12]は，時間領域において微分形式のマクスウェル方程式を空間および時間について離散化することで，電磁界が空間を伝播していく過程を時間領域のもと，解析可能な手法である．解析過程が単純なためにどのような解析モデルでも高精度な解析結果が得られる．この手法では，空間伝搬のほか反射係数や指向性なども計算可能なため，アンテナ解析にも用いられる．さらには，Green 関数を使用するこれまでの周波数領域における解析手法では行うことができなかった有限地板を有する複雑な形状のアンテナをモデル化することが可能である．

FDTD 法以外にも電磁界解析手法は複数存在し，モーメント法（MOM）や幾何光学的回折理論（GTD），有限要素法（FEM），物理光学（PO）など挙げられるが，FDTD 法は時間領域における数値解析手法であるため，これら手法と比較して，より広範な課題に適用することが可能となる．また，構造のモデル化，シミュレーション，分析ツールとして多くの優れた能力を有している．それら能力の一例について以下に記す．

- (1) システムの共振現象に関する広帯域な応答予測
- (2) 任意 3 次元構造のモデル化
- (3) 完全導体，金属，低導電率あるいは導電率 0 の媒質のモデル化
- (4) 解析対象のモデル化に使用する周波数に依存した構成パラメータの設定
損失性誘電体

磁性体

非線形媒質，プラズマおよびフェライト

(5) 近傍界から導出される遠方界等すべての電磁界応答の取得

散乱界

アンテナパターン（放射指向特性）

レーダ断面積（RCS）

電流，電力密度

透過・相互結合

これらの解析は広帯域な周波数特性を有する励振源を適用することにより実現される。一般的に使用される励振法について以下に記す。

(1) 平面波

(2) パルス（EMP）

解析モデル近傍の電磁界の相互作用を計算して電磁界解析を行う FDTD 法は、他の電磁界解析手法に比べて並列処理での実行に適している。その際に重要となるのが解析空間を分割するセルの寸法と時間領域過程を観測するための時間ステップ値である。

セル寸法については一般に解析波長の十分の一程度以下であれば、十分高精度な結果を得られると言われている。これよりさらにセル寸法を小さくすれば、より高精度な結果が得られる。一方で、セル寸法の上限についてはナイキスト周波数の関係から、解析周波数の半波長分となる。近年では、CAD（Computer Aided Design）や CAE（Computer Aided Engineering）などの発展により、解析対象のモデル化、FDTD 法の実行、解析結果の可視化などが誰でも容易に行うことができるようになった。

FDTD 法は、微分形式のマクスウェル方程式を中心差分法により線形差分形式として格子状に空間的分割を行った解析対象に適用し、伝搬現象をシミュレートする。極近傍電磁界の相互作用に関する計算を空間全体に行い、離散時間ステップ毎の伝播過程を解析する。また、単一周波数（CW）に対する定常応答を求める際にも利用可能である。

2.2 有限差分時間領域法の定式化

2.2.1 マクスウェルの回転方程式

線形等方性媒質について、時間領域におけるマクスウェルの微分方程式を下記に示す。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{J}_m \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

ここで、

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.6)$$

初期状態において電磁界分布が定義され、それらがマクスウェル方程式を満足している場合、式 (2.1) ~ (2.6) は電磁界を記述するために必要なすべての情報を含んでいる。また、式 (2.3) および (2.4) は式 (2.1) および (2.2) と初期境界条件から導出されるので、FDTD 法においては解析には必要ではない。したがって、FDTD 法の定式化はマクスウェルの微分方程式 (2.1) と (2.2) のみを使用する。

式 (2.1) と (2.2) を FDTD 法の定式化に基づき、変形した式を次に示す。

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{E}) - \frac{\sigma^*}{\mu} \mathbf{H} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon}(\nabla \times \mathbf{H}) - \frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{E} \quad (2.8)$$

電流と電界に関する式 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ を損失性誘電体に適用し、磁気導伝率 σ^* を加えることで磁気損失を考慮できる。

FDTD 法では、電界 \mathbf{E} と磁界 \mathbf{H} のみを取り扱い、電束密度 \mathbf{D} と磁束密度 \mathbf{B} は扱わない。また、構成パラメータ (ε , μ , σ , σ^*) は既知であることが条件となる。加えて、定式化においては光速や、自由空間における誘電率および透磁率を規格化するような簡略化は行わない。規格化は計算精度を向上し、処理時間を短縮するメリットがあるが、パラメータの物理的意味を失うデメリットが存在するからである。

またマクスウェル方程式による解析は、回転方程式と同時に発散方程式を考慮することができる。発散方程式は回転方程式 (2.1) と (2.2) の発散を求めることで表される。

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}) &\rightarrow 0 = -\frac{\partial(\nabla \cdot \mathbf{B})}{\partial t} \rightarrow \nabla \cdot \mathbf{B} = \text{定数} \\ \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}) &\rightarrow 0 = \frac{\partial(\nabla \cdot \mathbf{D})}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} \\ &\rightarrow \frac{\partial(\nabla \cdot \mathbf{D})}{\partial t} - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{連続性から } \nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0) \\ &\rightarrow \frac{\partial}{\partial t} [(\nabla \cdot \mathbf{D}) - \rho] = 0 \rightarrow \nabla \cdot \mathbf{D} - \rho = \text{定数}\end{aligned}$$

ここで、ベクトル恒等式 $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{A} = 0$ を使用した。FDTD 法において電磁界と信号源の初期値を 0 とすれば、初期状態では $\nabla \cdot \mathbf{B}$ と $(\nabla \cdot \mathbf{D} - \rho)$ はすべての時間で 0 になる。

発散方程式は FDTD 法に向けたマクスウェル方程式の定式化では不要であるが、他の手法を用いれば電磁界の評価に利用できる。

2.2.2 電界と磁界の定式化

2つの回転方程式 (2.7) と (2.8) は入射界と散乱界に分離でき、以下のように表現することができる。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{total}} \equiv \mathbf{E}^{\text{incident}} + \mathbf{E}^{\text{scattered}} \quad (2.9)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}^{\text{total}} \equiv \mathbf{H}^{\text{incident}} + \mathbf{H}^{\text{scattered}} \quad (2.10)$$

入射界と散乱界を分離して計算することで、算出した散乱界から解析空間全てにおける入射界が定義できる。ただし、散乱界は解析空間の外部境界で吸収される。

媒質の内外にマクスウェル方程式に基づいた境界条件を満足する散乱波が発生する。また、完全導体の境界面では $\mathbf{E}^{\text{scattered}} = -\mathbf{E}^{\text{incident}}$ であり、それ以外の媒質では散乱界が媒質の構成パラメータに依存する。散乱界は媒質内部では当該媒質のマクスウェル方程式を満足し、媒質外部では自由空間のマクスウェル方程式を満足する。入射界は、散乱媒質を通り過ぎる場合を含み常に自由空間を伝播し、散乱媒質が存在しない場合の電磁界として定義する。

入射界と散乱界は独立してマクスウェル方程式を満足しなければならず（ここでは、線形媒質を考える）、入射界は自由空間を伝播すると定義する。必要に応じて自由空間はコンクリートや土などの一様媒質に一般化することができる。しかし、検討の初期段階においては簡単化のため自由空間を仮定する。入射界にとって解析空間はすべて自由空間であ

る。しかしながら，入射界と散乱界から成る全電磁界は，散乱体の外部では自由空間を伝播し，散乱体の内部では散乱体の媒質中を伝播する。散乱媒質中で全電磁界は次式を満足する。

$$\nabla \times \mathbf{E}^{total} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}^{total}}{\partial t} - \sigma^* \mathbf{H}^{total} \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^{total} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}^{total}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}^{total} \quad (2.12)$$

ここで，媒質を通過する入射界は自由空間条件を満足するため右辺第二項は消去される。

$$\nabla \times \mathbf{E}^{inc} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}^{inc}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^{inc} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}^{inc}}{\partial t} \quad (2.14)$$

全電磁界を次式のように書き変える。

$$\nabla \times (\mathbf{E}^{inc} + \mathbf{E}^{scat}) = -\mu \frac{\partial (\mathbf{H}^{inc} + \mathbf{H}^{scat})}{\partial t} - \sigma^* (\mathbf{H}^{inc} + \mathbf{H}^{scat}) \quad (2.15)$$

$$\nabla \times (\mathbf{H}^{inc} + \mathbf{H}^{scat}) = \varepsilon \frac{\partial (\mathbf{E}^{inc} + \mathbf{E}^{scat})}{\partial t} + \sigma (\mathbf{E}^{inc} + \mathbf{E}^{scat}) \quad (2.16)$$

式 (2.13) と (2.14) を式 (2.15) と (2.16) に代入して，媒質内部の散乱界の方程式は次式となる。

$$\nabla \times \mathbf{E}^{scat} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}^{scat}}{\partial t} - \sigma^* \mathbf{H}^{scat} - \left[(\mu - \mu_0) \frac{\partial \mathbf{H}^{inc}}{\partial t} + \sigma^* \mathbf{H}^{inc} \right] \quad (2.17)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^{scat} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}^{scat}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}^{scat} + \left[(\varepsilon - \varepsilon_0) \frac{\partial \mathbf{E}^{inc}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}^{inc} \right] \quad (2.18)$$

自由空間で全電磁界は次式を満足する。

$$\nabla \times \mathbf{E}^{total} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}^{total}}{\partial t} \quad (2.19)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^{total} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}^{total}}{\partial t} \quad (2.20)$$

式 (2.19) と (2.20) を書き直して次式に示す。

$$\nabla \times (\mathbf{E}^{inc} + \mathbf{E}^{scat}) = -\mu_0 \frac{\partial (\mathbf{H}^{inc} + \mathbf{H}^{scat})}{\partial t} \quad (2.21)$$

$$\nabla \times (\mathbf{H}^{inc} + \mathbf{H}^{scat}) = \varepsilon_0 \frac{\partial (\mathbf{E}^{inc} + \mathbf{E}^{scat})}{\partial t} \quad (2.22)$$

入射界を取り除くと，自由空間の散乱界を記述する方程式が得られる。

$$\nabla \times \mathbf{E}^{scat} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}^{scat}}{\partial t} \quad (2.23)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^{scat} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}^{scat}}{\partial t} \quad (2.24)$$

自由空間を媒質とした場合，式 (2.23) と (2.24) は媒質中の散乱界から導出される．また，以下の条件の成立時に式 (2.17) と (2.18) は式 (2.23) と (2.24) になる．

$$\mu \rightarrow \mu_0$$

$$\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0$$

$$\sigma \rightarrow 0$$

$$\sigma^* \rightarrow 0$$

結局のところ，入射界と散乱界を独立したものとして扱うには入射界の方程式 (2.13) と (2.14) が必要になる．

$$\nabla \times \mathbf{E}^{inc} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}^{inc}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{H}^{inc} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}^{inc}}{\partial t}$$

上記に示した 1 組 (2 本) の方程式は，解析的に定義された入射界がマクスウェル方程式を満足することを示しており，散乱界の方程式 (2.17) と (2.18) は計算によって導出できる．ただし，散乱体内部では $\mu, \varepsilon, \sigma^*, \sigma$ ，散乱体外部では $\sigma^* = \sigma = 0, \mu = \mu_0, \varepsilon = \varepsilon_0$ である．また，適当な差分方程式を導入することで，電磁界の時間微分項を残りの項の関数として記述することができる．

$$\frac{\partial \mathbf{H}^{scat}}{\partial t} = -\frac{\sigma^*}{\mu} \mathbf{H}^{scat} - \frac{\sigma^*}{\mu} \mathbf{H}^{inc} - \frac{(\mu - \mu_0)}{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}^{inc}}{\partial t} - \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{E}^{scat}) \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}^{scat}}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{E}^{scat} - \frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{E}^{inc} - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\varepsilon} \frac{\partial \mathbf{E}^{inc}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} (\nabla \times \mathbf{H}^{scat}) \quad (2.26)$$

次節では，これら散乱界の方程式の差分化を行う．最初に完全導体の境界面でこれらの方程式を差分化する．また，有限な $\varepsilon, \mu, \sigma, \sigma^*$ を用いて，一般的な散乱の場合について考察する．

2.2.3 完全導体の定式化

散乱界は，散乱体の外側においては自由空間の条件を満足する．したがって， $\sigma^* = \sigma = 0, \mu = \mu_0, \varepsilon = \varepsilon_0$ として，式 (2.25) と (2.26) は次式に示すように簡略化される．

$$\frac{\partial \mathbf{H}^{scat}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{E}^{scat}) \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}^{scat}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\nabla \times \mathbf{H}^{scat}) \quad (2.28)$$

完全導体上において散乱界は式 (2.26) のように書き換えられる.

$$\frac{\varepsilon}{\sigma} \frac{\partial \mathbf{E}^{scat}}{\partial t} = -\mathbf{E}^{scat} - \mathbf{E}^{inc} - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\sigma} \frac{\partial \mathbf{E}^{inc}}{\partial t} - \frac{1}{\sigma} (\nabla \times \mathbf{H}^{scat}) \quad (2.29)$$

完全導体は, $\sigma = \infty$ であるため, 式 (2.29) は簡略化され式 (2.30) となる.

$$\mathbf{E}^{scat} = -\mathbf{E}^{inc} \quad (2.30)$$

したがって, 完全導体を考える場合においては, 式 (2.30) を用いる. また, 自由空間と完全導体のみが与えられた場合であっても, FDTD 法を適用するためには, 散乱界に対する入射界と自由空間の式 (2.27), (2.28), (2.30) が必要である. さらなる簡略化のためには, 式 (2.30) を完全導体の表面にのみ適用し, 完全導体内側の電磁界を無視すれば良い.

離散化された時間と空間の電磁界を Yee の表記法[13]を用いて考察する. 図 2.2.3.1 に示す直方体セルについて, 空間座標を式 (2.31) のように定義する.

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z) \quad (2.31)$$

ここで, i, j, k は整数であり, $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は x, y, z 軸方向のセル寸法を示している. また, セル上の離散化された座標と時間で評価する任意関数 u を式 (2.32) に示すように簡略化する.

$$u(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = u(i, j, k, n) = u^n(i, j, k) \quad (2.32)$$

ここで, Δt は時間離散間隔であり, n は整数である.

Yee の定式化においては, 空間と時間微分を中心差分で近似する. この場合, 空間と時間の増加に対して, 2 次の精度が保証される. ある時刻 $t = n\Delta t$ において, x 方向の関数 u の空間における一次微分を次式のように差分表示する.

$$\frac{\partial u(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)}{\partial x} = \frac{u^n(i+1/2, j, k) - u^n(i-1/2, j, k)}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2] \quad (2.33)$$

式 (2.33) での変数 i の増減 ($\pm 1/2$) は, ($\pm 1/2$) Δx にわたる空間差分を示している. $1/2$ ずつ変化する座標移動は, セル上に電磁界成分を交互に配置させていることを意味する. すなわち, 電界を Δx おきに配置し, その両隣の ($\pm 1/2$) Δx 離れた座標点に磁界を配置する. 磁界の時間変化が $\partial E / \partial x$ の数値解を与える. 同様にして, y および z 方向での差分表示は, 式 (2.34) と式 (2.35) で示される.

$$\frac{\partial u(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)}{\partial y} = \frac{u^n(i, j+1/2, k) - u^n(i, j-1/2, k)}{\Delta y} + O[(\Delta y)^2] \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial u(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)}{\partial z} = \frac{u^n(i, j, k+1/2) - u^n(i, j, k-1/2)}{\Delta z} + O[(\Delta z)^2] \quad (2.35)$$

で与えられる。

関数 u の時間微分はセル (i, j, k) において次式のように差分化される。

$$\frac{\partial u(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)}{\partial t} = \frac{u^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - u^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2] \quad (2.36)$$

関数 u について時間 n の増分 ($\pm 1/2$) を仮定している。これは電界と磁界を $(1/2) \Delta t$ おきに交互に計算するために導入された蛙飛アルゴリズム (leapfrog algorithm) と呼ばれる計算手法である。

図 2.2.3.2 に示すように、セル (i, j, k) には 6 つの電磁界成分が配置されている。以下に示す導出では、表記簡略化とプログラミングコードへの適用を考慮して、表 2.2.3.1 と表 2.2.3.2 に示すように記述する。表 2.2.3.1 は図 2.2.3.2 に対応しており、表 2.2.3.2 は図 2.2.3.2 における点 (i, j, k) と対称な位置に存在する電磁界に着目した場合である。このように場合分けする理由は、解析空間表面の電磁界成分として座標点の正側、負側の成分を考慮するか否かの違いによる。

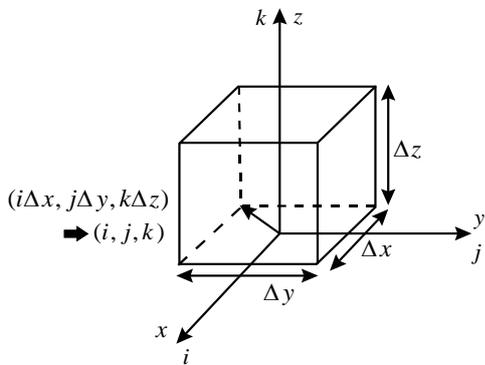


図 2.2.3.1 : Yee セルと座標系

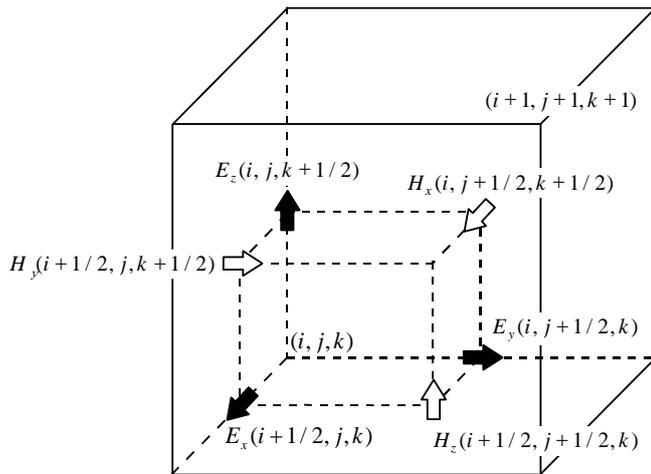


図 2.2.3.2 : セル (i, j, k) における電磁界の配置

表 2.2.3.1 : Yee セルと電磁界成分の表記法

正確な表記法	簡略化された表記
$E_x(i+1/2, j, k)$	$E_x(i, j, k)$
$E_y(i, j+1/2, k)$	$E_y(i, j, k)$
$E_z(i, j, k+1/2)$	$E_z(i, j, k)$
$H_x(i, j+1/2, k+1/2)$	$H_x(i, j, k)$
$H_y(i+1/2, j, k+1/2)$	$H_y(i, j, k)$
$H_z(i+1/2, j+1/2, k)$	$H_z(i, j, k)$

表 2.2.3.2 : セルと電磁界成分の表記法 (2)

正確な表記法	簡略化された表記
$E_x(i-1/2, j, k)$	$E_x(i, j, k)$
$E_y(i, j-1/2, k)$	$E_y(i, j, k)$
$E_z(i, j, k-1/2)$	$E_z(i, j, k)$
$H_x(i, j-1/2, k-1/2)$	$H_x(i, j, k)$
$H_y(i-1/2, j, k-1/2)$	$H_y(i, j, k)$
$H_z(i-1/2, j-1/2, k)$	$H_z(i, j, k)$

散乱界に関するベクトルマクスウェル回転方程式をスカラ成分に分解することによって次式を得る.

$$\frac{\partial E_x^{scat}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_z^{scat}}{\partial y} - \frac{\partial H_y^{scat}}{\partial z} \right) \quad (2.37a)$$

$$\frac{\partial E_y^{scat}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_x^{scat}}{\partial z} - \frac{\partial H_z^{scat}}{\partial x} \right) \quad (2.37b)$$

$$\frac{\partial E_z^{scat}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_y^{scat}}{\partial x} - \frac{\partial H_x^{scat}}{\partial y} \right) \quad (2.37c)$$

$$\frac{\partial H_x^{scat}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_y^{scat}}{\partial z} - \frac{\partial E_z^{scat}}{\partial y} \right) \quad (2.37d)$$

$$\frac{\partial H_y^{scat}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_z^{scat}}{\partial x} - \frac{\partial E_x^{scat}}{\partial z} \right) \quad (2.37e)$$

$$\frac{\partial H_z^{scat}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_x^{scat}}{\partial y} - \frac{\partial E_y^{scat}}{\partial x} \right) \quad (2.37f)$$

微分方程式を差分方程式で置き換えると次式を得る.

$$\begin{aligned} E_x^{scat}(i, j, k, n+1) &= E_x^{scat}(i, j, k, n) \\ &+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta y} \left\{ H_z^{scat} \left(i, j, k, n + \frac{1}{2} \right) - H_z^{scat} \left(i, j-1, k, n - \frac{1}{2} \right) \right\} \\ &- \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} \left\{ H_y^{scat} \left(i, j, k, n + \frac{1}{2} \right) - H_y^{scat} \left(i, j, k-1, n - \frac{1}{2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.38a)$$

$$\begin{aligned} E_y^{scat}(i, j, k, n+1) &= E_y^{scat}(i, j, k, n) \\ &+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} \left\{ H_x^{scat} \left(i, j, k, n + \frac{1}{2} \right) - H_x^{scat} \left(i, j, k-1, n - \frac{1}{2} \right) \right\} \\ &- \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left\{ H_z^{scat} \left(i, j, k, n + \frac{1}{2} \right) - H_z^{scat} \left(i-1, j, k, n - \frac{1}{2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.38b)$$

$$\begin{aligned}
E_z^{scat}(i, j, k, n+1) &= E_z^{scat}(i, j, k, n) \\
&+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left\{ H_y^{scat}\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) - H_y^{scat}\left(i-1, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \right\} \\
&- \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta y} \left\{ H_x^{scat}\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) - H_x^{scat}\left(i, j-1, k, n - \frac{1}{2}\right) \right\}
\end{aligned} \tag{2.38c}$$

$$\begin{aligned}
H_x^{scat}\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) &= H_x^{scat}\left(i, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left\{ E_z^{scat}(i, j+1, k, n) - E_z^{scat}(i, j, k, n) \right\} \\
&+ \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \left\{ E_y^{scat}(i, j, k+1, n) - E_y^{scat}(i, j, k, n) \right\}
\end{aligned} \tag{2.38d}$$

$$\begin{aligned}
H_y^{scat}\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) &= H_y^{scat}\left(i, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \left\{ E_x^{scat}(i, j+1, k, n) - E_x^{scat}(i, j, k, n) \right\} \\
&+ \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left\{ E_z^{scat}(i+1, j, k, n) - E_z^{scat}(i, j, k, n) \right\}
\end{aligned} \tag{2.38e}$$

$$\begin{aligned}
H_z^{scat}\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) &= H_z^{scat}\left(i, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left\{ E_y^{scat}(i+1, j, k, n) - E_y^{scat}(i, j, k, n) \right\} \\
&+ \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left\{ E_x^{scat}(i, j+1, k, n) - E_x^{scat}(i, j, k, n) \right\}
\end{aligned} \tag{2.38f}$$

完全導体を入射界と散乱界に分離して扱う定式化である。

2.2.4 損失媒質の定式化

式 (2.9), 式 (2.10) を用いて媒質中を伝播する散乱界の方程式 (2.25), (2.26) を導出した。 *inc* に対して *i*, *scat* に対し *s* を使用することで式 (2.26) の表記を次式に書き換える。

$$\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}^s}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}^s = -\sigma \mathbf{E}^i - (\varepsilon - \varepsilon_0) \frac{\partial \mathbf{E}^i}{\partial t} + (\nabla \times \mathbf{H}^s) \tag{2.39}$$

直交成分に分割することで電界の *x* 成分を求める。

$$\varepsilon \frac{\partial E_x^s}{\partial t} + \sigma E_x^s = -\sigma E_x^i - (\varepsilon - \varepsilon_0) \frac{\partial E_x^i}{\partial t} + \left(\frac{\partial H_z^s}{\partial y} - \frac{\partial H_y^s}{\partial z} \right) \quad (2.40)$$

上式に中心差分式 (2.33) から式 (2.36) と

$$E_x = \frac{E_x^{n+1} + E_x^n}{2} \quad (2.41)$$

を使用することにより次式を得る. 他の成分についても同様に得る.

$$\begin{aligned} E_x^s(i, j, k, n+1) &= \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_x^s(i, j, k, n) \\ &\quad + \frac{2(\varepsilon_0 - \varepsilon) - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_x^i(i, j, k, n+1) + \frac{2(\varepsilon - \varepsilon_0) - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_x^i(i, j, k, n) \\ &\quad + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta y} \left\{ H_z^s\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) - H_z^s\left(i, j-1, k, n + \frac{1}{2}\right) \right\} \\ &\quad - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z} \left\{ H_y^s\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) - H_y^s\left(i, j, k-1, n + \frac{1}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.42a)$$

$$\begin{aligned} E_y^s(i, j, k, n+1) &= \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_y^s(i, j, k, n) \\ &\quad + \frac{2(\varepsilon_0 - \varepsilon) - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_y^i(i, j, k, n+1) + \frac{2(\varepsilon - \varepsilon_0) - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_y^i(i, j, k, n) \\ &\quad + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z} \left\{ H_x^s\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) - H_x^s\left(i, j-1, k, n + \frac{1}{2}\right) \right\} \\ &\quad - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta x} \left\{ H_z^s\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) - H_z^s\left(i-1, j, k, n + \frac{1}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.42b)$$

$$\begin{aligned} E_z^s(i, j, k, n+1) &= \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^s(i, j, k, n) \\ &\quad + \frac{2(\varepsilon_0 - \varepsilon) - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^i(i, j, k, n+1) + \frac{2(\varepsilon - \varepsilon_0) - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^i(i, j, k, n) \\ &\quad + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta x} \left\{ H_y^s\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) - H_y^s\left(i-1, j, k, n + \frac{1}{2}\right) \right\} \\ &\quad - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta y} \left\{ H_x^s\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) - H_x^s\left(i, j-1, k, n + \frac{1}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.42c)$$

$$\begin{aligned}
H_x^s\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) &= \frac{2\mu - \sigma^* \Delta t}{2\mu + \sigma^* \Delta t} H_x^s\left(i, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \\
&+ \frac{2(\mu_0 - \mu) - \sigma^* \Delta t}{2\mu + \sigma^* \Delta t} H_x^i\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) + \frac{2(\mu - \mu_0) - \sigma^* \Delta t}{2\mu + \sigma^* \Delta t} H_x^i\left(i, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \\
&- \frac{2\Delta t}{(2\mu + \sigma^* \Delta t)\Delta y} \{E_z^s(i, j+1, k, n) - E_z^s(i, j, k, n)\} \\
&+ \frac{2\Delta t}{(2\mu + \sigma^* \Delta t)\Delta z} \{E_y^s(i, j, k+1, n) - E_y^s(i, j, k, n)\}
\end{aligned} \tag{2.42d}$$

$$\begin{aligned}
H_y^s\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) &= \frac{2\mu - \sigma^* \Delta t}{2\mu + \sigma^* \Delta t} H_y^s\left(i, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \\
&+ \frac{2(\mu_0 - \mu) - \sigma^* \Delta t}{2\mu + \sigma^* \Delta t} H_y^i\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) + \frac{2(\mu - \mu_0) - \sigma^* \Delta t}{2\mu + \sigma^* \Delta t} H_y^i\left(i, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \\
&- \frac{2\Delta t}{(2\mu + \sigma^* \Delta t)\Delta z} \{E_x^s(i, j, k+1, n) - E_x^s(i, j, k, n)\} \\
&+ \frac{2\Delta t}{(2\mu + \sigma^* \Delta t)\Delta x} \{E_z^s(i, j+1, k, n) - E_z^s(i, j, k, n)\}
\end{aligned} \tag{2.42e}$$

$$\begin{aligned}
H_z^s\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) &= \frac{2\mu - \sigma^* \Delta t}{2\mu + \sigma^* \Delta t} H_z^s\left(i, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \\
&+ \frac{2(\mu_0 - \mu) - \sigma^* \Delta t}{2\mu + \sigma^* \Delta t} H_z^i\left(i, j, k, n + \frac{1}{2}\right) + \frac{2(\mu - \mu_0) - \sigma^* \Delta t}{2\mu + \sigma^* \Delta t} H_z^i\left(i, j, k, n - \frac{1}{2}\right) \\
&- \frac{2\Delta t}{(2\mu + \sigma^* \Delta t)\Delta x} \{E_y^s(i+1, j, k, n) - E_y^s(i, j, k, n)\} \\
&+ \frac{2\Delta t}{(2\mu + \sigma^* \Delta t)\Delta y} \{E_x^s(i, j+1, k, n) - E_x^s(i, j, k, n)\}
\end{aligned} \tag{2.42f}$$

式 (2.42a) から式 (2.42d) において、 $\sigma = 0$ 、 $\sigma^* = 0$ 、 $\varepsilon = \varepsilon_0$ 、 $\mu = \mu_0$ 、入射電磁界が存在しない場合の結果は、既に導出された式 (2.38a) ~ (2.38f) と一致する。

2.2.5 デルタギャップ給電の定式化

本論文において、ダイポールアンテナを用いた FDTD 解析を行うが、このとき、アンテナへの給電にはデルタギャップ給電法[14]を利用する。本節では、デルタギャップ給電の定式化について説明する。 $V(t)$ を給電電圧としたとき、図 2.2.5.1 に示すようにアンテナ給電部における電界の z 成分を

$$E_z^n\left(i_f, j_f, k_f + \frac{1}{2}\right) = \frac{V(n\Delta t)}{\Delta z} \quad (2.43)$$

によって与えるものがデルタギャップ給電法である．ここで，給電電流は図の閉曲線 C にアンペアの法則

$$I(t) = \oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} \quad (2.44)$$

を適用して

$$\begin{aligned} I\left(\left(n + \frac{1}{2}\right)\Delta t\right) = & \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i_f, j_f - \frac{1}{2}, k_f + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i_f, j_f + \frac{1}{2}, k_f + \frac{1}{2}\right) \right\} \Delta x \\ & + \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i_f + \frac{1}{2}, j_f, k_f + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i_f - \frac{1}{2}, j_f, k_f + \frac{1}{2}\right) \right\} \Delta y \end{aligned} \quad (2.45)$$

より求められる．

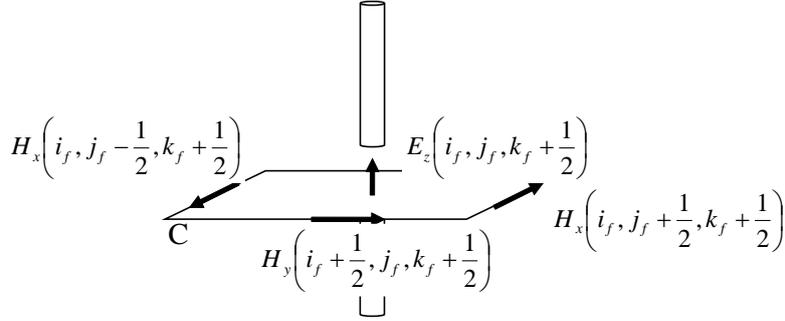


図 2.2.5.1: デルタギャップ給電と給電電流を求めるための磁界

2.2.6 不等間隔メッシュの定式化

FDTD 解析において，大規模領域の計算を行う場合，計算負荷を軽減する手法として不等間隔メッシュ[10]の利用があげられる．本節では不等間隔メッシュにおける，格セルのセルサイズの決定方法について説明する．

3次元 FDTD において各点をそれぞれ

$$\{x_i; i=1, N_x\}, \{y_j; j=1, N_y\}, \{z_k; k=1, N_z\} \quad (2.46)$$

のようにおくと，各セルの辺の大きさは

$$\begin{aligned} \{\Delta x_i = x_{i+1} - x_i; i=1, N_x - 1\}, \{\Delta y_j = y_{j+1} - y_j; j=1, N_y - 1\} \\ \{\Delta z_k = z_{k+1} - z_k; k=1, N_z - 1\} \end{aligned} \quad (2.47)$$

で表される．不等間隔の領域ではセルの頂点から中心までの距離

$$x_{i+\frac{1}{2}} = x_i + \Delta x_i / 2, y_{j+\frac{1}{2}} = y_j + \Delta y_j / 2, z_{k+\frac{1}{2}} = z_k + \Delta z_k / 2 \quad (2.48)$$

によって辺の大きさが定義され、これから各セルの辺の大きさは次のように再定義される

$$\begin{aligned} \{\Delta h_i^x = (\Delta x_i - \Delta x_{i-1})/2; i = 2, N_x\}, \{\Delta h_j^y = (\Delta y_j - \Delta y_{j-1})/2; j = 2, N_y\} \\ \{\Delta h_k^z = (\Delta z_k - \Delta z_{k-1})/2; k = 2, N_z\} \end{aligned} \quad (2.49)$$

FDTD 解析において、不等間隔メッシュの辺の大きさは、電界成分と磁界成分について、それぞれ次のように定義される。

$$E_x \Big|_{i+\frac{1}{2}, j, k}^n \equiv E_x \left(x_{i+\frac{1}{2}}, y_j, z_k, n\Delta t \right), H_x \Big|_{i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \equiv H_x \left(x_i, y_{j+\frac{1}{2}}, z_{k+\frac{1}{2}}, \left(n + \frac{1}{2} \right) \Delta t \right) \quad (2.50)$$

各セルの大きさは図 2.2.6.1 を参照。

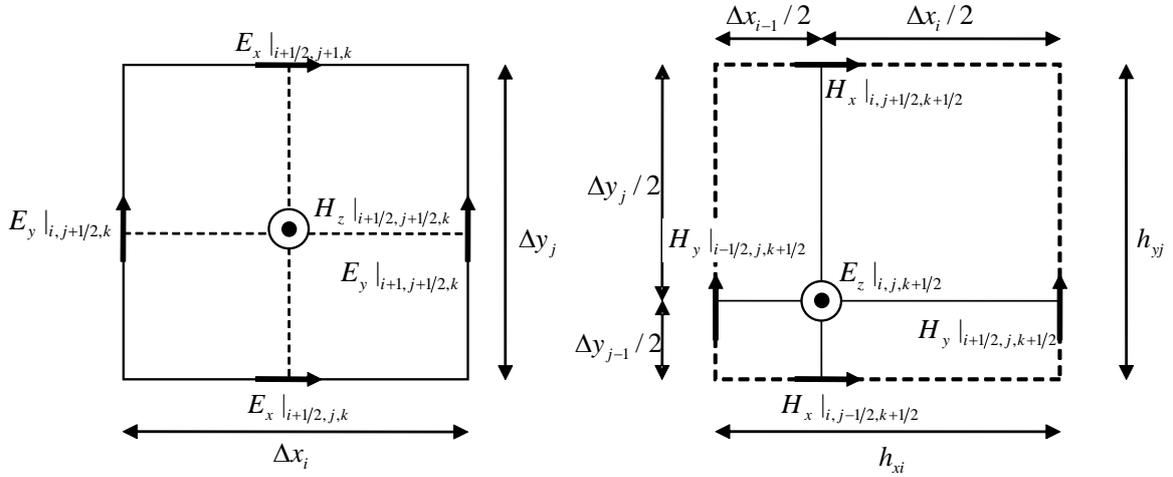


図 2.2.6.1 : 不等間隔メッシュ

2.3 FDTD 法の基礎

本節では、FDTD 法を用いた電磁界解析を実現するための実務上留意しておくべき点について解説する。留意事項は、主に 2 つあり、解析モデルのセル寸法と時間ステップ間隔についてである。

セル寸法は、解析を行う周波数において精緻な結果が得られるよう波長に対して十分小さな値を設定する必要がある。これは扱う媒質によっても調整する必要がある。媒質に誘電性がある場合、媒質内では波長短縮効果により、媒質内では見かけ上の周波数が高くなるからである。

他方、時間ステップ間隔は解析精度を保障するための最大値が存在する[15]。これは Courant の安定条件とよばれる。このとき、時間ステップ間隔を小さくしても、計算精度

の向上が期待できないことが知られている。また、時間ステップ間隔が安定条件を越えると解析結果が不安定になる。

FDTD 法は、解析環境に対応した様々な入力波形を適用できるが、前節で導出した式 (2.42) により散乱界を求める場合、入射界を解析的に定義しなければならないため、一般的には、ガウシアンパルスを用いる。また、解析空間中に周波数依存性媒質を含む場合はコサインパルスの適用が有効である。FDTD 法は、ダイナミックレンジが広く、セル寸法、周波数およびモデルの構造によって変化するが解析解の精度は 120 dB 以上である。アンテナの放射界の解析など入射界が存在しない問題を解く際は、全電磁界を計算する FDTD 法を使用する。

全電磁界または散乱界の解析では、Mur[16]あるいは Higdon[17]の 1 次あるいは 2 次の吸収境界条件を適用することで、FDTD 解析空間の無反射終端を実現する。これらの吸収境界条件の設定は比較的容易であり、多くの FDTD 解析において十分な解析精度を実現する。

解析モデルを含む十分に広い空間のセル寸法を決定した後、解析モデルと吸収境界間のセル数を決定する。また、解析モデルと電磁界の相互作用を解析するのに十分な時間ステップ数を推定する。

2.3.1 セル寸法の決定

正しい解析結果を取得するためには、セル寸法を適切に決定する必要がある。一般的には、1 セルの寸法を最高解析周波数の十分の一以下にする必要があるといわれている。また、散乱体のレーダ断面積を正確に求めるためには、1/20 波長以下程度に寸法を決定する必要がある。一方、簡単な解析モデルでは 1 波長当たり 4 セルでも満足いく結果が得られる場合がある。セル寸法を大きくした場合、ナイキストの標本化定理の上限である $\lambda = 2\Delta x$ に近づくために、解析精度が低下する。

解析空間に誘電体を含む場合、セル寸法の最大値は誘電体の波長によって決まるため、誘電率の大きい誘電体を含んだ解析ではセル寸法が大きくなる。このような場合に解析空間の全領域に渡って均一のセル寸法を適用すると、必要以上にセル数が増加し、計算機コストが増大してしまう。そのため、このような解析を実行する際は、高誘電率の誘電体内部では小さいセルを、外部では大きいセルを用いる不均一セルの適用や[18]-[19]、表面またはシート状のインピーダンス[20]-[22]の適用が望まれる。

セル寸法を決定する際、できるだけ解析モデルの構造を正確に近似しなければならない。

ワイヤー状の細長いアンテナの場合、ワイヤーの太さを波長の $1/10$ から $1/20$ 程度に小さくすると、アンテナのインピーダンスに影響を与えることが懸念される。また、曲面を有す解析モデル散乱を計算する場合、表面形状を立方体セルを用いて階段近似するが、この工程は推定誤差の原因になりやすい[23]。階段近似による解析結果の誤差をなくすためにはセル寸法を波長に対して非常に小さくする必要がある。あるいは、同一寸法の Yee セルを利用するのではなく、構造をモデル化するためのサブセル、あるいは特別なセル分割を適用する。

2.3.2 時間ステップ間隔

適用するセル寸法により、時間ステップ Δt の上限値が安定条件から導出される。すべてのセル寸法を Δu とし、 d 次元 ($d=1, 2, 3$ を想定) の格子に対して、解析空間全体における伝搬速度の最大値を v とする (自由空間では v は光速に対応) と安定条件は、

$$v\Delta t \leq \frac{\Delta u}{\sqrt{d}} \quad (2.51)$$

と表せる。また、格子のセル寸法が同一でない場合、安定条件は次式により表される[13]。

$$v\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (2.52)$$

式 (2.51)、もしくは式 (2.52) の等式から導かれる Δt を使用することで、高精度な解析結果が得られる。多くの場合、上記の Δt より小さい値を使っても、精度の大きな向上は望めないことが知られている。

2.4 CPML

FDTD 法は解析空間の端を完全導体として扱うため、不要な反射波を生じてしまう。そのため一般的には、端での反射影響を低減するための吸収境界条件を適用する。そのひとつが CPML である。CPML は、一般的に用いられる非分散型の Unsplit PML や一軸性 (Uniaxial) PML に比べ、より反射誤差を軽減可能であり、高精度な解析が実現可能である。

CPML は後に説明する CFS PML (Complex Frequency Sift PML) を帰納的畳み込み積分に基づいて実装する方法である。したがって本節では、始めに PML の理論特性を示した後、CFS テンソルについて述べ、最後に FDTD プログラムにおける CPML の効果的な実装方法を示す。詳細については参考文献[25]を参考とした。

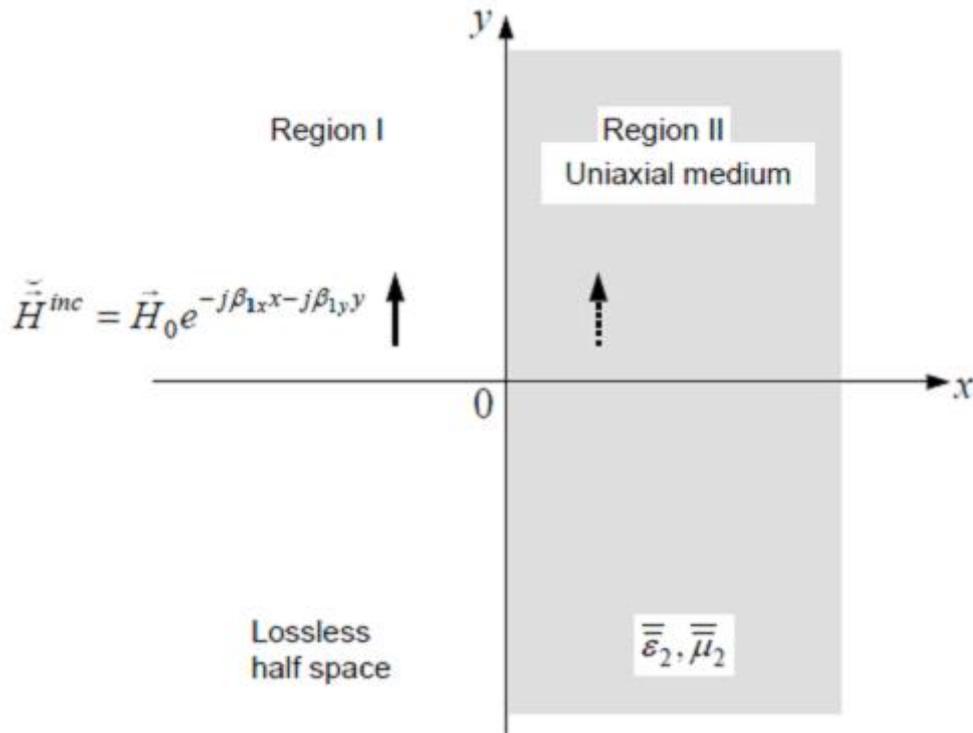
2.4.1 PML の理論特性

2.4.1.1 連続空間

FDTD 法では一般的に解析空間の端部による不要反射を抑えるため吸収境界条件を適用する。PML (Perfect Matched Layer) は、条件の一つであり、メモリ容量を多く必要とするが反射を大きく抑える境界条件として知られている。PML を用いた場合、その層の厚さ d としたとき、 w 軸 (x, y, z 軸) に垂直な表面に角度 θ で PML に入射する波に対して、反射波は伝送線路解析を用いて計算され、次式となる。

$$R(\theta) = e^{-2\sigma_w \eta d \cos \theta} \quad (2.53)$$

ここで、 η および σ_w は w 軸方向に伝搬する波に対する PML における波動インピーダンスおよび導電率である。FDTD 解析において、 $R(\theta)$ は反射誤差であり、PML を終端する PEC 壁による非物理的な反射である。反射誤差は分離型 PML、ストレッチ座標系 PML および Uniaxial PML すべてについて同一である。これは同一の波動方程式を利用しているからである。この誤差は σ_w と d に対して指数関数的に減少する。しかし、反射誤差は $\exp(\cos \theta)$ とともに増加し、 $\theta = 90^\circ$ のとき最大となる。したがって、PML に対し入射波が垂直入射した場合、 $R = 1$ となり PML による反射波の減衰が最小となる。そのため、 $R(\theta)$ は可能な限り小さくしなければならない。これは PML の層を厚くすることで解決可能である。PML の層を薄くする必要がある場合、 σ_w は可能な限り大きくし、反射時の減衰を最大にすることが望まし



い.

図2.4.1.1：一軸性媒質によるPML吸収境界強健

2.4.1.2 離散空間

PML 損失パラメータの変化 連続な入射電磁界に対して σ および σ^* が局所的に階段状ステップであったとしても、理論的に波はPML境界を無反射で伝搬しうる。ただし、FDTD またはマクスウェル方程式の離散表現において有限空間サンプリングによる数値誤差が発生する。結局、FDTD 格子での σ および σ^* の階段状の不連続性を考慮したPMLの実現はPML表面で重大な不要反射波を発生する。

この反射誤差を減少させるため、PML境界に垂直な方向に漸次増加する損失を提案している[22]。漸次増加する損失を仮定すると、ストレッチ座標理論から明らかなようにPMLは整合している。この考えに基づいて、 $x=0$ を境界面とする厚さ d のPMLに対して、 x 軸から相対角度 θ で入射する平面波について考察する。漸次増加するPML導電率 $\sigma_x(x)$ を仮定すると反射量は以下のようにあらわせる。

$$R(\theta) = e^{-2\eta \cos\theta \int_0^d \sigma_x(x) dx} \quad (2.54)$$

多項式増加 $\sigma_x(x)$ (Uniaxial PML における $\kappa_x(x)$) の設定法について、さまざまな提案が行われている。比較的適した方法は、 x 軸方向に多項式または幾何的変化である[26]。多項式増分は簡単に、

$$\sigma_x(x) = \left(\frac{x}{d}\right)^m \sigma_{x,\max} \quad (2.55a)$$

$$\kappa_x(x) = 1 + (\kappa_{x,\max} - 1) \left(\frac{x}{d}\right)^m \quad (2.55b)$$

$x=0$ の PML 境界において σ_x を 0 とし、PEC 外部境界の $x=d$ において $\sigma_{x,\max}$ になる

ように増加させる。Uniaxial PML については、 κ_x は $x=0$ で 1 で、 $x=d$ で $\kappa_{x,\max}$ まで増加する。(2.55) を (2.54) に代入して、

$$R(\theta) = e^{-2\eta\sigma_{x,\max}d\cos\theta/(m+1)} \quad (2.56)$$

と表す。一定の d に対して、多項式増分では 2 つのパラメータ $\sigma_{x,\max}$ および m を与える。

m が大きいと、PML 境界付近では平坦な $\sigma_x(x)$ の分布となるが、PML を進むにつれて急速に $\sigma_x(x)$ が増加する。したがって、電磁界振幅は徐々に減衰し、離散化誤差による反射が少ない。典型的に $3 \leq m \leq 4$ が FDTD シミュレーションにとって最適であることがわかっている [26],[27],[28],[29]。

多項式増分にとって、PML パラメータは誤差量を適当に与えることで直ちに決定される。例えば、 m 、 d および所望の反射量 $R(\theta)$ が既知であるとする。そのとき、式 (2.59) から $\sigma_{x,\max}$ は次式のように書かれる。

$$\sigma_{x,\max} = \frac{(m+1)\ln R(0)}{2\eta d} \quad (2.57)$$

幾何的増加 PML の損失を次式のように定義する[27]。

$$\sigma_x(x) = g^{x/\Delta} \sigma_{x,0} \quad (2.58a)$$

$$\kappa_x(x) = \kappa_{x,\max}^{x/d} g^{x/\Delta} \quad (2.58b)$$

ただし、 $\sigma_{x,0}$ は境界面におけるPML 導電率、 g は増加定数、 Δ はセル寸法である。PML 導電率は $\sigma_{x,0}$ から $g^{d/\Delta}\sigma_{x,0}$ まで増加する。式 (2.58) を式 (2.54) に代入して、次式を得る。

$$R(\theta) = e^{-2\eta\sigma_{x,0}\Delta(g^{d/\Delta}-1)\cos\theta/\ln g} \quad (2.59)$$

d が一定のとき、幾何的増加は2 つのパラメータ g と $\sigma_{x,0}$ を設定する。 $\sigma_{x,0}$ は初期離散誤差を最小化するため小さな値とし、 $g > 1$ のときPML 内部の導電率は増加する。 g が大きいとき $x=0$ 近傍の導電率の増加は平坦で、内部ほど急勾配となる。 g, d および $R(0)$ を前もって設定するので、

$$\sigma_{x,0} = \frac{\ln R(0)\ln g}{2\eta(g^{d/\Delta}-1)} \quad (2.60)$$

一般に、 $2 \leq g \leq 3$ とするのが、ほとんどのFDTD シミュレーションにとって最適である。

離散化誤差 効果的なPML を設定するためには理論的反射誤差 $R(0)$ と数値離散化誤差の両方を検討しなければならない。例えば、式 (2.57) は $R(0)$ と m に対して多項式増加特性を有する導電率 $\sigma_{x,\max}$ を与える。 $\sigma_{x,\max}$ が小さいと、PML からの主要な反射はPEC での反射となる。式 (2.54) は反射誤差に関する限り大きな $\sigma_{x,\max}$ を用いる。しかし、 $\sigma_{x,\max}$ が大きすぎるとFDTD 近似による離散化誤差が無視できなくなり、実際の反射誤差は式 (2.54) よりも大きくなる可能性がある。結局、PEC 境界からの反射と離散化誤差のバランスをとる $\sigma_{x,\max}$ の最適値が存在する。

反射は $x=0$ のPML 表面で発生すると同時に最大の離散化誤差が明らかであるとBerenger が述べている[26],[27]。PML を伝搬し、反射される波動エネルギーは反射点の前後で減衰され、影響は少ない。 $x=0$ における不連続性を最小化することが望ましい。以前議論したように、一つの方法は $x=0$ 付近でPML の損失を平坦にすることである。ただし、深さとともに損失が急激に増加すると、PML からの反射は無視できない。

数値解析から、多くの応用に対して10 セルPML では、多項式増分で $R(0)=e^{-16}$ 、5 セルPML では $R(0)=e^{-8}$ が最適値である。式 (2.57) から、多項式増分に対する $\sigma_{x,\max}$ の最適値は、

$$\sigma_{x,opt} = \frac{0.8(m+1)}{\eta_0\Delta\sqrt{\epsilon_{r,eff}\mu_{r,eff}}} \quad (2.61)$$

ただし、 η_0 は自由空間での波動インピーダンス、 Δ は垂直方向のセル寸法、 $\epsilon_{r,eff}$ および $\mu_{r,eff}$ は実効比誘電率および比透磁率をあらわす定数である。不均一媒質および分散性媒質

に対して、 $\varepsilon_{r,eff}$ および $\eta_{r,eff}$ は媒質パラメータの平均値またはPML 境界に入射すると予想される基本モードの波数などから決定される。このように決定された $\sigma_{x,opt}$ は、多くの解析対象に対して適応可能である。

2.4.2 複素周波数シフトテンソル

2.4.2.1 解析対象と必要性

前節のPMLの理論特性において、PML にほぼ垂直に入射する伝搬波の吸収特性について考察した。しかし、離散的FDTD 解析空間においてPML を実装する際、PML 吸収境界に対してほぼ平行に入射する数値伝搬波では大規模な不要反射が発生することに注意しなければならない。例えば、特定方向に長い構造をPML で終端するとき、このような状況を考慮しなければならない。さらに、入射伝搬波が表面波であるような場合、大規模なPML による反射が起こりうる。その他の例として、導体構造の不連続部分および頂点、あるいはアンテナ近傍界など電磁界の特異点がPML 吸収境界に近接している場合に発生する。

PML 境界正面から垂直に入射する TE_z 平面波による不要反射について考察する。反射係数は次式のとおり書くことができる。

$$\gamma_0 = \frac{1 - \sqrt{s_x^*(0)/s_x(0)}}{1 + \sqrt{s_x^*(0)/s_x(0)}} \quad (2.62)$$

詳細については以下から導く。

Uniaxial PML における時間調和マクスウェル回転方程式は、

$$\nabla \times \vec{\tilde{H}} = j\omega \vec{\tilde{\varepsilon}} \vec{\tilde{E}} \quad (2.63a)$$

$$\nabla \times \vec{\tilde{E}} = -j\omega \vec{\tilde{\mu}} \vec{\tilde{H}} \quad (2.63b)$$

と書かれる。 $\vec{\tilde{s}}$ は外角テンソルであり、次式で定義される。

$$\vec{\tilde{s}} = \begin{bmatrix} S_x^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & S_x & 0 \\ 0 & 0 & S_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_y & 0 & 0 \\ 0 & S_y^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & S_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_z & 0 & 0 \\ 0 & S_z & 0 \\ 0 & 0 & S_z^{-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{S_y S_z}{S_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{S_x S_z}{S_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{S_x S_y}{S_z} \end{bmatrix} \quad (2.64)$$

1 以外の値である実部 κ を導入して、 $\vec{\tilde{s}}$ の対角成分は次式で与えられる。

$$s_x = \kappa_x + \frac{\sigma_x}{j\omega\epsilon} \quad (2.65a)$$

$$s_y = \kappa_y + \frac{\sigma_y}{j\omega\epsilon} \quad (2.65b)$$

$$s_z = \kappa_z + \frac{\sigma_z}{j\omega\epsilon} \quad (2.65c)$$

式 (2.64) のテンソルで, FDTD 解析空間内の非等方性 PML を定義することができる.

このとき, Uniaxial PML における誘電体は均一であると仮定してあるので, (2.65a) でいうと, $\epsilon = \epsilon(y, z)$ で区間ごとに連続である. このように, 表面電荷密度は媒質境界に存在し, 不連続関数の微分により以下のガウス則により推定され, この非物理的電荷は不都合な定式化となる.

$$\nabla \cdot \vec{D} = \nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = \frac{\partial}{\partial x} (\epsilon s_x E_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\epsilon s_y E_y) + \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon s_z E_z) = 0 \quad (2.64)$$

これを避けるため, s_x は y と z に独立でなければならない. σ_x / ϵ が一定のときのみ, 満足される. $\sigma_x(y, z) / \epsilon(y, z)$ が一定になるように接線方向を可変にすることで実現される. σ_x を比誘電率で規格化するのが単純な方法であり, 式 (2.65a) を次式のとおり書き換える.

$$s_x = \kappa_x + \frac{\sigma'_x}{j\omega\epsilon_0} \quad (2.65a')$$

ただし, ϵ_0 は自由空間中の誘電率である. σ'_x は接線方向の y 軸および z 軸に対して一定値であるが, 垂直方向の x 軸に対して変化する. ここで, Uniaxial PML でガウス則が満足され, 取り扱い易い定式化となる. さらに, Uniaxial PML の媒質に独立な定式化となる [24],[29],[30],[31]-[36].

この (2.65a') で定義されている電氣的テンソル s_x および磁氣的テンソル s_x^* を利用して, (2.62) で表記している.

ストレッチ座標系は式 (2.55) から空間的に伸張されていると仮定している. このとき, PML

境界正面において, $s_x(\mathbf{0}) = 1$ である. 離散空間において, 磁氣的テンソルおよび電氣的テンソルが2分の1セルごとに交互に配置される. 離散空間であることから, 磁氣的テンソル係数はPML境界表面から2分の1セルだけ内側において0ではない. すなわち,

$$\gamma_0 = \frac{1 - \sqrt{s_x(\Delta_x/2)}}{1 + \sqrt{s_x(\Delta_x/2)}} \quad (2.66)$$

ただし、 Δ_x は FDTD セル寸法である。式 (2.65a) に示されている s_x の定義から、式 (2.66) は次式のように書き換えられる。

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{1 + \sigma_x(\Delta_x/2)/j\omega\epsilon_0} - 1}{\sqrt{1 + \sigma_x(\Delta_x/2)/j\omega\epsilon_0} + 1} = \frac{\sqrt{\omega - j\sigma_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0} - \sqrt{\omega}}{\sqrt{\omega - j\sigma_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0} + \sqrt{\omega}} \quad (2.67)$$

ただし、簡単化のため $\kappa_x(\Delta_x/2) = 1$ としている。周波数範囲 $\omega \gg \sigma_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0$ において、 $\gamma_0 = 0$ である。低周波数 $\omega \ll \sigma_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0$ では、 $\gamma_0 = 1$ である。結局、PML 吸収境界と長い時間にわたって相互作用しながら、ゆっくりと変化する電磁界または伝搬波により大きな反射が生じる[27],[37]。

低周波数における大きな反射と高周波数における小さな反射の境目となる周波数は式 (2.67) から次式のとおり定義される[38]。

$$t_c = \frac{1}{f_c} = \frac{1}{1.8 \times 10^{10} \sigma_x(\Delta_x/2)} \quad (2.68)$$

この時間以降、相対的に大きな反射が発生することを、Berenger が数値実験により確認している[26]。斜め入射波やゆっくりと移動する表面波など、結果的に PML と長時間にわたって相互作用するような電磁界に対して PML では十分な吸収特性が得られない。

$\sigma_x(\Delta_x/2)$ を減少させるまたは解析領域寸法を拡大することで、PML 吸収境界からの非所望の反射を低下させることは可能である。しかし、そのような対策では、 $R(\theta)$ が増加する、あるいは解析に必要な計算機リソースが増加することになる。離散化誤差および理論的な反射誤差をうまく調整しなければならない。

2.4.2.2 最新時間あるいは低周波数における反射を減少させるための手法

低周波数において反射係数が大きな値となる理由は、テンソル係数 s_x がゼロ周波数でポールあるいは特異点となるためである。すなわち、 $\omega \rightarrow 0$ のとき、 $s_x \rightarrow -j\infty$ である。しかし、原点から複素空間上方にポールをずらすことによって、この問題を解決することができる。この目的で、テンソル係数 s_x を次式のとおり与える[39],[40]。

$$s_x = \kappa_x + \frac{\sigma_x}{a_x + j\omega\epsilon_0} \quad (2.69)$$

この式は複素周波数シフト (CFS) テンソル係数と呼ばれている[30],[39],[41]. ここで, $\kappa_x \geq 1$, $\sigma_x \geq 0$, $a_x \geq 0$ かつすべて実数であると仮定すると, 式 (4.17) で与えられる s_x は因果律を満足し, その解は安定である[41].

式 (2.62) を利用してCFS-PML テンソルから反射係数を推定する. この場合, s_x は多項式で表され, $\sigma_x(0)=0$, $\kappa_x(0)=1$, $a_x \neq 0$ ならば, $s_x(0)=1$ である. 磁氣的テンソル係数 s_x^* は $\Delta_x/2$ において0ではない値を持つ. 反射係数は近似的に次式で与えられる.

$$\gamma_{CFS} = \frac{\sqrt{1 + \frac{\sigma_x(\Delta_x/2)}{a_x(\Delta_x/2) + j\omega\epsilon_0}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{\sigma_x(\Delta_x/2)}{a_x(\Delta_x/2) + j\omega\epsilon_0}} + 1} \quad (2.70)$$

簡単化のため, $\kappa_x(\Delta_x/2)=1$ と仮定する. 高周波数 $\omega \gg a_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0$ および $\omega \gg \sigma_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0$ において, $\gamma_{CFS} \rightarrow 0$ となることが分かる. 一方, 低周波数 $\omega \ll a_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0$ において, 次式となる.

$$\gamma_{CFS} \Big|_{low-f \ limit} = \frac{\sqrt{1 + \frac{\sigma_x(\Delta_x/2)}{a_x(\Delta_x/2)}} - 1}{\sqrt{1 + \frac{\sigma_x(\Delta_x/2)}{a_x(\Delta_x/2)}} + 1} \quad (2.71)$$

ここで, $\sigma_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0 / a_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0 \ll 1$ を仮定すると, 式 (2.70) は次式となる.

$$\gamma_{CFS} \Big|_{low-f \ limit} = \frac{\sigma_x(\Delta_x/2)}{4a_x(\Delta_x/2)} \quad (2.72)$$

式 (2.67) と式 (2.72) を比較して, CFS テンソル係数は, 低周波数帯におけるPML 境界正面からの不要反射誤差をかなり低減できると直ちに分かる. CFS PML に関する反射現象に関する詳細な検討については, 参考文献[42]を参照すること.

CFS PML の動作を完全に理解するため, この媒質中を伝搬する電磁界の減衰について議論する. 伝搬波は複素伝搬定数 $\gamma_x^{inc} = \alpha_x^{inc} + j\beta_x^{inc}$ を仮定する. ただし, α_x^{inc} は減衰定数である.

完全整合一軸性媒質[25] と同じ導出手法により, 伝搬波は波面と垂直な軸方向に対して $\exp(-\gamma_x^{inc} s_x x)$ で表される指数関数依存性を有している. 式 (2.69) のCFS テンソル係数は次式のように展開することができる.

$$e^{-\left(\alpha_x^{inc} + j\beta_x^{inc}\right)\left(\kappa_x + \frac{\sigma_x}{a_x + j\omega\epsilon_0}\right)x} = e^{-\left(\alpha_x^{inc}\kappa_x + j\beta_x^{inc}\kappa_x + \alpha_x^{inc}\frac{\sigma_x}{a_x + j\omega\epsilon_0} + j\beta_x^{inc}\frac{\sigma_x}{a_x + j\omega\epsilon_0}\right)x} \quad (2.73)$$

式 (2.73) から、多くのことが分かる。最初に、 κ_x は入射波の CFS PML 中における減衰定数 α_x^{inc} を増幅する。次に、 $\omega \gg a_x / \epsilon_0$ の極限において、CFS PML は通常の PML と同等な吸収特性を有する。しかし、 $\omega \ll a_x / \epsilon_0$ の極限では、CFS PML の導電率 σ_x が入射波の減衰に寄与しないことが分かる。事実、入射波が減衰しない ($\alpha_x^{inc} = 0$) で伝搬すると、CFS PML は低周波数帯で入射波を減衰させることはない。CFS PML の境界周波数は次式のように見積もることができる。

$$f_a = a_x / 2\pi\epsilon_0 \quad (2.74)$$

$f \ll f_a$ ならば、伝搬波は PML による減衰を受けず、伝搬に起因する減衰のみが観測され

る。逆に、 $f \gg f_a$ ならば、PML は伝搬波を効果的に減衰させる。

結論として、CFS PML は低周波数帯で反射誤差をかなり減少させることが可能であるが、従来の PML では全く減衰させることはない。幸運にも、この課題は空間係数 a_x を利用して解決することができる。式 (2.70) および (2.72) から予想されるように、 a_x は PML 境界正面近傍で相対的に大きな値とすべきである。その理由は、 $\sigma_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0 / a_x(\Delta_x/2)/\epsilon_0 \ll 1$ のとき、反射係数が最小になるからである。PML 内部では、 a_x を徐々に小さな値として、PML 内部を伝搬する電磁界の低周波スペクトルが近似的に減衰されるようにする。したがって、 $a_x(x)$ は PML 境界正面において最大とし、PML 内部に進むほどゼロに近づく。この目的を達成するため、 $a_x(x)$ に推奨される多項式近似は次式となる。

$$a_x = \begin{cases} a_{x,\max} \left((d-x)/d \right)^{m_a} & 0 \leq x \leq d \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.75)$$

ただし、PML 境界正面は $x=0$ にあるとする。また、 m_a はべき乗数、 d は PML の厚さである。

2.4.3 FDTD プログラムにおける CPML の効果的な実装方法

一般的な Uniaxial PML はプログラム開発者によって広く利用され、多数の商用 FDTD ソフトウェアパッケージで採用されている。しかし、2.4.2 で明らかにしたように、式 (2.65) で定義される古典的なテンソル係数を利用したのでは、表面波、最新時刻の電磁波あるいは低周波数帯での相互作用により、大規模な反射誤差が生じる。適切に設定された CFS テンソル係数を

利用することで、この課題を解決することができる。FDTD プログラムにCFS PML を実装することは、Gedney によりADE の利用とともに提案された[30]。さらに、効果的な実装方法が Roden とGedney により提案された[39]。それは、帰納的畳み込み積分法に基づく実装方法である。それ以来、この方法はCPML 定式化と呼ばれるようになった。CPML は[25]で説明したとおり、PML のストレッチ座標系に基づいている。この後で説明するように、CPML 定式化は古典的なUniaxial PML、前述のUnsplit PML よりも正確であり、効率的であらゆる媒質に対して適用可能である。

2.4.3.1 差分式の導出

F^{-1} で逆フーリエ変換を定義し、次の関係式を定義する。

$$\bar{s}_w = F^{-1}[1/s_w(\omega)], w = x, y, z \quad (2.76)$$

ただし、 $\{s_w\}$ は式 (2.69) で定義されるCFS ストレッチ座標系テンソルである。このとき,[25] で説明されているPML のストレッチ座標系における定式化から、時間領域におけるアンペール則は次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} = & \hat{x} \left(\bar{s}_y \otimes \frac{\partial}{\partial y} H_z - \bar{s}_z \otimes \frac{\partial}{\partial z} H_y \right) + \hat{y} \left(\bar{s}_z \otimes \frac{\partial}{\partial z} H_x - \bar{s}_x \otimes \frac{\partial}{\partial x} H_z \right) \\ & + \hat{z} \left(\bar{s}_x \otimes \frac{\partial}{\partial x} H_y - \bar{s}_y \otimes \frac{\partial}{\partial y} H_x \right) \end{aligned} \quad (2.77)$$

さらに、フーリエ変換理論から、次式が成り立つ。

$$\bar{s}_w = F^{-1} \left(\frac{1}{\kappa_w + \frac{\sigma_w}{a_w + j\omega\epsilon_0}} \right) = \frac{\delta(t)}{\kappa_w} - \frac{\sigma_w}{\epsilon_0 \kappa_w^2} e^{-\left(\frac{\sigma_w}{\epsilon_0 \kappa_w} + \frac{a_w}{\epsilon_0}\right)t} u(t) \equiv \frac{\delta(t)}{\kappa_w} + \zeta(t) \quad (2.78)$$

ただし、 $u(t)$ は単位ステップ関数、 $\delta(t)$ は単位インパルス関数である。式 (2.78) を式 (2.77) に代入して、アンペール則は次式のように書かれる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} = & \hat{x} \left(\frac{1}{\kappa_y} \frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{1}{\kappa_z} \frac{\partial}{\partial z} H_y + \zeta_y \otimes \frac{\partial}{\partial y} H_z - \zeta_z \otimes \frac{\partial}{\partial z} H_y \right) \\ & + \hat{y} \left(\frac{1}{\kappa_z} \frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{1}{\kappa_x} \frac{\partial}{\partial x} H_z + \zeta_z \otimes \frac{\partial}{\partial z} H_x - \zeta_x \otimes \frac{\partial}{\partial x} H_z \right) \\ & + \hat{z} \left(\frac{1}{\kappa_x} \frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{1}{\kappa_y} \frac{\partial}{\partial y} H_x + \zeta_x \otimes \frac{\partial}{\partial x} H_y - \zeta_y \otimes \frac{\partial}{\partial y} H_x \right) \end{aligned} \quad (2.79)$$

双対な式がファラディ則に対して導出される.

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = & \hat{x} \left(\frac{1}{\kappa_y} \frac{\partial}{\partial y} E_z - \frac{1}{\kappa_z} \frac{\partial}{\partial z} E_y + \zeta_y \otimes \frac{\partial}{\partial y} E_z - \zeta_z \otimes \frac{\partial}{\partial z} E_y \right) \\
& + \hat{y} \left(\frac{1}{\kappa_z} \frac{\partial}{\partial z} E_x - \frac{1}{\kappa_x} \frac{\partial}{\partial x} E_z + \zeta_z \otimes \frac{\partial}{\partial z} E_x - \zeta_x \otimes \frac{\partial}{\partial x} E_z \right) \\
& + \hat{z} \left(\frac{1}{\kappa_x} \frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{1}{\kappa_y} \frac{\partial}{\partial y} E_x + \zeta_x \otimes \frac{\partial}{\partial x} E_y - \zeta_y \otimes \frac{\partial}{\partial y} E_x \right)
\end{aligned} \tag{2.80}$$

次に, 離散化されたFDTD 定式化に基づいて式 (2.79) から電界成分, 式 (2.80) から磁界成分の時間更新式を導出する. 離散畳み込み $\zeta_w \otimes (\partial H_v / \partial w)$ を効率的に実装する必要がある.

そのまま実装してしまうと, 計算機リソースを浪費してしまう. しかし, $\zeta_w(t)$ を与えることで, Luebbers と Hunsberger によって報告された帰納的畳み込み (RC) 法[43]を利用して, 極めて効率的に実装することができる.

最初の手順は, $Z_w(m)$ および $\zeta_w(t)$ の離散インパルス応答を導出することである.

$$Z_w(m) = \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} \zeta_w(\tau) d\tau = -\frac{\sigma_w}{\varepsilon_0 \kappa_w^2} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} e^{-\left(\frac{\sigma_w + a_w}{\varepsilon_0 \kappa_w} + \frac{a_w}{\varepsilon_0}\right)\tau} d\tau = c_w e^{-\left(\frac{\sigma_w + a_w}{\varepsilon_0 \kappa_w} + \frac{a_w}{\varepsilon_0}\right)m\Delta t} \tag{2.81}$$

ただし,

$$\begin{aligned}
c_w &= \frac{\sigma_w}{\sigma_w \kappa_w + \kappa_w^2 a_w} \left[\exp \left\{ -\left(\frac{\sigma_w}{\varepsilon_0 \kappa_w} + \frac{a_w}{\varepsilon_0} \right) \Delta t \right\} - 1 \right] \\
&= \frac{\sigma_w}{\kappa_w (\sigma_w + \kappa_w a_w)} \left[\exp \left\{ -\left(\frac{\sigma_w}{\kappa_w} + a_w \right) \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \right\} - 1 \right]
\end{aligned} \tag{2.82}$$

ここで, 畳み込みは $\zeta_w(t)$ および $\partial H_v / \partial w$ を微小区間内の定数値で近似することにより, 離散的に実装することができる.

$$\psi_{w,v}(n) = \zeta_w(t) \otimes \frac{\partial}{\partial w} H_v(t) \Big|_{t=n\Delta t} \approx \sum_{m=0}^{n-1} Z_w(m) \frac{\partial}{\partial w} H_v(n-m) \tag{2.83}$$

この定式化で, 時刻 $n\Delta t$ において離散畳み込み積分 ψ を計算するためには, n 回の浮動小数点演算が必要である. FDTD シミュレーションにそのまま実装してしまうと, その計算量は非常識なものとなる. その代わりに, ψ の時間発展を効率的に計算する帰納的計算式を利用することとし, 次式の計算式を利用する.

(2.84)

$$\psi_{w,v}(n) = b_w \psi_{w,v}(n-1) + c_w \frac{\partial}{\partial w} H_v(n)$$

ただし

$$b_w = e^{-\left(\frac{\sigma_w + a_w}{\varepsilon_0 \kappa_w \varepsilon_0}\right) \Delta t} \quad (2.85)$$

さらに、 c_w は式 (2.82) で与えられている。上式においては、 $\psi_{w,v}(n)$ は単純な時間発展の手法を適用して、非常に効率的に時間ステップとともに値を更新している。

離散的畳み込み積分を適用して、効果的なFDTDの定式化が式 (2.79) および (2.80) に対して導出される。例として、式 (2.79) のアンペール則の x 軸方向の変化について考察する。ただし、一般的な議論を行うために、解析空間は有限の導電率 σ を有しているものとする。電束密度 D と電界 E に妥当な構成関係式を適用し、次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon E_x) + \sigma E_x = \left(\frac{1}{\kappa_y} \frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{1}{\kappa_z} \frac{\partial}{\partial z} H_y \right) + \left(\zeta_y \otimes \frac{\partial}{\partial y} H_z - \zeta_z \otimes \frac{\partial}{\partial z} H_y \right) \quad (2.86)$$

離散時間と離散空間における近似および帰納的畳み込み積分近似[25]を利用することで、式 (4.34) は離散定式化において次式となる。

$$\begin{aligned} & \varepsilon(i+1/2, j, k) \frac{E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k) - E_x^{n-1/2}(i+1/2, j, k)}{\Delta t} \\ & + \sigma(i+1/2, j, k) \frac{E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k) - E_x^{n-1/2}(i+1/2, j, k)}{2} \\ & = \frac{H_z^n(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^n(i+1/2, j-1/2, k)}{\kappa_y \Delta y} \\ & \quad - \frac{H_y^n(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^n(i+1/2, j, k-1/2)}{\kappa_z \Delta y} \\ & \quad + \psi_{E_{x,y}}^n(i+1/2, j, k) - \psi_{E_{x,z}}^n(i+1/2, j, k) \end{aligned} \quad (2.87)$$

ただし、 $\psi_{E_{x,y}}$ および $\psi_{E_{x,z}}$ はそれぞれ y 軸方向および z 軸方向に垂直な境界表面を有するPML領域にのみ保存された未知数である。これら未知数は次式のとおり時間更新される。

$$\begin{aligned} \psi_{E_{x,y}}^n(i+1/2, j, k) &= b_y(j) \psi_{E_{x,y}}^{n-1}(i+1/2, j, k) \\ & + c_y(j) \frac{H_z^n(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^n(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} \end{aligned} \quad (2.88a)$$

$$\begin{aligned} \psi_{E_{x,z}}^n(i+1/2, j, k) &= b_z(k) \psi_{E_{x,z}}^{n-1}(i+1/2, j, k) \\ &+ c_z(k) \frac{H_y^n(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^n(i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \end{aligned} \quad (2.88b)$$

離散係数 $b_y(j)$ および $c_y(j)$ は y 軸方向に垂直な境界表面を有する PML においてのみゼロでない。これらの係数は、式 (2.85) および式 (2.82) を利用して、離散格子の辺中心 $(i+1/2, j, k)$ の y 軸座標であるある離散点 $j\Delta y$ において計算された拡張テンソル係数 $\kappa_y(j)$, $\sigma_y(j)$ および $a_y(j)$ からそれぞれ計算される。離散係数 $b_z(k)$ および $c_z(k)$ は z 軸方向に垂直な境界表面を有する PML においてゼロ以外の値を持つ。これらの係数は、離散格子の辺中心 $(i+1/2, j, k)$ の z 軸座標であるある離散点 $k\Delta z$ において計算された拡張テンソル係数 $\kappa_z(k)$, $\sigma_z(k)$ および $a_z(k)$ からそれぞれ計算される。

E_x の時間更新式は式 (2.87) から導出され、次式となる。

$$\begin{aligned} E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k) &= C_a(i+1/2, j, k) E_x^{n-1/2}(i+1/2, j, k) \\ &+ C_b(i+1/2, j, k) \left(\frac{H_z^n(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^n(i+1/2, j-1/2, k)}{\kappa_y(j)\Delta y} \right. \\ &\quad - \frac{H_y^n(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^n(i+1/2, j, k-1/2)}{\kappa_z(k)\Delta z} \\ &\quad \left. + \psi_{E_{x,y}}^n(i+1/2, j, k) - \psi_{E_{x,z}}^n(i+1/2, j, k) \right) \end{aligned} \quad (2.89a)$$

ただし、

$$C_a(i+1/2, j, k) = \frac{1 - \frac{\sigma(i+1/2, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i+1/2, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i+1/2, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i+1/2, j, k)}} \quad (2.90a)$$

$$C_b(i+1/2, j, k) = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i+1/2, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i+1/2, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i+1/2, j, k)}} \quad (2.90b)$$

(i, j, k) と (x, y, z) を置き換えることで、 E_y および E_z の式を次式のとおり導出できる。

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k) &= C_a(i, j+1/2, k)E_y^{n-1/2}(i, j+1/2, k) \\
&+ C_b(i, j+1/2, k) \left(\frac{H_x^n(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^n(i, j+1/2, k-1/2)}{\kappa_z(k)\Delta z} \right. \\
&\quad - \frac{H_z^n(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^n(i-1/2, j+1/2, k)}{\kappa_x(i)\Delta x} \\
&\quad \left. + \psi_{E_{y,z}}^n(i, j+1/2, k) - \psi_{E_{y,x}}^n(i, j+1/2, k) \right)
\end{aligned} \tag{2.89b}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2) &= C_a(i, j, k+1/2)E_z^{n-1/2}(i, j, k+1/2) \\
&+ C_b(i, j, k+1/2) \left(\frac{H_y^n(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^n(i-1/2, j, k+1/2)}{\kappa_x(i)\Delta x} \right. \\
&\quad - \frac{H_y^n(i, j+1/2, k+1/2) - H_y^n(i, j-1/2, k+1/2)}{\kappa_z(k)\Delta z} \\
&\quad \left. + \psi_{E_{z,x}}^n(i, j, k+1/2) - \psi_{E_{z,y}}^n(i, j, k+1/2) \right)
\end{aligned} \tag{2.89c}$$

さらに,

$$\begin{aligned}
\psi_{E_{y,z}}^n(i, j+1/2, k) &= b_z(k)\psi_{E_{y,z}}^{n-1}(i, j+1/2, k) \\
&+ c_z(k) \frac{H_x^n(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^n(i, j+1/2, k-1/2)}{\Delta z}
\end{aligned} \tag{2.88c}$$

$$\begin{aligned}
\psi_{E_{y,x}}^n(i, j+1/2, k) &= b_x(i)\psi_{E_{y,x}}^{n-1}(i, j+1/2, k) \\
&+ c_x(i) \frac{H_z^n(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^n(i-1/2, j+1/2, k)}{\Delta x}
\end{aligned} \tag{2.88d}$$

$$\begin{aligned}
\psi_{E_{z,x}}^n(i, j, k+1/2) &= b_x(i)\psi_{E_{z,x}}^{n-1}(i, j, k+1/2) \\
&+ c_x(i) \frac{H_y^n(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^n(i-1/2, j, k+1/2)}{\Delta x}
\end{aligned} \tag{2.88e}$$

$$\begin{aligned}
\psi_{E_{z,y}}^n(i, j, k+1/2) &= b_y(j)\psi_{E_{z,y}}^{n-1}(i, j, k+1/2) \\
&+ c_y(j) \frac{H_x^n(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^n(i, j-1/2, k+1/2)}{\Delta y}
\end{aligned} \tag{2.88f}$$

双対性を利用して、磁界成分に関する式を導出する。例えば、式 (2.80) における x 軸方向へのファラディ則から H_x の時間更新式は次式となる。

$$\begin{aligned}
H_x^{n+1}(i, j+1/2, k+1/2) = & D_a(i, j+1/2, k+1/2)H_x^n(i, j+1/2, k+1/2) \\
& - D_b(i, j+1/2, k+1/2) \left(\frac{E_z^{n+1/2}(i, j+1, k+1/2) - E_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2)}{\kappa_y(j+1/2)\Delta y} \right. \\
& - \frac{E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1) - E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k)}{\kappa_z(k+1/2)\Delta z} \\
& \left. + \psi_{H_{x,y}}^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - \psi_{E_{x,z}}^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) \right)
\end{aligned} \tag{2.91a}$$

ただし,

$$D_a(i, j+1/2, k+1/2) = \frac{1 - \frac{\sigma^*(i, j+1/2, k+1/2)\Delta t}{2\mu(i, j+1/2, k+1/2)}}{1 + \frac{\sigma^*(i, j+1/2, k+1/2)\Delta t}{2\mu(i, j+1/2, k+1/2)}} \tag{2.92a}$$

$$D_b(i, j+1/2, k+1/2) = \frac{\frac{\Delta t}{\mu(i, j+1/2, k+1/2)}}{1 + \frac{\sigma^*(i, j+1/2, k+1/2)\Delta t}{2\mu(i, j+1/2, k+1/2)}} \tag{2.92b}$$

ただし, $\psi_{H_{x,y}}$ および $\psi_{H_{x,z}}$ はそれぞれ y 軸方向および z 軸方向に垂直境界表面を有するPML領域内においてのみ保存されている離散系での未知数である. これらの未知数は次式で更新される.

$$\begin{aligned}
\psi_{H_{x,y}}^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = & b_y(j+1/2)\psi_{H_{x,y}}^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) \\
& + c_y(j+1/2) \frac{E_z^{n+1/2}(i, j+1, k+1/2) - E_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2)}{\Delta y}
\end{aligned} \tag{2.93a}$$

$$\begin{aligned}
\psi_{H_{x,z}}^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = & b_z(k+1/2)\psi_{H_{x,z}}^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) \\
& + c_z(k+1/2) \frac{E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1) - E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k)}{\Delta z}
\end{aligned} \tag{2.93b}$$

離散係数 $b_y(j+1/2)$ および $c_y(j+1/2)$ は y 軸に垂直な境界表面を有するPML領域においてゼロ以外の値を持つ. これら係数は式 (2.85) および式 (2.82) から, 離散格子表面中心 $(i, j+1/2, k+1/2)$ の y 軸座標である離散位置 $(j+1/2)\Delta y$ において計算された拡張テンソル係数 $\kappa_y(j+1/2)$, $\sigma_y(j+1/2)$ および $a_y(j+1/2)$ から計算される. 離散系の係数 $b_z(k+1/2)$ および $c_z(k+1/2)$ は z 軸に垂直な境界表面を有するPML領域においてゼロ以外の値を持つ. これら係数は, 離散格子表面中心 $(i, j+1/2, k+1/2)$ の z 座標である離散点 $(k+1/2)\Delta z$ における拡張テンソル係数 $\kappa_z(k+1/2)$, $\sigma_z(k+1/2)$ および $a_z(k+1/2)$ から計算される. (i, j, k)

と (x, y, z) を置き換えることで, H_y および H_z の式を次式のとおり導出できる.

$$\begin{aligned}
H_y^{n+1}(i+1/2, j, k+1/2) &= D_a(i+1/2, j, k+1/2)H_y^n(i+1/2, j, k+1/2) \\
&- D_b(i+1/2, j, k+1/2) \left(\frac{E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1) - E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k)}{\kappa_z(k+1/2)\Delta z} \right. \\
&\quad \left. - \frac{E_z^{n+1/2}(i+1, j, k+1/2) - E_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2)}{\kappa_x(i+1/2)\Delta x} \right. \\
&\quad \left. + \psi_{H_{y,z}}^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - \psi_{E_{y,x}}^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) \right)
\end{aligned} \tag{2.91b}$$

$$\begin{aligned}
H_z^{n+1}(i+1/2, j+1/2, k) &= D_a(i+1/2, j+1/2, k)H_z^n(i+1/2, j+1/2, k) \\
&- D_b(i+1/2, j+1/2, k) \left(\frac{E_y^{n+1/2}(i+1, j+1/2, k) - E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k)}{\kappa_x(i+1/2)\Delta x} \right. \\
&\quad \left. - \frac{E_x^{n+1/2}(i+1/2, j+1, k) - E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k)}{\kappa_y(j+1/2)\Delta y} \right. \\
&\quad \left. + \psi_{E_{z,x}}^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - \psi_{E_{z,y}}^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) \right)
\end{aligned} \tag{2.91c}$$

ただし,

$$\begin{aligned}
\psi_{H_{y,z}}^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) &= b_z(k+1/2)\psi_{H_{y,z}}^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) \\
&\quad + c_z(k+1/2) \frac{E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1) - E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k)}{\Delta z}
\end{aligned} \tag{2.93c}$$

$$\begin{aligned}
\psi_{H_{y,x}}^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) &= b_x(i+1/2)\psi_{H_{y,x}}^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) \\
&\quad + c_x(i+1/2) \frac{E_z^{n+1/2}(i+1, j, k+1/2) - E_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2)}{\Delta x}
\end{aligned} \tag{2.93d}$$

$$\begin{aligned}
\psi_{H_{z,x}}^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) &= b_x(i+1/2)\psi_{H_{z,x}}^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) \\
&\quad + c_x(i+1/2) \frac{E_y^{n+1/2}(i+1, j+1/2, k) - E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k)}{\Delta x}
\end{aligned} \tag{2.93e}$$

$$\begin{aligned}
\psi_{H_{z,y}}^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) &= b_y(j+1/2)\psi_{H_{z,y}}^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) \\
&\quad + c_y(j+1/2) \frac{E_x^{n+1/2}(i+1/2, j+1, k) - E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k)}{\Delta y}
\end{aligned} \tag{2.93f}$$

標準のFDTDアルゴリズムの E_x の時間更新式, H_x の時間更新式をそれぞれ以下に表す. [25]

$$E_x \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} = \left(\frac{1 - \frac{\sigma_{i,j+1/2,k+1/2}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j+1/2,k+1/2}}}{1 + \frac{\sigma_{i,j+1/2,k+1/2}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j+1/2,k+1/2}}} \right) E_x \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n-1/2} + \left(\frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j+1/2,k+1/2}} \right) \cdot \left(\frac{H_z \Big|_{i,j+1,k+1/2}^n - H_z \Big|_{i,j,k+1/2}^n}{\Delta y} - \frac{H_y \Big|_{i,j+1,k+1}^n - H_y \Big|_{i,j+1/2,k}^n}{\Delta z} - J_{source_x} \Big|_{i,j+1/2,k+1/2}^n \right) \quad (2.94)$$

$$H_x \Big|_{i-1/2,j+1,k+1}^{n+1} = \left(\frac{1 - \frac{\sigma_{i-1/2,j+1,k+1}^*\Delta t}{2\mu_{i-1/2,j+1,k+1}}}{1 + \frac{\sigma_{i-1/2,j+1,k+1}^*\Delta t}{2\mu_{i-1/2,j+1,k+1}}} \right) H_x \Big|_{i-1/2,j+1,k+1}^n + \left(\frac{\Delta t}{\mu_{i-1/2,j+1,k+1}} \right) \cdot \left(\frac{E_y \Big|_{i-1/2,j+1,k+3/2}^{n+1/2} - E_y \Big|_{i-1/2,j+1,k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{E_z \Big|_{i-1/2,j+3/2,k+1}^{n+1/2} - E_z \Big|_{i-1/2,j+1/2,k+1}^{n+1/2}}{\Delta y} - M_{source_x} \Big|_{i-1/2,j+1,k+1}^{n+1/2} \right) \quad (2.94)$$

式 (3.42) と E_x の時間更新式 (2.89), 式 (3.43) と H_x の時間更新式 (2.91) をそれぞれ比較することで, 畳み込み積分と拡張パラメータの項を除けば, CPML更新式は標準のFDTD アルゴリズムと同一であることが分かる. 拡張パラメータ κ_y および κ_z はPML領域内の格子を効率的に伸張り, 不等間隔格子と類似していることから, 結果的にストレッチ座標系と同じである. 畳み込み積分の項は時間に依存した電磁波が誘起する電流とみなすことができる. それによる放射はPML 領域外部に放射するのではなく, PML を通過して伝搬する電磁波を打ち消す働きを持つ.

2.5 むすび

本章では，時間領域差分法（FDTD 法）について示した．FDTD 法は空間と時間を離散化することで，時間領域における電磁界のふるまいを求める解析手法である．FDTD 法の定式化，セル寸法および時間ステップ間隔の決定法，入射界，吸収境界条件（CPML）について述べた．

第 3 章

並列 FDTD 解析

3.1 まえがき

前章では、電磁界解析手法の 1 つである FDTD (時間領域差分) 法について、その概要を述べた。この章では、FDTD 法を複数の計算機を同時に利用して実行する並列分散処理についての詳細を述べる。

FDTD 法は、解析対象とする領域を Yee セルと呼ばれる微小な領域に分割し、離散的な時間における各セルの電磁界成分を繰り返し計算することにより電磁界過渡を求める手法である。このように単純なアルゴリズムであるため他の電磁界解析手法に比べ、解析領域に金属や損失媒質などを多く含むような環境下においても高い精度を保ったまま電磁界過渡を求めることが可能な手法である。特に、人体のような比較的高い周波帯の電波を遮蔽・反射する損失性媒質を含んだ問題を容易に取り扱える[44]。

しかし、都市部や航空機といった大規模空間を対象とした FDTD 解析を行う場合、総セル数が増大し、計算の実行に必要な主記憶容量が膨大となるため、時間的・金銭的に潤沢な計算機資源を確保する必要がある[45]。そこで、解析空間の分割により限られた記憶容量で解析を実行する手法を適用する。この手法には外部記憶に空間ごとの計算結果を逐一保存、読み取りを繰り返す手法があるが、この手法では不要なデータ入力、出力の回数が大きく増加するため現実的に実行するのは困難である。この課題に対し、並列コンピューティングの標準規格である MPI (Message Passing Interface) ライブラリを用いた並列プログラミング技術を適用し、大型計算機内部の複数ノードを用いた FDTD 解析を行う[46]。解析空間モデルを計算機上で分割し、ノード毎に計算領域を分担、かつ同時に計算を行うことで、時間的・金銭的に効率化を図ることができ合理性のある解析が可能となる[47]。

3.2 大型計算機（スーパーコンピュータ）

大型計算機は、コンピュータシステムの中でも特に大規模で、HPC（High Performance Computing）と呼ばれる高速な演算処理を行うために設計されたコンピュータの総称である。汎用的な計算機と比較して高いスペックを持つ計算機のことを指す。現在利用されている一般的な大型計算機は、CPU を数十から数百個程搭載し、主記憶容量も数十から数百 GB、またハードディスク容量については数 TB のオーダーとなっている。また、並列処理の実行を前提とした並列計算機として設計、運用されていることが多い。並列計算機はメモリの形態によって大きく二種類の方に分類でき、共有メモリ型と分散メモリ型が存在する。

以下にそれぞれの詳細について述べる。

3.2.1 共有メモリ型並列計算機

共有メモリ型計算機のアーキテクチャは、図 3.2.1.1 に示すように複数の CPU が同一のメモリを共有する構造となる。共有メモリ型並列処理は、CPU 間で同期処理を必要としないため、次節で解説する分散メモリ型並列処理と比較して、処理速度が速いことが特徴である。また、並列処理プログラムを作成するユーザに対し、自動並列化コンパイラなどの設計支援ツールが提供されているため、並列プログラムの作成が容易であるといった特徴もある。

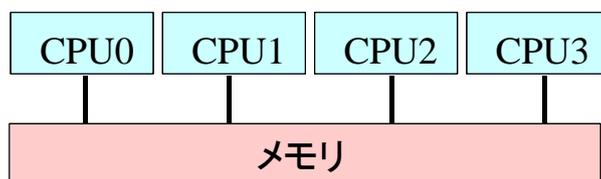


図 3.2.1.1 共有メモリ型計算機の構成図

3.2.2 分散メモリ型並列計算機

分散メモリ型計算機のアーキテクチャは、共有メモリ型計算機と異なり、各 CPU に固有のメモリが存在する。構成の簡易図を図 3.2.2.1 に示す。

CPU と固有のメモリのまとまりをノードと呼び、各ノードに対して処理を分散することで処理の並列化を実現する。ただし、各ノードで処理されたデータが他のノードで必要となる場合は通信処理を行う必要があり、このとき通信遅延が生じてしまうため、計算時間は並列メモリ型計算機に比べ遅くなる特徴がある。並列処理は、メッセージ交換用のライブラリ（MPI）をプログラミングし実装することで可能となる。

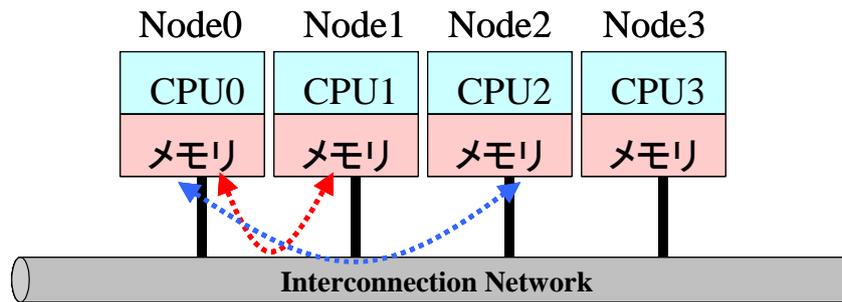


図 3.2.2.1 : 分散メモリ型計算機の構成図

共有メモリ型および分散メモリ型並列処理について通信を行う場合の簡単な流れについて図 3.2.2.2 に示す。ここでは簡易的に 2 つの計算機を利用する場合を仮定する。また、仮定した計算機を共有メモリ型では CPU0, CPU1 と呼称し、分散メモリ型では Node #0, Node #1 と呼称する。共有メモリ型では、CPU0 で逐次処理が行われた後、並列実行が可能な部分に到達すると CPU1 にスレッドが生成され、2 つの CPU で並列処理が行われる。並列処理が終わるとスレッドは自動的に消滅し、新たに実行可能部分が現れると再生成されるというように必要な箇所の計算のみ並列処理が実行される。他方、分散メモリ型における並列処理は、逐次処理部分と並列実行が可能な部分を任意の数のノードで並列化し、MPI ライブラリによってノード間でのデータの送受信を繰り返しながらプロセスを実行していく。

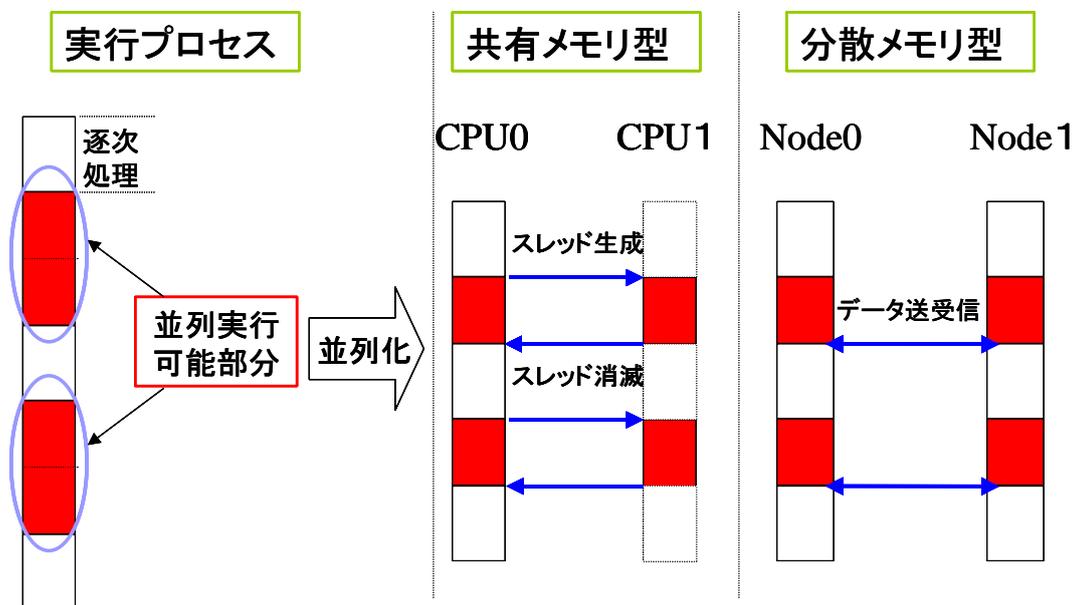


図 3.2.2.2 並列処理のフロー（共有メモリ型と分散メモリ型）

3.2.3 HITACHI SR16000/M1

大型計算機実現の一例として PC クラスタがあげられる。PC クラスタは複数の PC/WS をネットワークで接続することにより構成され、分散メモリ型アーキテクチャに分類される。



図 3.2.3.1 本論文の解析に用いた大型計算機 (HITACHI SR16000/M1)

図 3.2.3.1 に本解析に使用した大型計算機を示す。本大型計算機は、32 個の CPU と 1 個のメモリで構成されるノードの集合である。ノードが全部で 128 個あり、その各々が高速な内部ネットワークにより接続されている。ノード内通信は、32CPU がメモリを共有する共有メモリ型、ノード間通信は分散メモリ型で構成されており、MPI 並列処理がなされていない逐次プログラムは 1 ノード 32CPU で実行される。32CPU を使ったノード内並列化は自動並列化コンパイラが行い、MPI で記述された並列プログラムは複数ノードを使ったノード間並列実行を可能にする。

また、CPU は IBM 社製 3.83 GHz POWER7 プロセッサが搭載されており、主記憶容量は 1 ノードあたり 100 GB となっている。全ノードを包括した総演算性能は 5.4 Tflops、総主記憶容量は 16.6 TB である。MPI のセッティング次第で、ノード内を MPI 処理させることやコンパイラによる自動並列により処理させることが可能である。MPI プログラムにおけるノード間の通信は SR16000 独自仕様の高速度ネットワーク (24 GB/s) を使用する。また、高速データ読み込みが可能なキャッシュは L1, L2, L3 と 3 段階に分けて搭載されている。全てのキャッシュを大容量とすることで実効性能の向上を図る。

3.3 並列処理

3.3.1 並列処理のための FDTD 解析プログラムの定式化

前節で詳細を記述した分散メモリ型並列処理による計算では、ノード間でのデータ通信回数が多くなるため、オーバーヘッドと呼ばれる処理待機時間が発生し、高速処理の阻害要因となる。このことから、ノード間の通信データ量、および通信回数は可能な限り最小限とすることが望ましい。加えて、計算速度の高速化のためには、ノード毎の計算量が均一になるよう適切な負荷分散を行う機構を解析プログラムに組み込む必要がある [48]。

3.3.2 解析領域の分割

図 3.3.2.1 に示すように、並列演算を適用した FDTD 法では大規模解析空間を複数の領域に分割し、各領域での計算処理をノード毎に分担させて演算を実行する。第 2 章で示したように、FDTD 法における各セルの電磁界成分は図 3.3.2.2 に示すよう、計算する点の 1 時刻前のデータおよびその点に隣接した点の電磁界成分から計算される。そのため、計算を行う点が所属しているノードの担当している解析領域の端点の一部であった場合、計算には他ノードが所有する点のデータが必要となる。

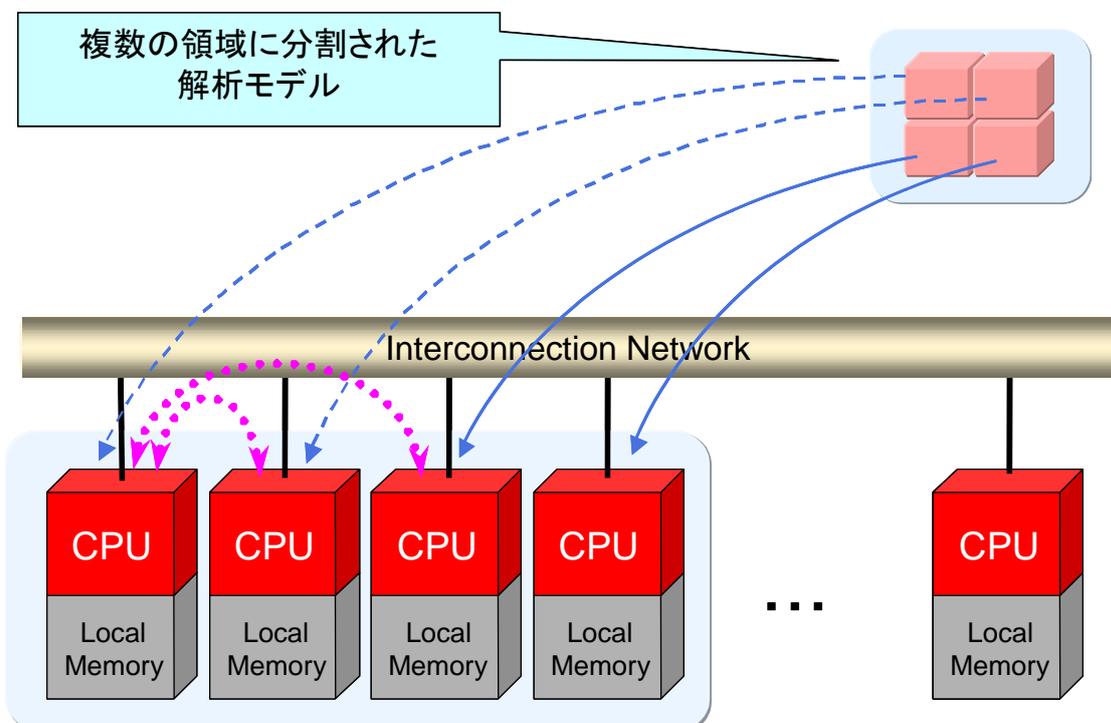


図 3.3.2.1 領域分割に伴うノード毎の処理分散

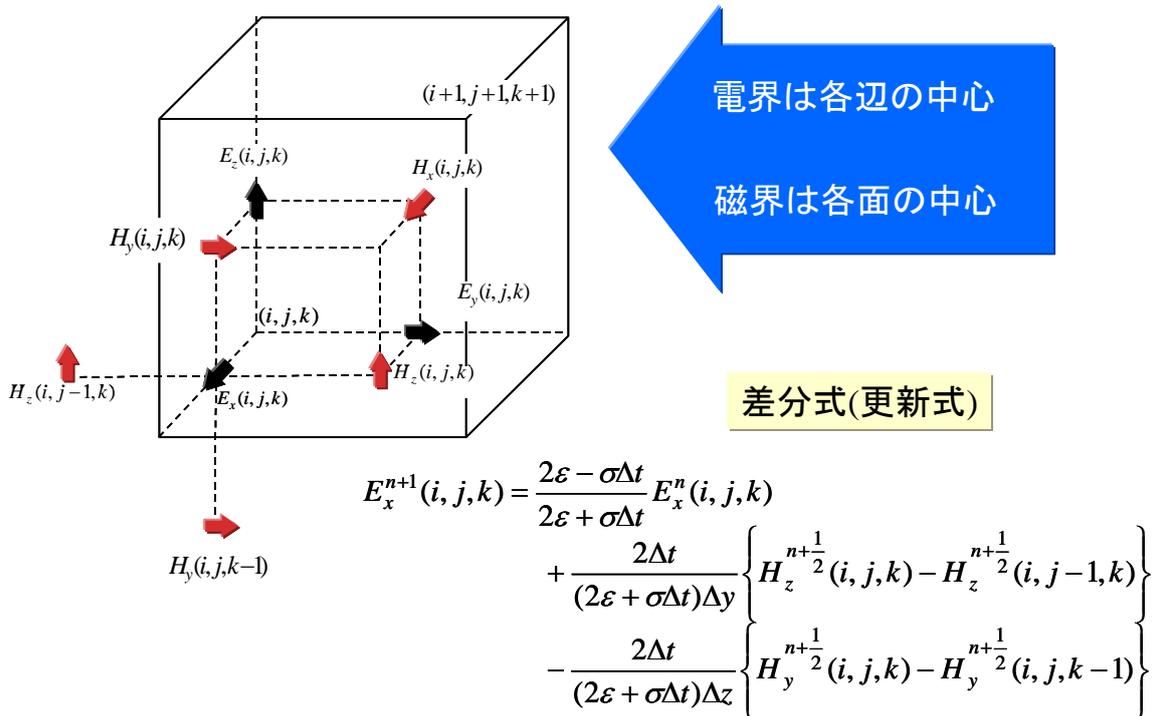


図 3.3.2.2 セル内での電界と磁界の配置

3.3.3 分割面でのデータの送受信

FDTD 法における大規模空間解析を対象とした分散メモリ型並列処理は、解析空間の領域分割が必須である。図 3.3.3.1 に分散メモリ型並列処理のための解析空間分割例を示す。図では x, y, z の 3 軸を基軸とする 3 次元空間を分割した場合における空間分割の例を示している。図中、左に示す 3 次元解析空間を z 軸方向に 3 つに領域に分割した場合、各空間を複数ノードに振り分けて並列実行する。図中中央ではその様子を示している。なお、FDTD 法における並列処理過程では、隣接する領域間でデータの共有を行わなければならないことや計算アルゴリズムの観点から、隣接領域間で重複する部分を搭載する必要がある。その概念について図中右側に示す。重複部分は分割方向に 1 セルでよい。

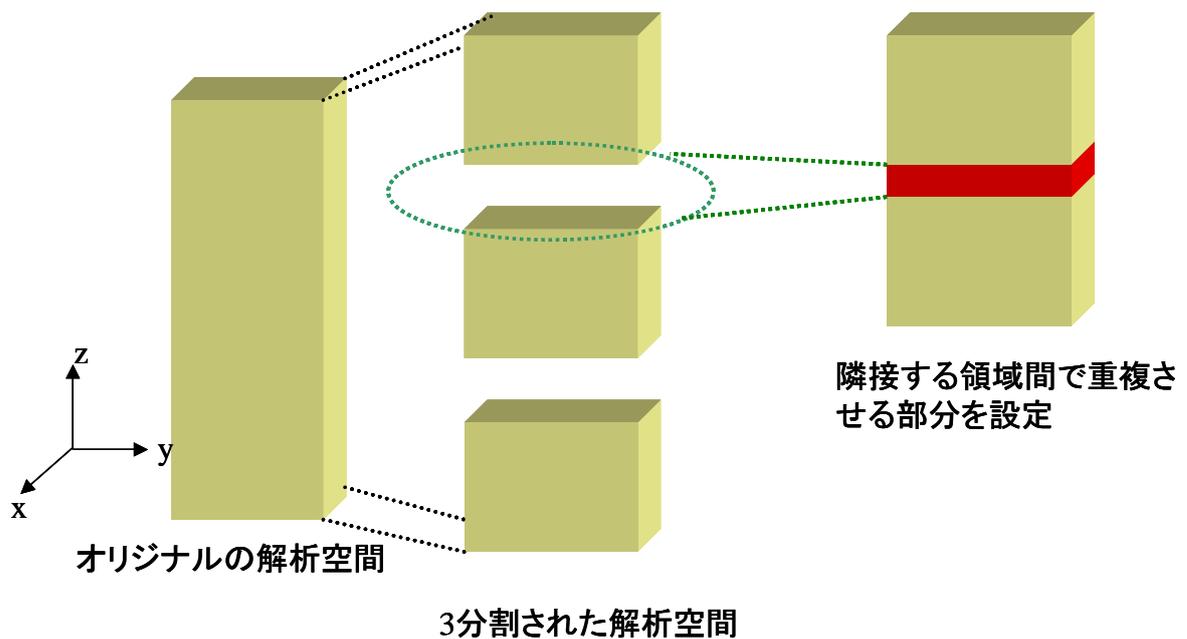


図 3.3.3.1 解析領域の分割例

図 3.3.3.1 と図 3.3.3.2 に分散処理を行う際の解析領域の分割例と分割したノード間でのデータ送受信の例をそれぞれ示す。z 軸方向の任意の点のセル数を K_z とすると、 K_z-1 番目と K_z 番目のセル間を分割面とする場合、Node #0 の K_z-1 番目と K_z 番目のセルおよび Node #1 の 001 と 002 番目のセルが重複部分となる。異なるノード、Node #0 と Node #1 が各領域の処理を行う場合、重複部分では図 3.3.3.2 のように Node #0 からは Node #1 に対して磁界のデータが、Node #1 からは Node #0 に対して電界データがそれぞれ送信される。

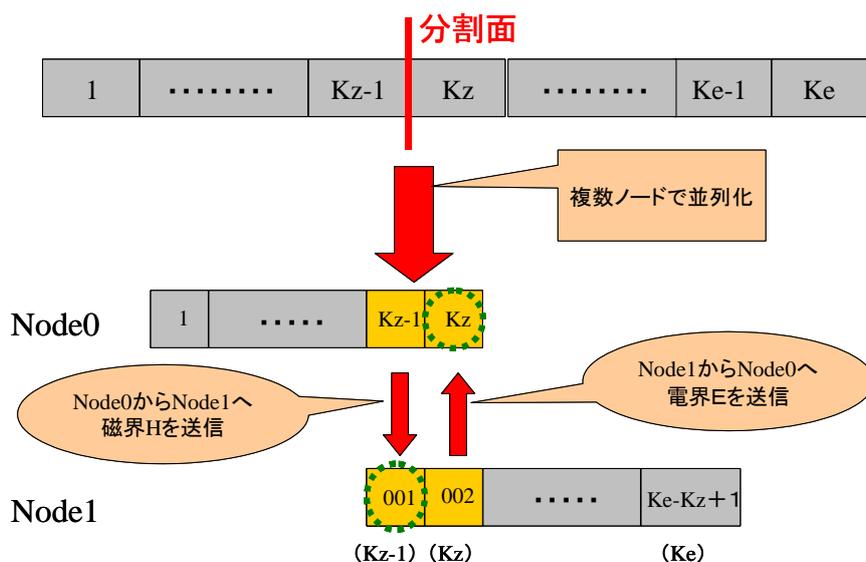


図 3.3.3.2 分割面におけるデータの送受信

3.3.4 ノード間での電磁界成分の共有とデータ送受信

図 3.3.4.1 に Node #0—Node #1 間を例にとってノード間で共有する電界および磁界データについて示す。各ノードの z 軸方向のセル数は前節と同様に Kz としている。 z 軸方向への分割では共有部分において電界成分 E_x , E_y を共有するため、Node #1 における $z = 2$ 面内における電界成分 E_x , E_y のデータを Node #0 における $z = Kz$ 面とするため、データ送信を行い同期する。また、磁界データについても同様に Node #0 で $z = Kz - 1$ 面内における H_x , H_y を Node #1 における $z = 1$ 面と共有する。

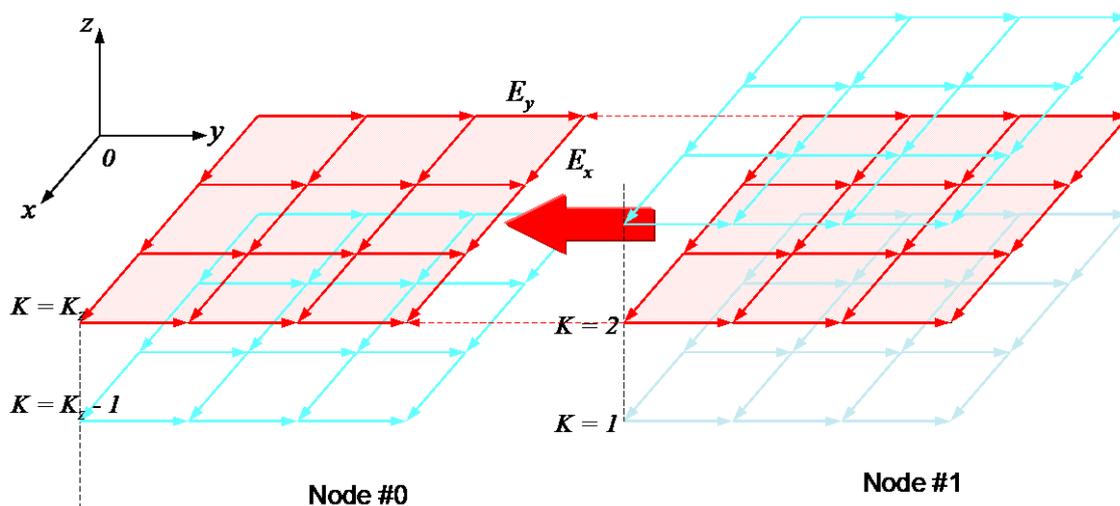


図 3.3.4.1 (a) 電界 E_x と電界 E_y の共有

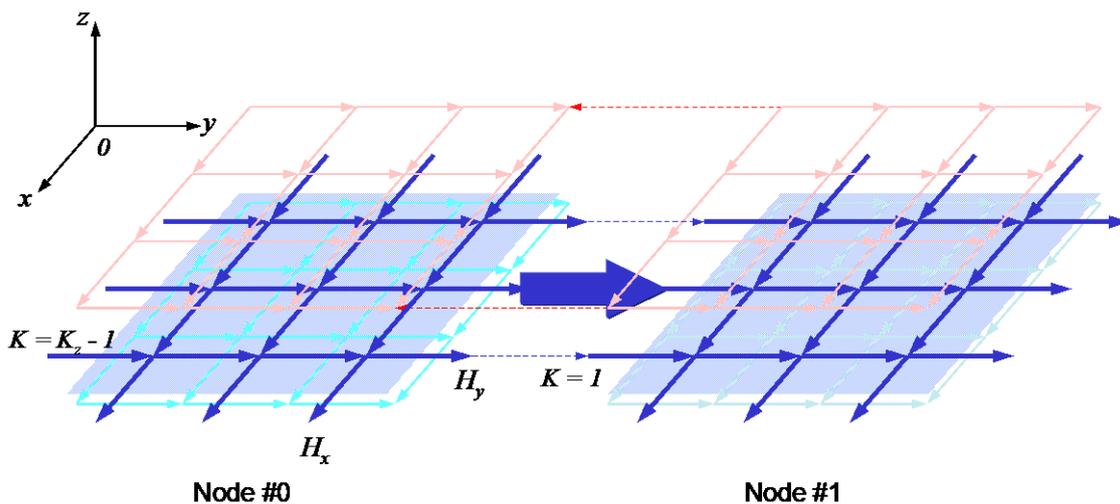


図 3.3.4.1 (b) 磁界 H_x と磁界 H_y の共有

前述の通りノード間のデータ転送は計算時間の遅延を招くため、これを最小限とするよう考慮する必要がある。通信遅延を低減する技術として、通信用データを新たな型のデータセットにまとめ、一括して送受信する技術がある。図 3.3.4.2 に、派生データ型の定義とノード間送受信を実現するための Fortran 言語によるプログラムコードの例を示す。ここでは、新規の変数型を `RNewVec` とし、倍精度実数型で $K_x \times K_y$ 個のデータから構成されると定義しており、 K_x , K_y はそれぞれ x 軸方向と y 軸方向のセル数としている。仮に z 軸方向に領域分割する場合、Fortran の配列変数の要素アドレス順との関係から `MPI_TYPE_VECTOR` で指定するストライドおよびブロック長をいずれも 1 とする。

図 3.3.4.2 では、送受信先のランク番号をそれぞれ変数 `iLF` と `iRT` に代入している。複数のスレッドやプロセスが互い処理待ち状態になるデッドロックを回避するため、サブルーチン `MPI_SENDRECV` を用いている。派生データ型の定義を行った際、プログラムの最後でサブルーチン `MPI_TYPE_FREE` を使用して定義したデータ型を抹消している。

```

CALL MPI_TYPE_VECTOR( Kx*Ky, 1, 1, MPI_REAL8, RNewVec, ierr )
CALL MPI_TYPE_COMMIT( RNewVec, ierr )

iLF = myrank - 1
IF ( myrank .EQ. 0 ) iLF = MPI_PROC_NULL
iRT = myrank + 1
IF ( myrank .EQ. isize-1 ) iRT = MPI_PROC_NULL

...

K1 = 2
K2 = Kz
CALL MPI_SENDRECV( Ex(1,1,K1), 1, RNewVec, iLF, itag_send,
& Ex(1,1,K2), 1, RNewVec, iRT, itag_recv,
& MPI_COMM_WORLD, mstatus, ierr )
CALL MPI_SENDRECV( Ey(1,1,K1), 1, RNewVec, iLF, itag_send,
& Ey(1,1,K2), 1, RNewVec, iRT, itag_recv,
& MPI_COMM_WORLD, mstatus, ierr )

...

K1 = Kz-1
K2 = 1
CALL MPI_SENDRECV( Hx(1,1,K1), 1, RNewVec, iRT, itag_send,
& Hx(1,1,K2), 1, RNewVec, iLF, itag_recv,
& MPI_COMM_WORLD, mstatus, ierr )
CALL MPI_SENDRECV( Hy(1,1,K1), 1, RNewVec, iRT, itag_send,
& Hy(1,1,K2), 1, RNewVec, iLF, itag_recv,
& MPI_COMM_WORLD, mstatus, ierr )

...

CALL MPI_TYPE_FREE( RNewVec, ierr )

```

派生データタイプの定義

送信元, 送信先を定義

データの送受信

図 3.3.4.2 派生データ型による型宣言と電磁界成分のノード間送受信のプログラミングコード例

3.4 むすび

本章では、大小様々なビル群を含む都市や複数什器を含んだ航空機などの大規模解析空間における FDTD 法を用いた電磁界解析の実行例として、大型計算機を用いた分散メモリ型並列処理に着目し、並列分散処理の原理と FDTD 法への適用について詳細を述べた。

図 3.4.1 に本章で述べた並列 FDTD 計算手法の流れをまとめたフローチャートを示す。初期化部分において派生データ型の定義、ランク番号および起動されたノード数の取得、送受信先のランクを定義する。続いて、電界と磁界それぞれの PML 吸収境界内部の計算を終えた後に、ノード間でのデータ送受信を行う。分散メモリ型並列処理は、プログラム中の解析実行部分の変更は少ないが、扱う解析モデルを電磁界成分の重複部分を考慮しながら分割すること、各ノードの計算負荷を均等にするなどの工夫が必要である。

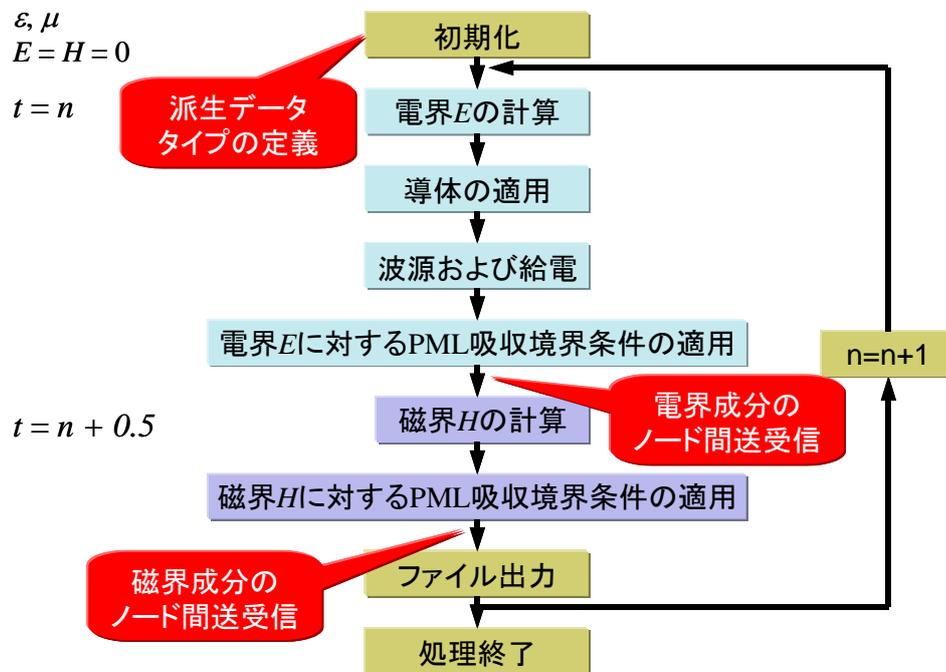


図 3.4.1 FDTD 法並列化フローチャート

第4章

航空機数値解析モデルの設計

4.1 まえがき

本章では、航空機における曲面形状の金属構造物である円筒外壁に着目し、機内における偏波特性について明らかにする。通常、直線偏波での通信を行う場合、同一偏波での通信が最も効率が良い。また、電波は曲面に反射すると主偏波成分の一部が交差偏波成分に変わる性質を持つ。このため、曲面からの反射により交差偏波成分が増大すると、受信点において取得される主偏波成分が相対的に減り、通信品質が劣化する。そこで4.2節では、航空機内での WAIC 通信を想定した場合に、航空機で最大の曲面構造物である円筒外壁からの反射波影響を明らかにする。具体的には、機内における円筒外壁によって生じる交差偏波成分を明らかにするために機内床上 1.0mに垂直偏波となるように半波長ダイポールアンテナ設置し、円筒外壁に近づくように評価面をそれぞれ設置する。

また、大型計算機を用いた航空機内外の大規模数値解析を実施するために、航空機の数値解析モデルを作成する必要がある。このため4.3節では、前節から得られた結果を元に大型計算機上で動作する航空機の数値解析モデルを構築し、実測定結果と比較することで数値解析の妥当性を評価する。

4.2 航空機簡易モデルを用いた機内偏波特性推定

4.2.1 航空機簡易モデルと送信アンテナおよび評価面の設置位置

図 4.2.1.1 に、航空機の簡易モデルと設定する送信アンテナおよび評価面の設置位置を示す。送信アンテナ (Tx-antenna : $\lambda/2$ Dipole antenna) は入力電力を 100 mW とし、垂直偏波となるように機内に設置した。アンテナ設置高さは、円筒状である機体外壁に起因した偏波特性について検討するために、床から+0.5 m, +1.0 m, +1.5 m とした。評価面は床から+0.5 m, +1.0 m, +1.5 m にそれぞれ設置した。

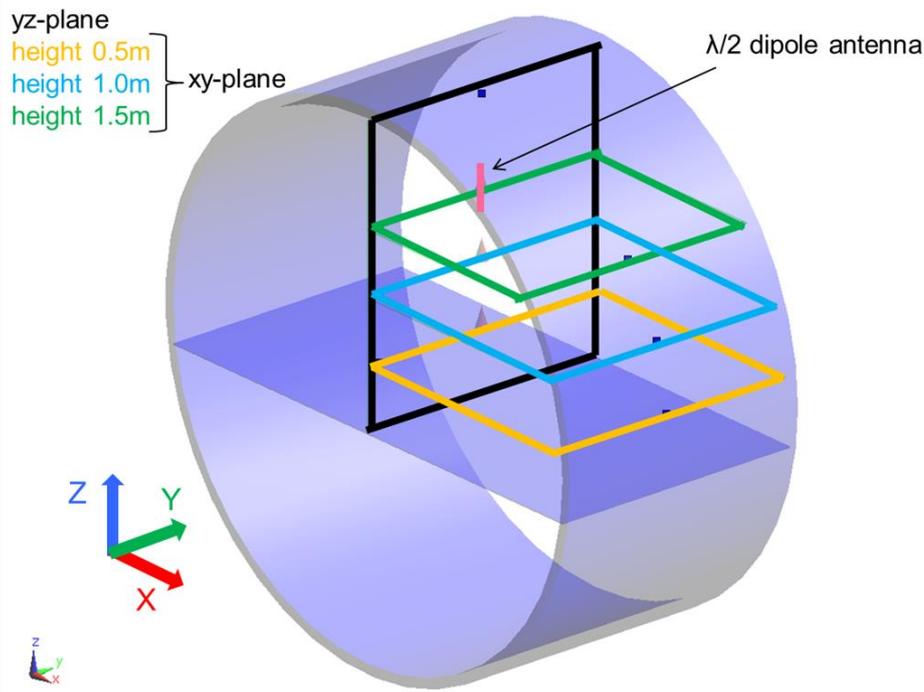


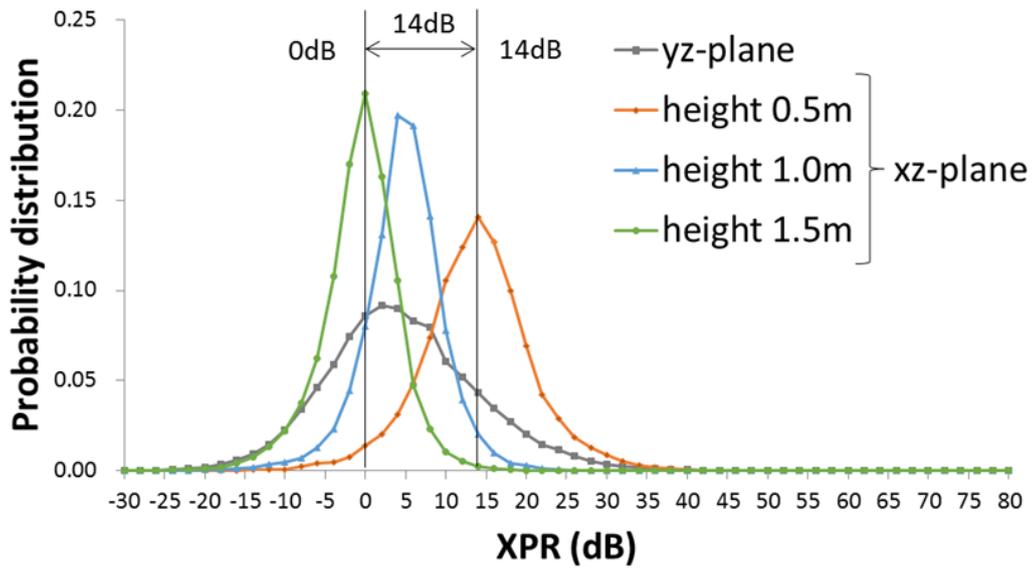
図 4.2.1.1 航空機の外壁と床面に関する簡易モデル

4.2.2 各評価面における交差偏波識別度の評価

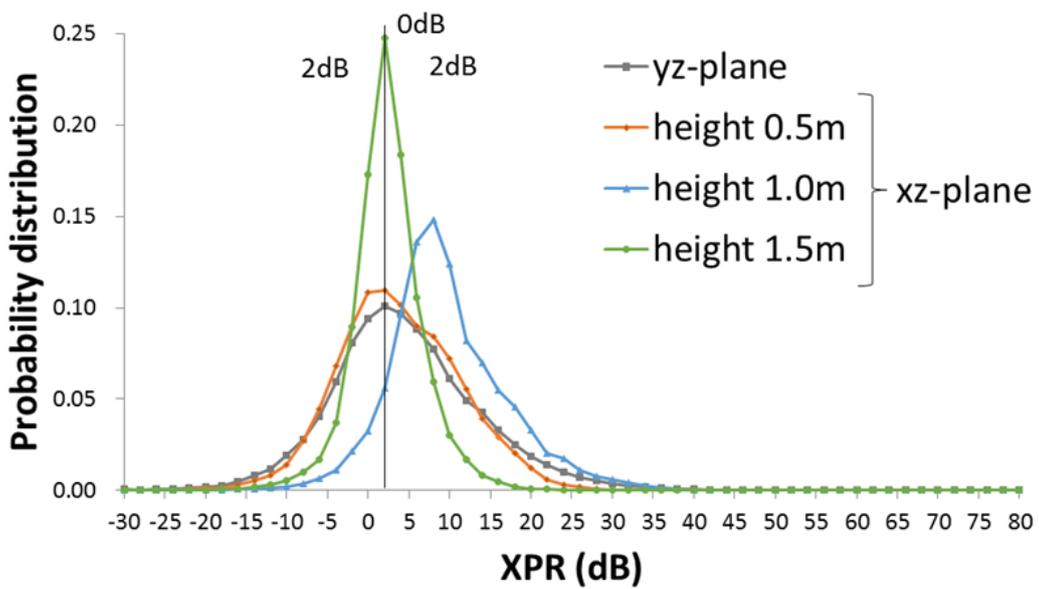
図 4.2.2.1 (a) から、床から+1.5 m の評価面における XPR の値は、床から+0.5 m の評価面の場合と比較して約 14 dB 小さいことを示している。この結果から、送信アンテナからの間接波方向への伝搬において、反射波が支配的であり、交差偏波成分が同程度存在することが確認できる。

図 4.2.2.1 (b) から、床から+1.5 m の評価面における 0 dB 付近での XPR の値は、床から+0.5 m の評価面とした場合と比較して大きいことが読み取れる。この結果から、機体外壁による反射影響が大きいことが読み取れる。

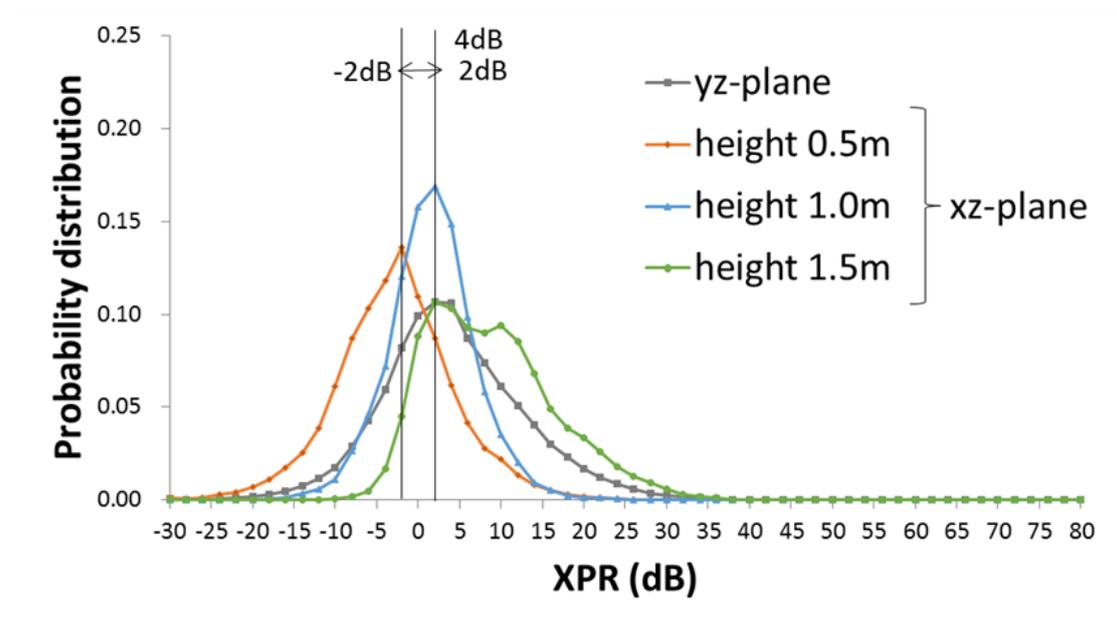
図 4.2.2.1 (c) から、床から+0.5 m の評価面における XPR の値は、床から+1.5 m の評価面の場合と比較して約 4 dB 小さいことを示している。これは、送信アンテナからの間接波方向への伝搬において、反射波が支配的であり、交差偏波成分が同程度存在することを示している。



(a) アンテナ設置位置：床から+0.5 m



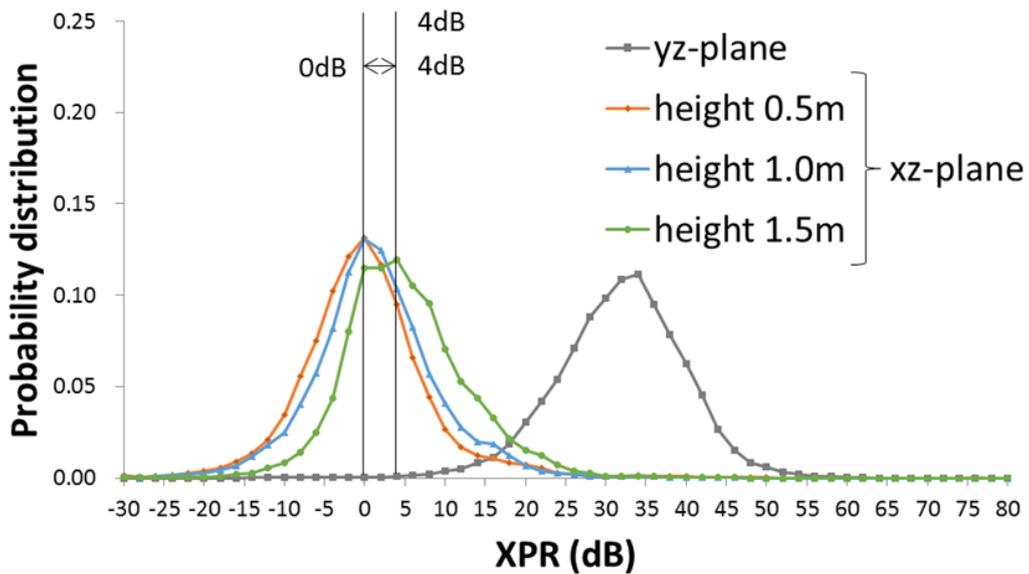
(b) アンテナ設置位置：床から+1.0 m



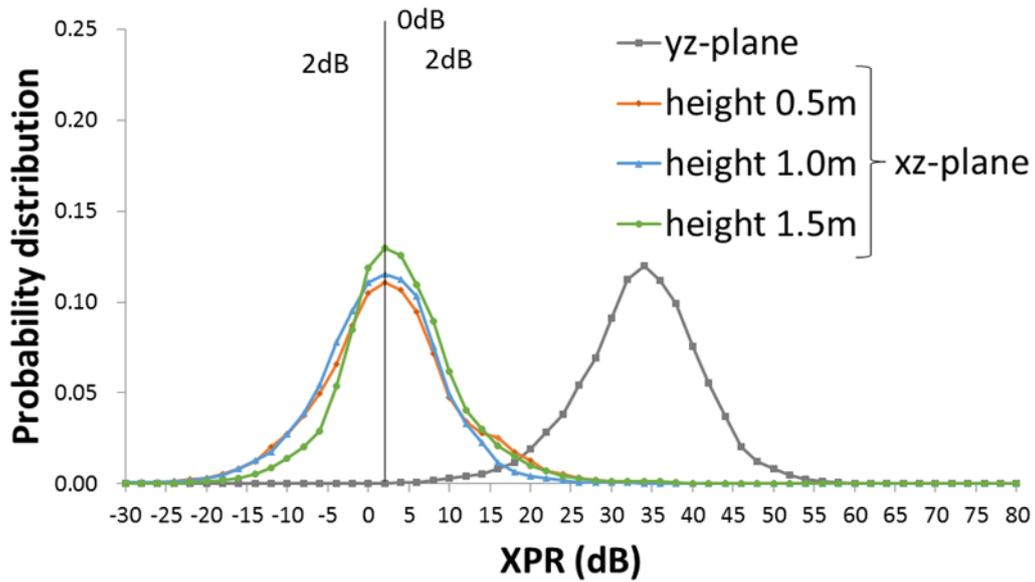
(c) アンテナ設置位置：床から+1.5 m

図 4.2.2.1 航空機簡易モデル内に垂直偏波となるように送信アンテナを設置したときの機内評価面における交差偏波識別度

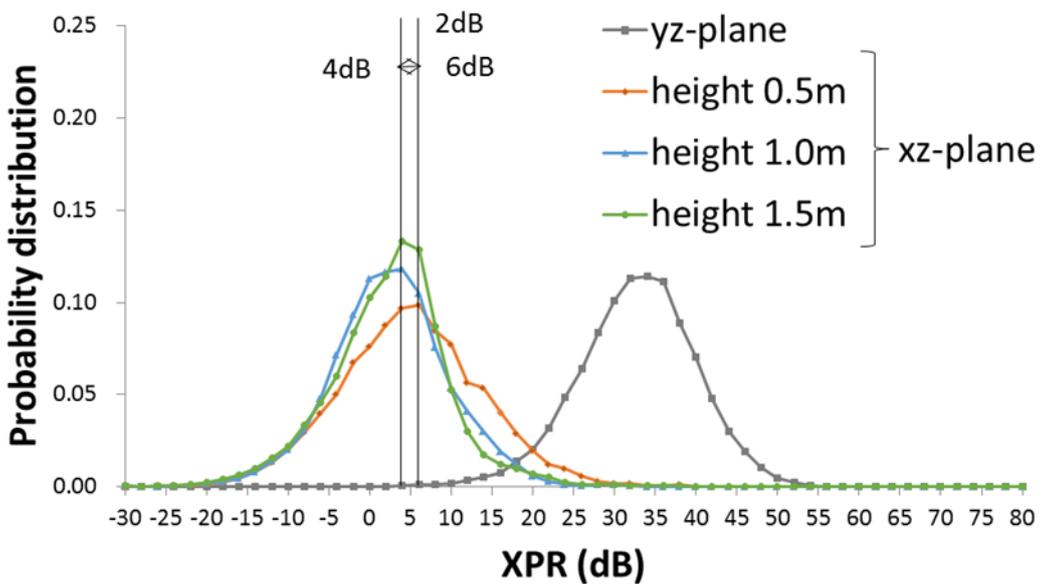
図 4.2.2.2 (a), 図 4.2.2.2 (b), 図 4.2.2.2 (c) から, 0 dB 付近に値が集中していることが読み取れる. アンテナの偏波を水平偏波としても各評価面において偏波特性に変化が見られないことが読み取れる. これは, 放射された電波が周囲の金属壁面に対して対称であるためだと考えられる.



(a) アンテナ設置位置：床から+0.5 m, 偏波：水平偏波



(b) アンテナ設置位置：床から+1.0 m, 偏波：水平偏波



(c) アンテナ設置位置：床から+1.5 m, 偏波：水平偏波

図 4.2.2.2 床から+1.5 m の高さに水平偏波となるように送信アンテナを設置したときの交差偏波識別度

4.3 FDTD 解析モデル

本節では、全長 37 m 程度の中型航空機である Airbus320-200 を基に作成した数値モデルについて解析を行う[49]. 図 4.3.1 に実際の航空機写真を示す. 機体は全長 37.6 m, 翼幅 35.8 m, 全高 11.8 m 程度である. 機内の全座席数は 166 席ほどとなる.



図 4.3.1 Airbus320-200

4.3.1 航空機モデル

前述の通り、解析モデルには Airbus320-200 の数値モデルを利用する. 図 4.3.1.1 に数値モデルを示す. 機外にはエンジンのほか、タイヤなどを含めてモデリングしている. 次に、図 4.3.1.2 により機内構造物について示す. 機内はギャレーやトイレ、円形フレームなどで構成されており、現実の航空機に則するよう高精度にモデル化している. 特に座席については、CAD ソフトを利用したモデリングにより、腰掛け部が曲線となった数値モデルを組み込むことが可能となり、より現実に近いモデルとなっている. また、表 4.3.1.1 に各機内構造物に適用した電気定数について示す. 機体外板、座席フレーム、ギャレー、トイレ、床の下層、荷物入れ、円形フレーム、エンジン、翼などのタイヤを除く機外構造物には完全導体である PEC (Perfect Electric Conductor) を適用し、窓や座席シート、タイヤ、床の上層、機内内壁は誘電体として、それぞれ比誘電率と導電率を適当なものに設定した.



図 4.3.1.1 Airbus320-200 を基に作成した数値モデル

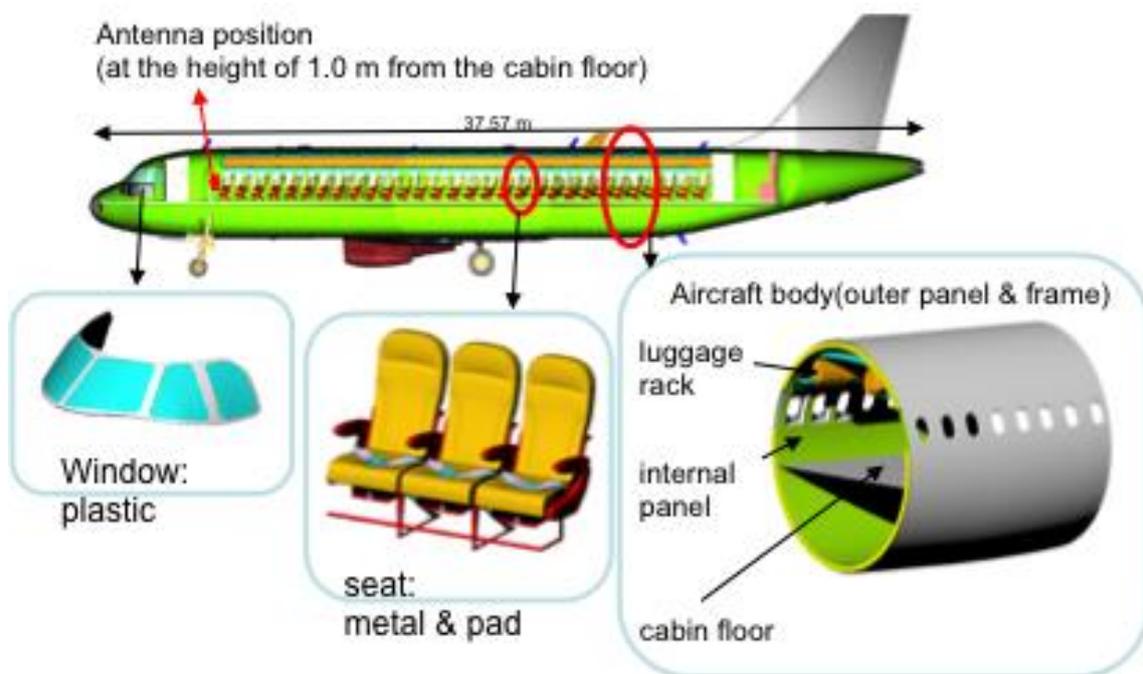


図 4.3.1.2 Airbus320-200 を基に作成した数値モデルの機内構造物

表 4.3.1.1 機内構造物の電気定数

Media	ϵ_r	s [S/m]
Free space	1.0	0
Aircraft body	-	∞ (PEC)
Seat (metal & pad)	-	∞ (PEC)
	2.0	3.02×10^{-3}
Cabin Partition	-	∞ (PEC)
Lavatory	-	∞ (PEC)
Galley	-	∞ (PEC)
Ceiling luggage rack	-	∞ (PEC)
Cabin floor	3.5	1.51
Inside panel wall	3.5	1.51
Window	2.25	8.34×10^{-4}
Engine	-	∞ (PEC)
Wing	-	∞ (PEC)
tire	2.75	0

4.3.2 FDTD 解析における解析空間半減化手法

本検討では、FDTD 解析を行うにあたり、メモリ容量削減の観点から解析モデルの対称性を利用した解析に必要な空間の半減化手法を利用している。図 4.3.2.1 に半減化手法を適用したときの解析空間例を示す。モデルの中心に磁気壁と呼ばれる磁界を完全に反射する平面を仮定することで成り立つ。このとき、FDTD における計算過程において磁気壁と磁気壁に隣接する平面上で、特殊な計算が必要となる。その原理について図 4.3.2.2 に示す。図は x 軸方向にモデルが対称であると仮定している。このとき、磁界の y, z 軸成分の計算に必要な要素が FDTD を構築するセル配置が原因となり、計算が不可となる。しかし、仮定したモデルは磁気壁について対称であるため、図中に示す式の通り、隣接したセルの磁界の和を取ると 0 となる。この特性を用いることで通常の解析と同様の解を得られる。

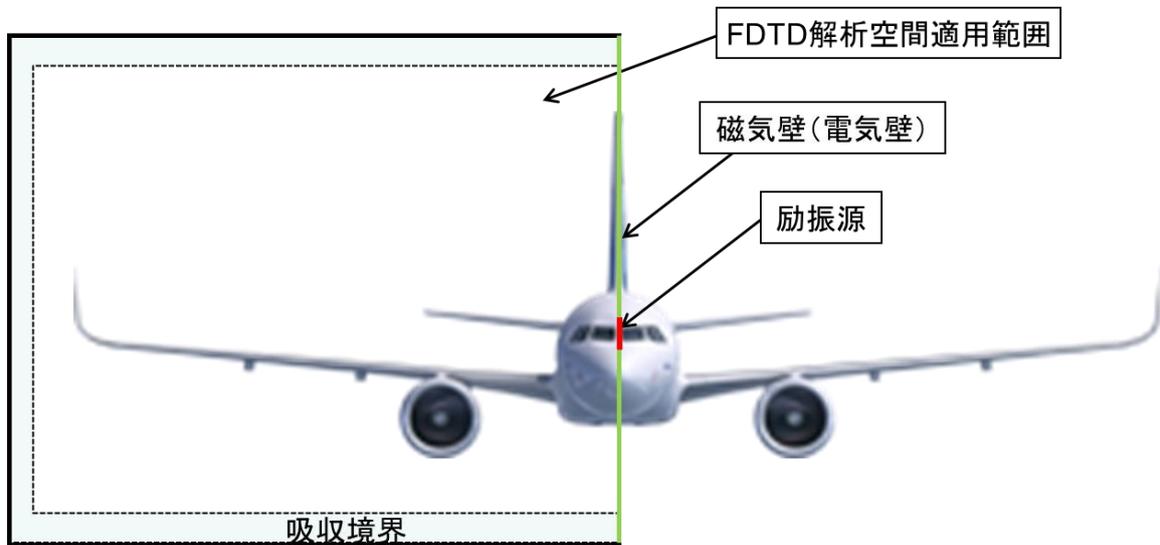
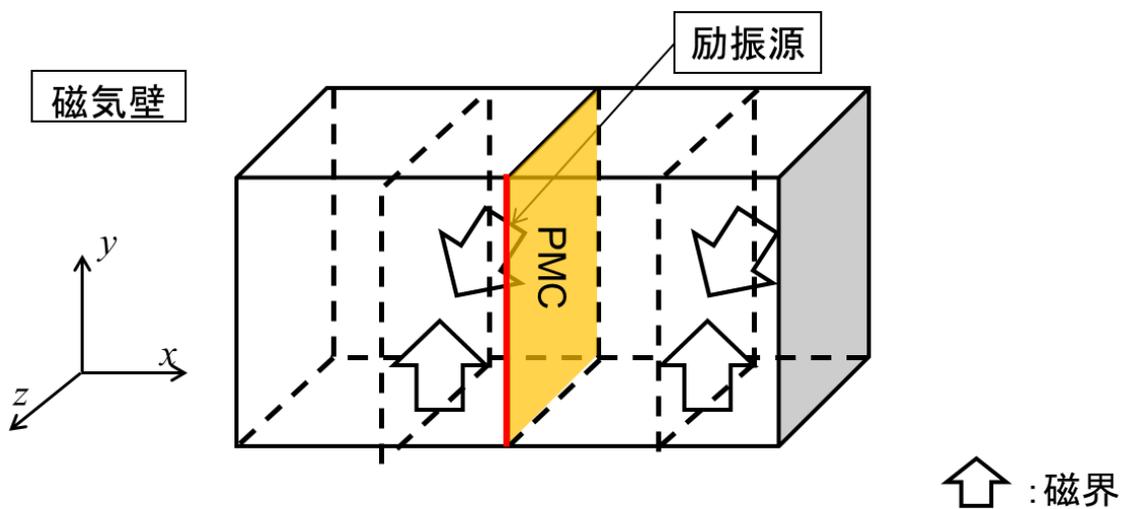


図 4.3.2.1 解析空間の半減化適用後の旅客機モデル例



$$\begin{cases} H_y(i - \frac{1}{2}, j, k) + H_y(i + \frac{1}{2}, j, k) = 0 \\ H_z(i - \frac{1}{2}, j, k) + H_z(i + \frac{1}{2}, j, k) = 0 \end{cases}$$

図 4.3.2.2 FDTD 法における解析空間の半減化手法の適用原理

4.3.3 FDTD 解析パラメータ

FDTD 解析パラメータを表 4.3.3.1 に示す。x 軸方向にモデルを対称となるよう配置し、空間半減化手法を用いているため、解析空間の大きさは吸収境界などを含め翼幅 18.1 m、高さ 12.2 m、全長 37.6 m 程度となる。この空間を 5 mm の立方体ボクセルにより分割する。総セル数はおおよそ 67 ギガボクセル程度となる。解析周波数は 4.4 GHz とする。吸収境界条件として 10 層の C.P.M.L を用いる。送信アンテナには、基本的な特性を取得するため半波長ダイポールアンテナを垂直偏波となるよう機内前方床上 1.0 m の位置に配置する。なお、電力は 100 mW にて規格化する。多重反射環境では電磁界分布の収束までに多く時間を必要とするため解析時間を 6000 波が励振される時間とする。この解析には 6.4 TB 程度のメモリ容量を必要とする。解析には 64 ノードを利用した。このとき、解析終了までに要した時間は 110 時間ほどであった。

表 4.3.3.1 FDTD 解析パラメータ

Problem Space [mm ³]	18125 × 12245 × 37625
Cell size [mm]	$\Delta = 5$
Number of cells	3625 × 2449 × 7525
Frequency [GHz]	4.4
Absorbing boundary condition	C.P.M.L(10 layers)
Antenna	$\lambda / 2$ dipole (Vertical Polarization) Input 0.1W
Iteration number	6000
Total required Memory	6400 GB
Node	64
Analysis time	110 hours

4.4 むすび

本章では、航空機の外壁と床面に起因した偏波特性を評価するため航空機簡易モデルを作成した。機内 WAIC 用の送信アンテナを機内に設置した場合、主に航空機の外壁からの反射波により XPR の平均値は 0 dB に近くなることを確認した。また、直接波が支配的な送信アンテナ周辺の評価領域においても、XPR ヒストグラムの中値は 6-14 dB の範囲にあることを確認した。さらに、大型計算機を用いた大規模数値解析に適用した Airbus 320-200 を基にした数値解析モデルを電気定数や比誘電率などのパラメータを考慮して作成した。

第 5 章

航空機数値解析モデルを用いた 機内外電磁界分布の評価

5.1 まえがき

前章において、大規模計算機上で動作する航空機の数値解析モデルを構築した。高信頼な無線通信の実現のために、機内外の伝搬特性について詳細に評価する必要がある。WAIC システムに関し、機内での電波強度の減衰特性や偏波依存性などについて報告している[51-53]。機内に設置されたアンテナから放射された電波は周囲の金属壁面により多重反射しながら伝搬し、複数の窓から漏洩する。また、機外においても翼などからの反射が合成されるため、電界強度分布は複雑なものになる。

そこで本章では、機内 WAIC システムが設置された場合を想定し、アンテナ高さが変化した場合に、機内外における伝搬特性を示し、翼やエンジンなどの機体構造物に起因した伝搬特性について網羅的かつ定量的に評価する。また、翼端部上への設置が想定されている機外 WAIC システムについて、機体外壁および機内中央に受信点を設置した際の送受信経路間での伝搬損失について評価した。さらに取得した解析データを国際電気通信連合 (ITU : International Telecommunication Union) が提示している様々な伝搬環境に対応して一般化された伝搬損失データと比較することで航空機を含んだ伝搬環境の特殊性について議論した。

5.2 航空機内外の伝搬特性の基礎的伝搬特性推定

WAIC システムの検討のための基礎的伝搬特性データの取得を目的とし、機内-機外伝搬特性評価の一例として、機内中央に設置した 4.4GHz 帯 WAIC システムの送信アンテナから機外主翼先付近までの電波伝搬特性について評価点の位置依存性を考慮した推定を行う。

5.2.1 送信アンテナと評価面の設置位置

図 5.2.1.1 に、本検討で用いる中型航空機モデルと設定する送信アンテナおよび評価面の設置位置を示す。図 5.2.1.2 に示すように、入力電力を 100 mW とした送信アンテナ (Tx-antenna : $\lambda/2$ Dipole antenna) を機内中央の床上 1.0 m の高さに配置する。評価点は、床上から 0.5 m, 1.0 m, 1.5 m で送信アンテナから機外 (+x 軸方向) へ 15 m 離れた地点をそれぞれ評価点 1, 2, 3 とし、各点を中心にそれぞれ 1 波長程度 (70 mm \times 70 mm) の領域の電界強度値を各評価点の電界強度とする。

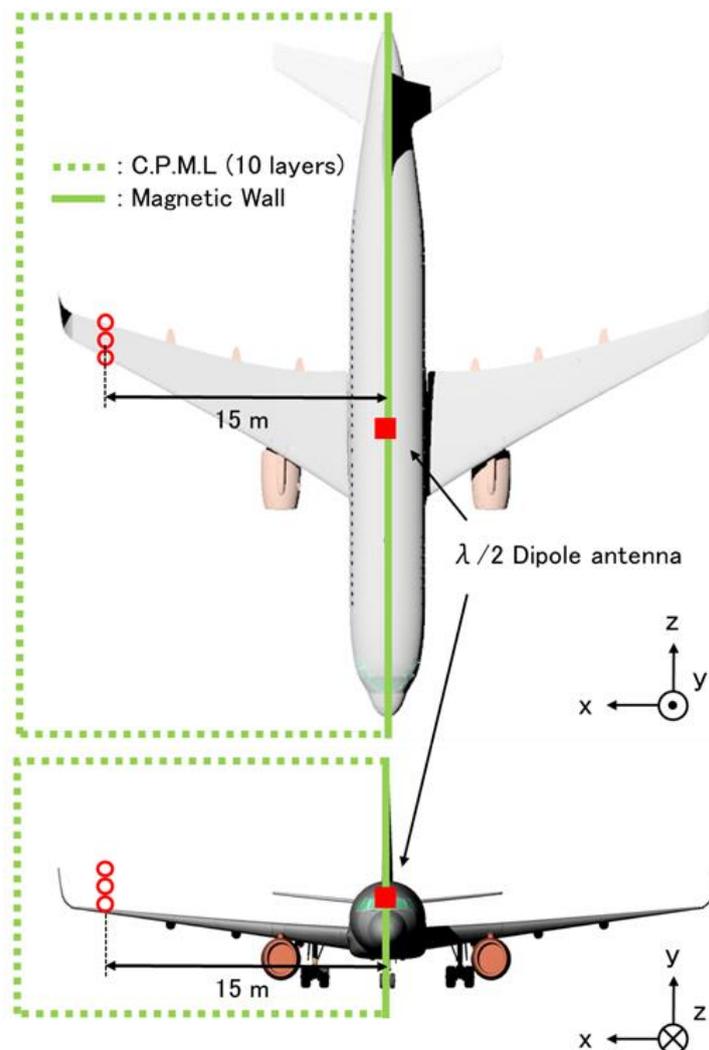


図 5.2.1.1 数値解析に用いた航空機モデル

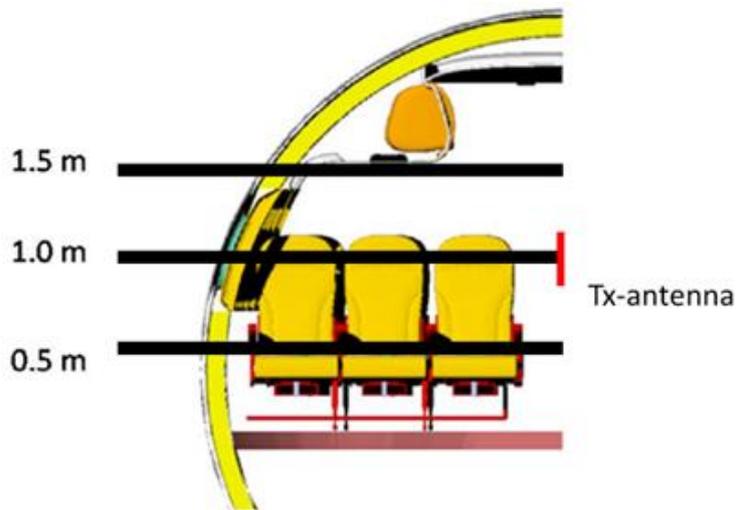


図 5.2.1.2 機内送信アンテナ設置位置と評価面の高さ

5.2.2 解析結果

解析により得られた二次元電界強度分布（xy 面）を図 5.2.2.1 に示す。黒色の点線は評価面外において機体が存在する箇所を示している。機内に設置された送信アンテナから放射された直接波が翼からの反射波と干渉し、ハイトパターンが現れている。表 5.2.2.1 に示すように、評価点 1, 2, 3 の電界強度の値の範囲はそれぞれ $75 \pm 3 \text{ dB } \mu \text{ V/m}$, $72 \pm 6 \text{ dB } \mu \text{ V/m}$, および $69 \pm 3 \text{ dB } \mu \text{ V/m}$ の値である。評価点の高さによって電界強度の値が異なることがわかる。

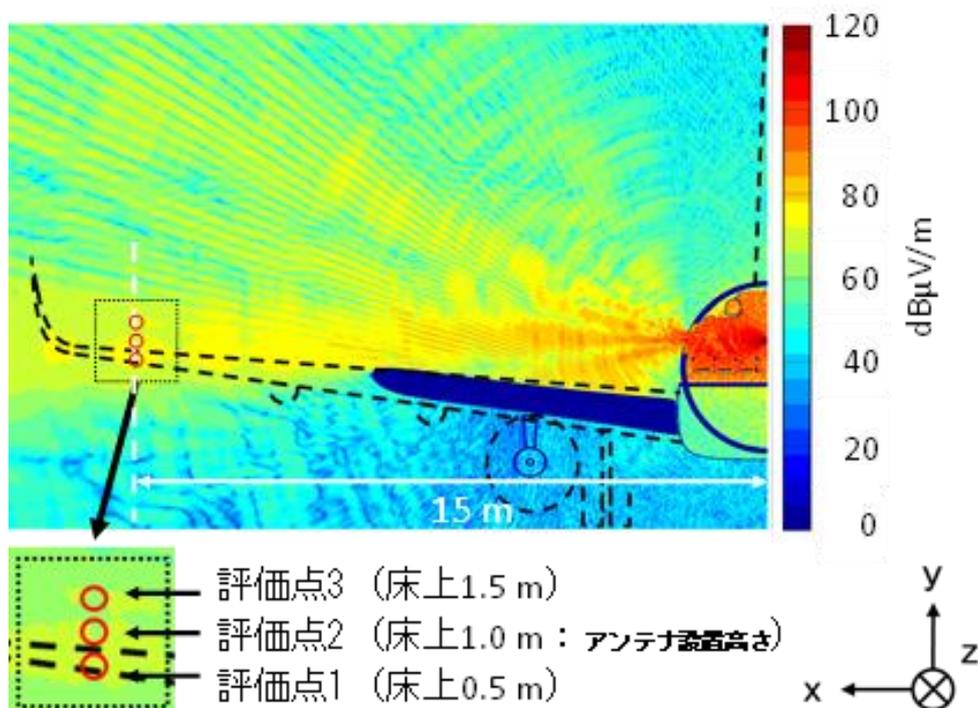


図 5.2.2.1 送信アンテナ設置位置での二次元電界強度分布

表 5.2.2.1 評価点 1, 2, 3 における電界強度評価結果

評価点の 床上からの高さ	評価点 3 1.5 [m]	69 ± 3 [dB μ V/m]
	評価点 2 1.0 [m]	72 ± 6 [dB μ V/m]
	評価点 1 0.5 [m]	75 ± 3 [dB μ V/m]

次に水平面 (xz 面) の二次元電界強度分布について示す。図 5.2.2.2 に評価点 1 を通る床上 0.5 m での二次元電界強度分布を示す。機内では外壁などによる多重反射により電界が複雑に分布し、機外では窓から漏洩した電波が放射状に伝搬することが確認できる。図 5.2.2.3 に評価点 2 を通る床上 1.0 m (アンテナ設置高さ) での二次元電界強度分布, 図 5.2.2.3 に評価点 3 を通る床上 1.5 m での二次元電界強度分布を示す。評価点 1, 2 及び 3 のある位置から z 軸方向に ±0.5 m 変化させた点を評価点 4, 5, 6 とし、各評価点で高さを変化させた場合の電界強度の値を表 5.2.2.2 にまとめて示す。これらより、高さ方向および水平面方向で ±0.5m の評価範囲を設定した場合の電界強度のばらつきは最大で ±6 dB 程度であることが読み取れる。

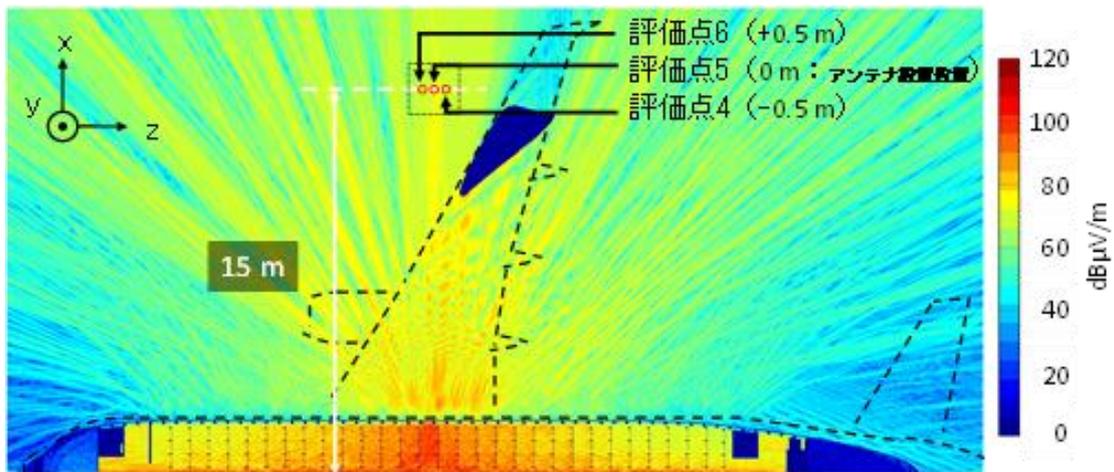


図 5.2.2.2 床上 0.5 m での二次元電界強度分布

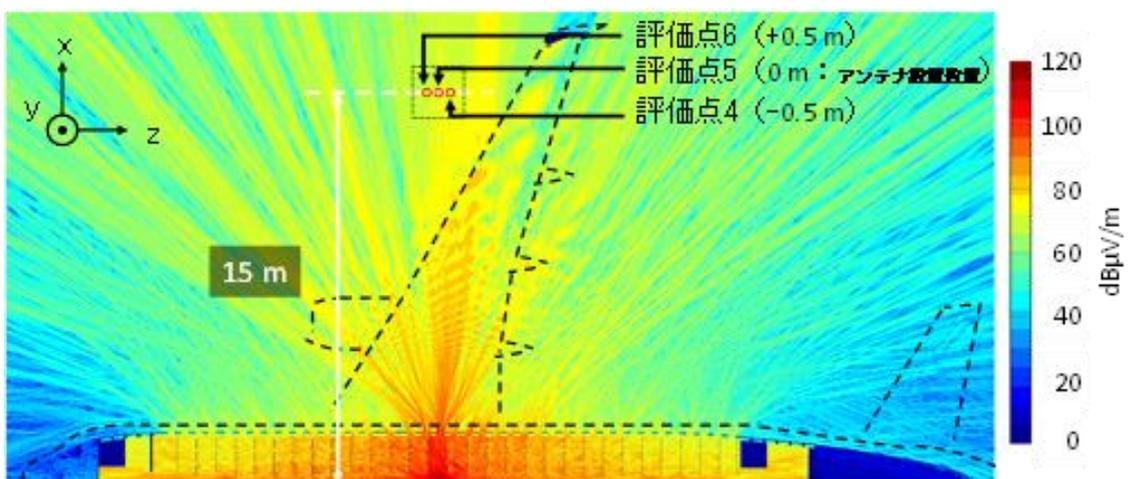


図 5.2.2.3 床上 1.0 m (アンテナ設置高さ) での二次元電界強度分布

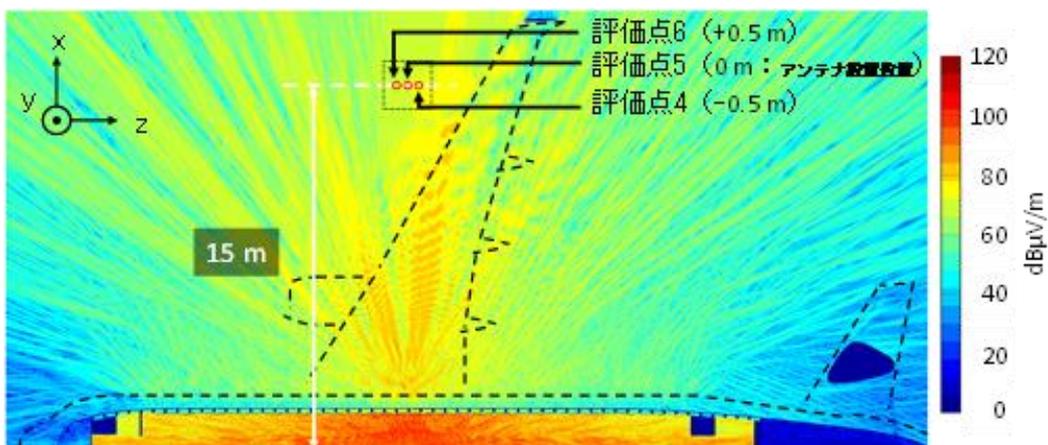


図 5.2.2.4 床上 1.5 m での二次元電界強度分布

表 5.2.2.2 評価点 4, 5, 6 における電界強度評価結果

		床上からの高さ[m]		
		0.5	1.0	1.5
評価点の z 軸方向の位置	評価点 6 +0.5 [m]	72±6 [dB μ V/m]	72±6 [dB μ V/m]	69±3 [dB μ V/m]
	評価点 5 0 [m]	72±6 [dB μ V/m]	75±3 [dB μ V/m]	75±3 [dB μ V/m]
	評価点 4 -0.5 [m]	69±3 [dB μ V/m]	69±3 [dB μ V/m]	69±3 [dB μ V/m]

5.3 航空機内外の電磁界分布の詳細な伝搬特性推定

本節では、機内 WAIC システムと機外評価面が窓を介して見通しである場合、見通しでない場合の検討を行い、機体外壁による遮蔽影響に起因した伝搬特性の変化を評価する。

5.3.1 送信アンテナと評価面の設置位置

図 5.3.1.1 に、本検討で用いる航空機モデルと設定する送信アンテナおよび評価面の設置位置を示す。入力電力を 100 mW とした送信アンテナ (Tx-antenna: $\lambda/2$ Dipole antenna) を機内中央の床上 1.0 m の高さに配置する。評価点は、送信アンテナから機外 (+x 軸方向) へ 18 m 離れた見通しである地点 (評価点 1) とそこから +z 軸方向に平行移動した見通し外である翼端部上 (評価点 2) とする。各点を中心にそれぞれ 1 波長程度 (70 mm × 70 mm) の領域の電界強度値を各評価点の電界強度とする。

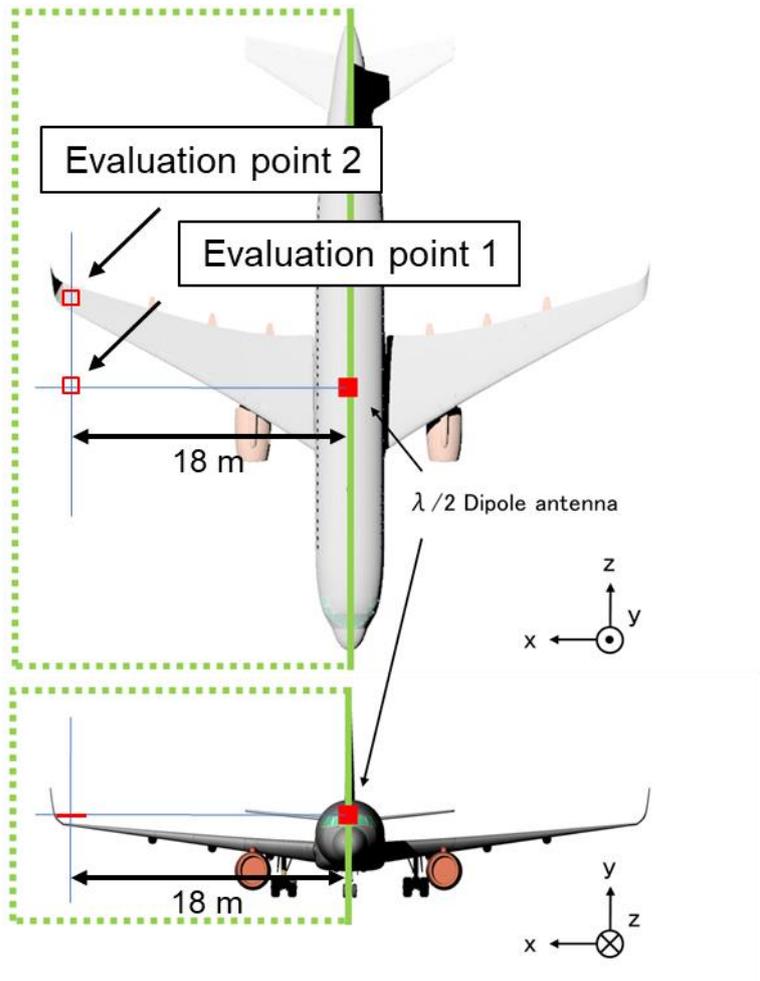


図 5.3.1.1 数値解析に用いた航空機モデル

5.3.2 より詳細な機内外伝搬特性の評価

図 5.3.2.1 に示すように、赤丸で示す評価点 1 での電界強度の値は見通し外の場合と比較して 5 dB 程度高いことを確認した。この結果から評価面付近において直接波が支配的であることがわかる。図 5.3.2.2 に示すように、見通し外である翼端部付近を評価面とした場合、評価点 2 での電界強度の値は $58 \pm 2 \text{ dB}\mu\text{V/m}$ である。評価点 2 での電界強度の値は、見通し外である評価点から +0.5 m の高さの場合と比較して 3 dB 程度高いことを確認した。図 5.3.2.3 に示すように、機内では外壁などによる多重反射により電界が複雑に分布し、機外では窓から漏洩した電波が放射状に伝搬することが確認できる。評価点 1 の設置位置付近では $66 \pm 2 \text{ dB}\mu\text{V/m}$ の値となっている。翼端部の評価点と比較して 3 dB 程度高い。

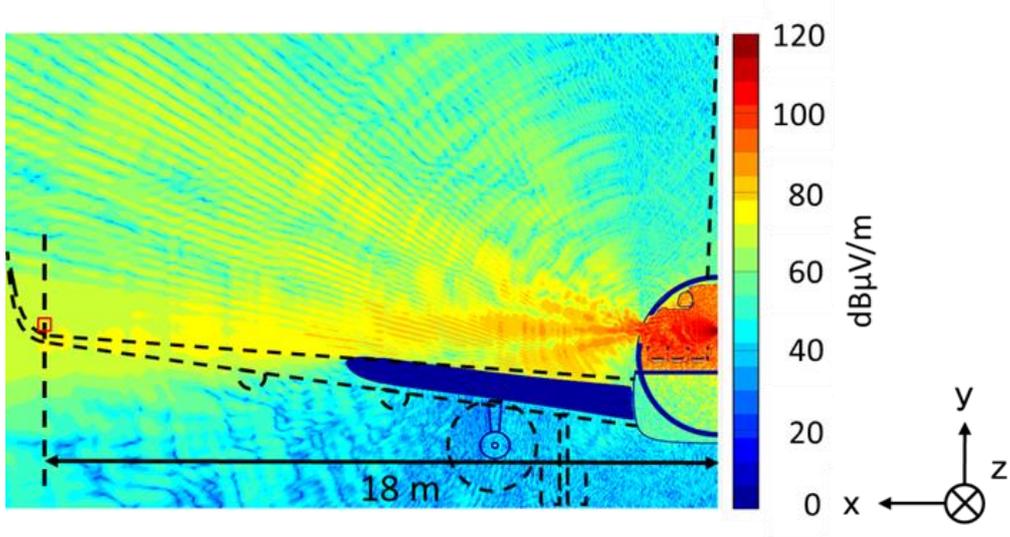


図 5.3.2.1 評価点 1 を通る xy 平面での 2 次元電界強度分布

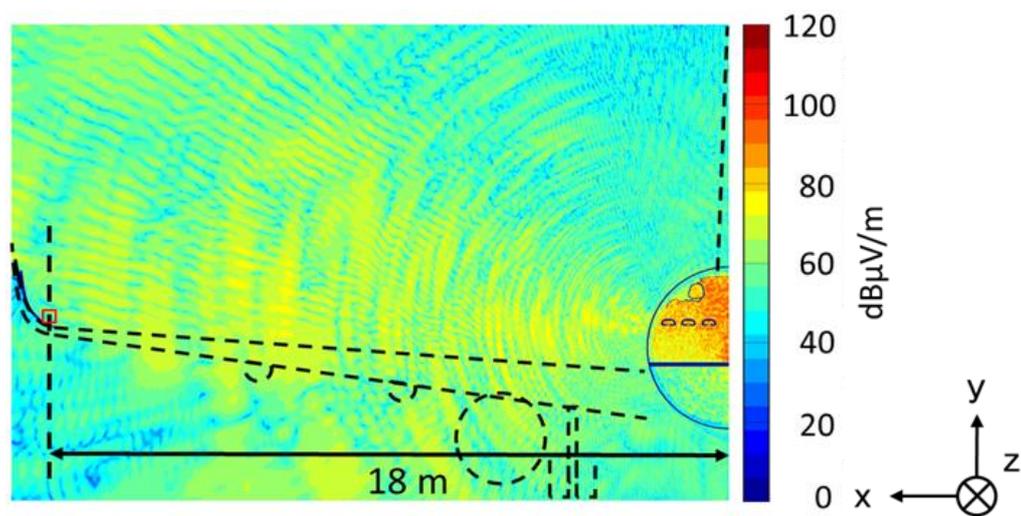


図 5.3.2.2 評価点 2 を通る xy 平面での 2 次元電界強度分布

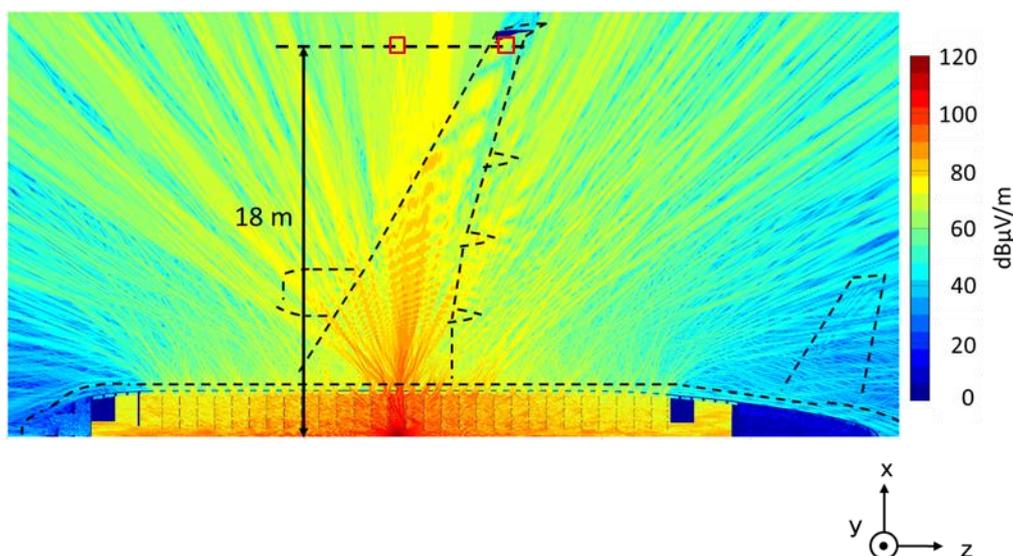


図 5.3.2.3 評価点 1, 2 を通る xz 平面での 2 次元電界強度分布

5.4 航空機内外の伝搬損失の距離特性に関する検討

WAIC システムの設置候補として、着氷センサーなどが搭載されている主翼端部上が挙げられている。翼の先端から放射された電波は、翼からの反射波と合成し、複数の窓から航空機に進入する。進入した電波は周囲の金属によって多重反射するため、電磁界分布は非常に複雑になる。このため、受信装置での電界強度（受信電力）を高精度に評価することは、WAIC 無線回線を設計する上で非常に重要です。本論文では、航空機内外の WAIC 受信サイトを考慮し、ITU が発表した理論値[54, 55]に基づいて数値解析から得られた伝搬損失特性を定量的に評価している。

本節では、高信頼な無線通信の実現を目的として、翼端部に機外 WAIC システムの設置を仮定した場合、機内外における伝搬損失の距離特性を明らかにするとともに、市街地や地下街と比較して航空機を含んだ場合の伝搬損失の増加量とその範囲を明らかにした。

5.4.1 送信アンテナと機内外の評価面の設置位置

図 5.4.1.1 に、本検討で用いる中型航空機モデルと設定する送信アンテナおよび評価面の設置位置を示す。送信アンテナ (Tx-antenna: $\lambda/2$ Dipole antenna) は入力電力を 100 mW とし、垂直偏波となるよう設置した。評価面の大きさは一波長分 (70 mm×70 mm) とし、送信アンテナ設置位置から機体方向 (-x 方向) に 15 m, 18 m の位置に機外、機内の評価面をそれぞれ設置した。

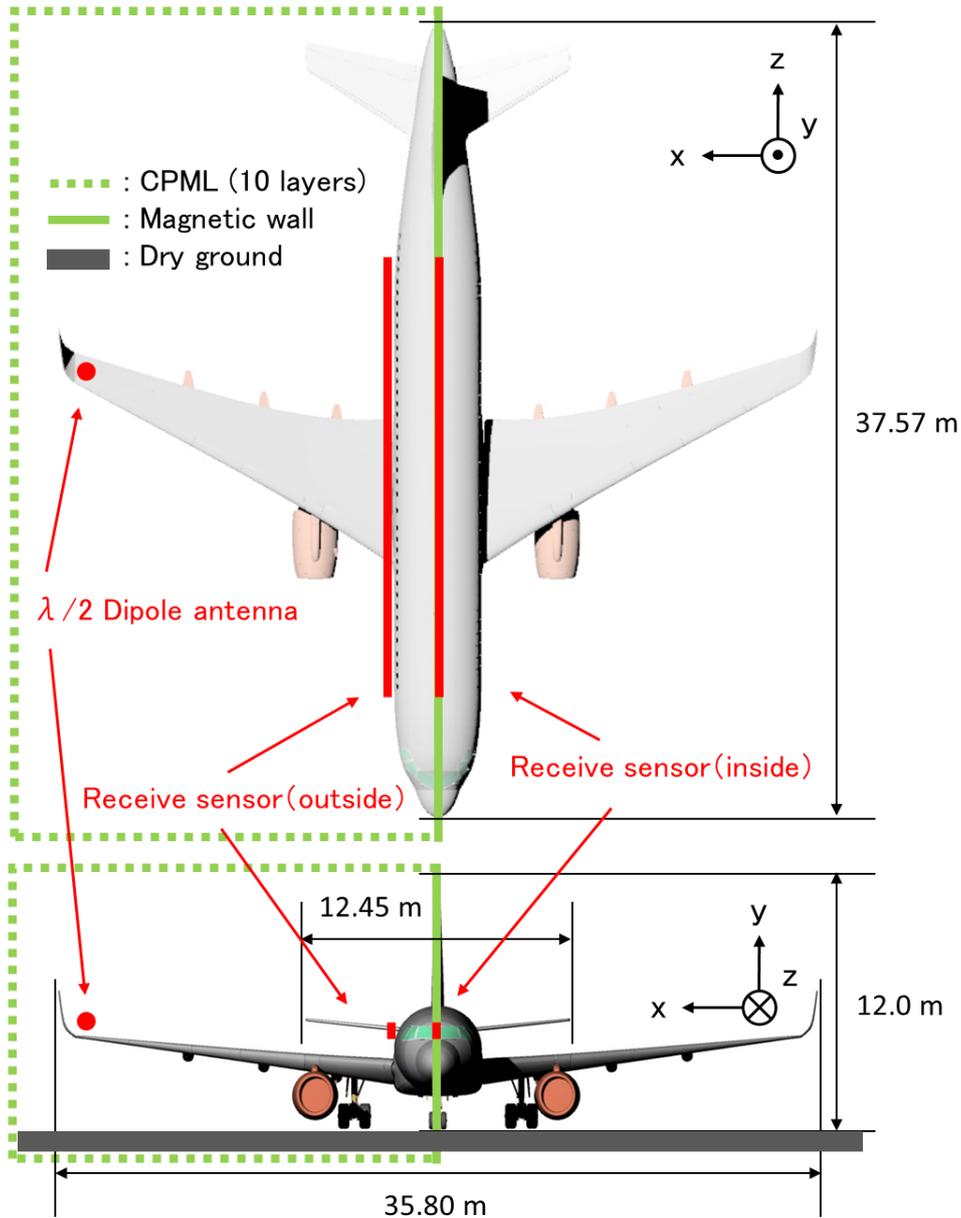


図 5.4.1.1 数値解析モデルと機外 WAIC システムおよび評価面

5.4.2 解析結果

図 5.4.2.1 は、数値解析から得られた機内外の評価面における伝搬損失の平均値と数式から求められた伝搬損失（自由空間，市街地環境，オフィス環境）を示している．垂直軸は，伝搬損失，水平軸の上と下は，機内，機外それぞれの場合の送信アンテナからの評価面までの距離である．

航空機内外の伝搬経路損失は自由空間伝搬損失（FSPL : Free Space Pass Loss）の場合よりも大きいことが読み取れる．航空機外では，翼やエンジンなどの航空機特有の構造物に

よる伝播損失が考えられる。機内では、電磁界強度は多重反射により大きく減衰し、内部経路は外部経路よりも伝搬損失が大きいことが読み取れる。図 5.4.2.1 での伝搬損失の最大差は約 15.5 dB である。数値解析から得られた伝搬路損失には、翼からの反射波が含まれており、理論値では考慮されていない。反射波が直接波に合成されるため、電磁界分布は複雑になる。航空機のキャビン内での伝搬損失を評価するために、一般的なオフィス環境における機内伝搬損失と比較した。伝搬損失の差は最大で約 10 dB であった。航空機の周囲の金属壁での多重反射による損失が大きいことを確認できる。さらに、機内での伝搬損失を評価するために、市街地における屋外伝搬損失と比較した。伝搬損失の差は最大で約 30 dB であった。人や車の移動による損失が大きいことが確認できた。

図 5.4.2.1 に示すように、通常、伝搬損失はアンテナからの距離が短くなるにつれて減少する。しかし、図 5.4.2.2 はその逆を示している。図 5.4.2.3 に、数値解析によって得られた二次元電界強度分布を示す。黒い点線は評価面の外側の航空機構造を示している。図中のハイトパターンに示されるように、翼から反射された波は直接波と干渉し、電磁界分布を複雑にする。

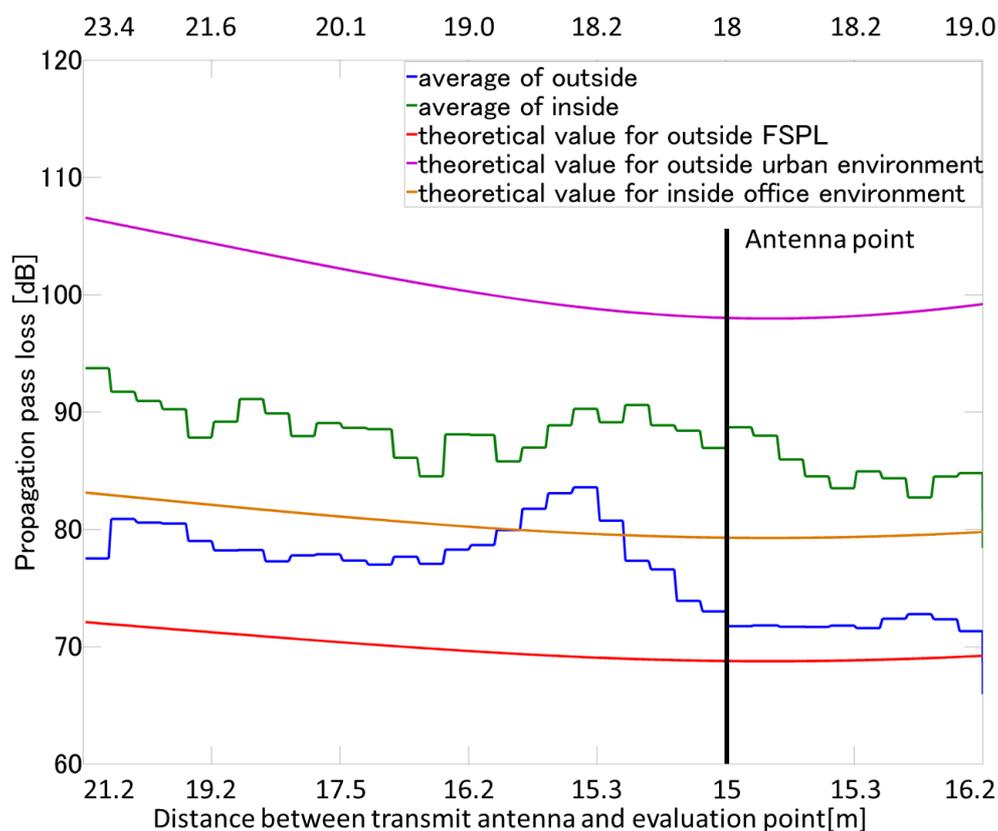


図 5.4.2.1 機内外の評価点におけるアンテナ設置高さでの伝搬損失

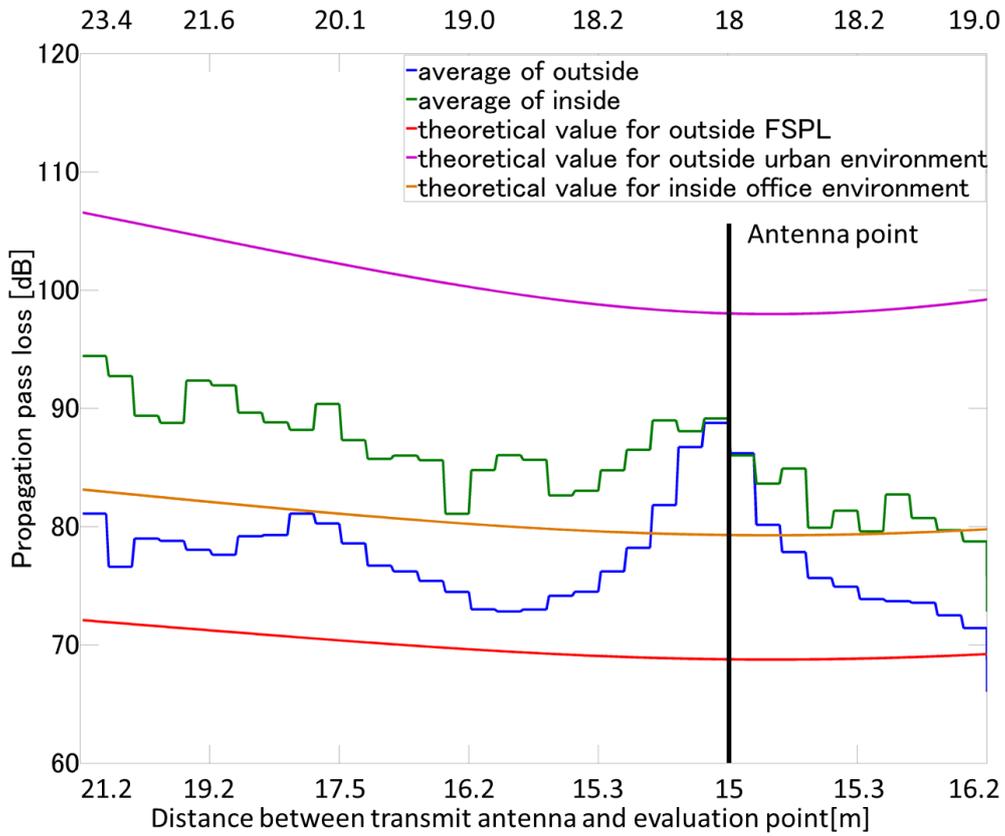


図 5.4.2.2 機内外の評価点におけるアンテナ設置高さ-0.5 m での伝搬損失

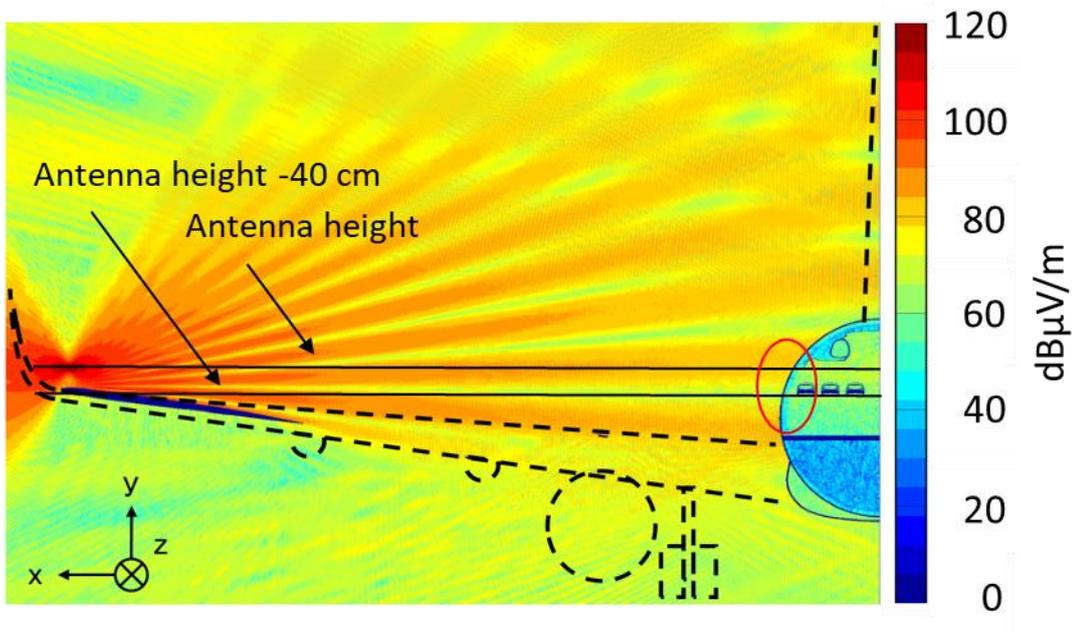


図 5.4.2.3 送信アンテナを通る xy 平面での二次元電界強度分布

5.5 むすび

本章では、4.4GHz 帯 WAIC システムの機内-機外間通信の伝搬特性評価の一例として、機内中央に設置された送信アンテナから主翼先付近までの電波伝搬特性について二次元電界強度分布を用いて評価した。これらの結果より機外 WAIC システムの設置においてはばらつきを考慮した無線回路設計が必要であることを確認した。

また、WAIC システムの受信点として機体内壁および機体外壁付近を用意し、数値解析から得られた伝搬損失と理論値から得られた伝搬損失を比較した。数値解析によって得られた伝搬損失には、翼からの反射波が含まれるが、これは理論的評価では考慮されていない。直接波に対する反射波の影響が大きく、電磁界分布が非常に複雑になることを確認した。また、数値解析を用いることの有効性と無線回線設計における電界強度の分散を考慮することの重要性を確認した。他の航空機についても数値解析と実測結果を比較し、得られた結果が概ね一致することを確認した[56]。これらの結果から、本研究の結果はある程度妥当であると考えられる。

第6章

多重反射環境における電磁干渉を 想定した電磁界解析 – 航空機電波 高度計を対象とした電磁干渉評価 例 –

6.1 まえがき

前章までで WAIC システムに関する航空機内外の伝搬特性について明らかにした。本章では、WAIC システムと航空機の既存設備である電波高度計間における電磁干渉を想定した与干渉推定を実施する。航空機には、WAIC システムの他にも非常に多くのアンテナやセンサーなどの電波利用機器が搭載されている。例えば、機体後方下部に取り付けられている電波高度計は、送信波と大地からの反射波の送受信時間差から機体の高度を計算する無線設備であり、それらの情報に基づいて航空機のナビゲーション機能、地形認識、衝突回避システムなどへ情報を提供する。一般的な電波高度計は、周波数変調連続波 (FM-CW : Frequency Modulation - Continuous Wave) 方式を採用しており、中心周波数が 4.3 GHz, 帯域幅が 100 MHz のシステムとなっている。WAIC システムの実用化にあたり、WAIC システム-電波高度計間の電磁干渉が予想されており、また、既に実用化されている第五世代移動通信システム (5G : 5th Generation) の Sub6 帯 (5G における 6 GHz 未満の周波数帯) 電波との電磁干渉が報告されている[57]。

本章では、WAIC システムと使用する周波数帯が近接する電波高度計を対象とした与干渉推定を目的に、機外における伝搬損失特性について評価する。具体的には、翼端部に機外 WAIC システムを模擬した送信アンテナ (以下、送信アンテナ) を設置した場合を想定し、航空機の既存設備である電波高度計周辺までの伝搬損失を数値解析から得られた電

磁界分布を用いて評価する。

6.2 送信アンテナと電波高度計の設置位置

図 6.2.1 に、実際の航空機上に搭載されている各種アンテナと電波高度計の設置位置を示す[58]。電波高度計は二つのアンテナで一組の装置であり、予備にもう一組が設置されているため、図中の赤丸に示すようにアンテナの総数は4基である。図 6.2.2 と表 6.2.1 に、それぞれ電波高度計の実機写真とアンテナパラメータを示す[59]。電波高度計は、4200-4400 MHz 帯を用い、絶対利得が 9.5 dBi の直線偏波のアンテナである。本検討では、これら電波高度計の設置位置付近における電界強度の増加量と範囲を明らかにする。図 6.2.3 に中型航空機モデルと設定する送信アンテナの設置位置を示す。送信アンテナ (Tx-antenna : $\lambda/2$ Dipole antenna) は入力電力を 100 mW とし、垂直偏波となるように設置した。評価面は電波高度計を通る平面上とした。

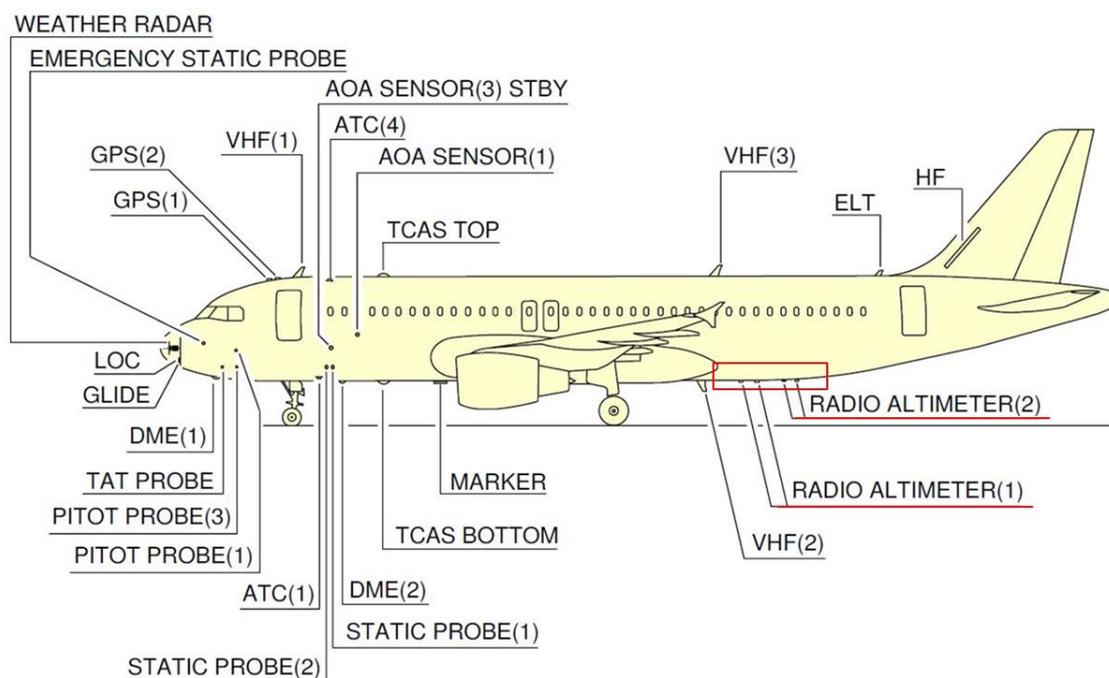


図 6.2.1 実機上に搭載されている各種アンテナと電波高度計の設置箇所



図 6.2.2 電波高度計の実機写真

表 6.2.1 電波高度計のアンテナパラメータ

SPECIFICATIONS	
MODEL	S67-2002-18
ELECTRICAL	
Frequency	4200-4400 MHz
VSWR	≤ 1.5:1 (4275-4325 MHz) ≤ 2.3:1 (4200-4400 MHz)
Polarization	Linear
Impedance	50 ohms
Beam Width	Roll Plane (E) :45° min. Pitch Plane (H): 40° min.
Power Handling	5 Watts average / 500 Watts peak
Side Lobe Level	-40 dB
Gain	9.5 dBi
Lightning Protection	DC grounded
MECHANICAL	
Weight	.25 lb (113 g) Max
Height	0.170 in. (4.3 mm)
Length	4.15 in. (105.4 mm)
Width	3.55 in. (90.2 mm)
Material	Aluminum 6061-T6, teflon/glass
Finish	Skydrol-resistant polyurethane enamel
Connector	TNC Female
ENVIRONMENTAL	
Temperature	-55°C (-65°F) to +85°C (+185°F)
Vibration	10 G's
Altitude	-1,000 to 45,000 ft.
ISOLATION H-PLANE At 4.3 GHz	20"=85 dB, 30"=90 dB, 36"=95dB

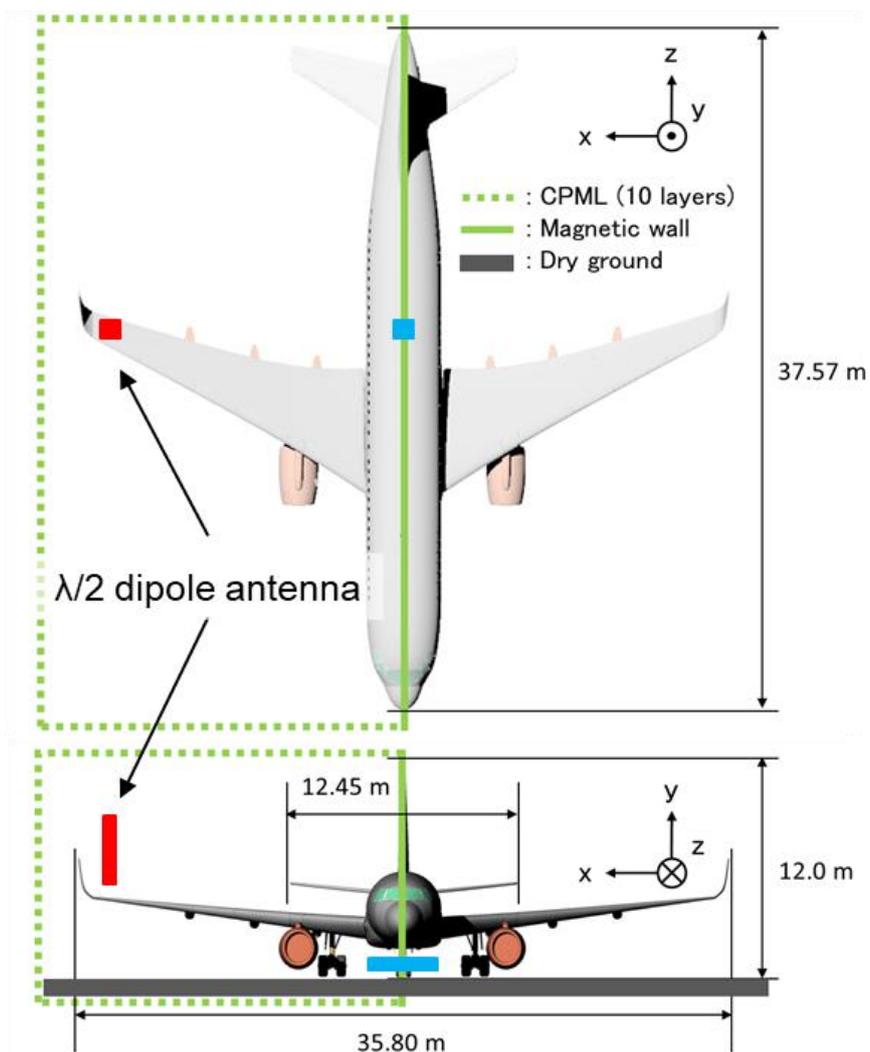


図 6.2.3 数値解析に用いた航空機モデル

6.3 WAIC システム—電波高度計間における電磁干渉推定

6.3.1 送信アンテナと電波高度計を通る平面における電界強度分布

図 6.3.1.1, 図 6.3.1.2 に, 送信アンテナと電波高度計を通る xy 平面での二次元電界強度分布の三軸合成成分と主偏波成分をそれぞれ示す. 図 6.2.3 で示したように, 電波高度計は水平偏波となるよう設置されている. 本検討において, 送信アンテナを垂直偏波となるように設置したため, 電界の三軸合成成分と主偏波成分 (ここでは垂直偏波が主偏波) の

差をとったものが電波高度計付近での電界強度値と考えられる。図 6.3.1.1, 図 6.3.1.2 を比較することにより, 電波高度計で干渉が見込まれる電界強度の値を評価する。

図 6.3.1.1, 図 6.3.1.2 いずれの場合においても翼上付近で波長に対して非常に大きな間隔の縞模様を確認できる。これは, 送信アンテナからの放射された電波と翼からの反射波が合成されることで生じたハイパターンである。

これら合成波は機体外壁を回り込んで機体下部に設置された電波高度計へと伝搬する。送信アンテナ設置高さが変われば当然ハイパターンが変わるため, 電波高度計付近で受信される電界強度の値も変化する。よって, 自機電波高度計への電磁干渉を議論する際は, 機外 WAIC の設置高さを十分考慮する必要がある。

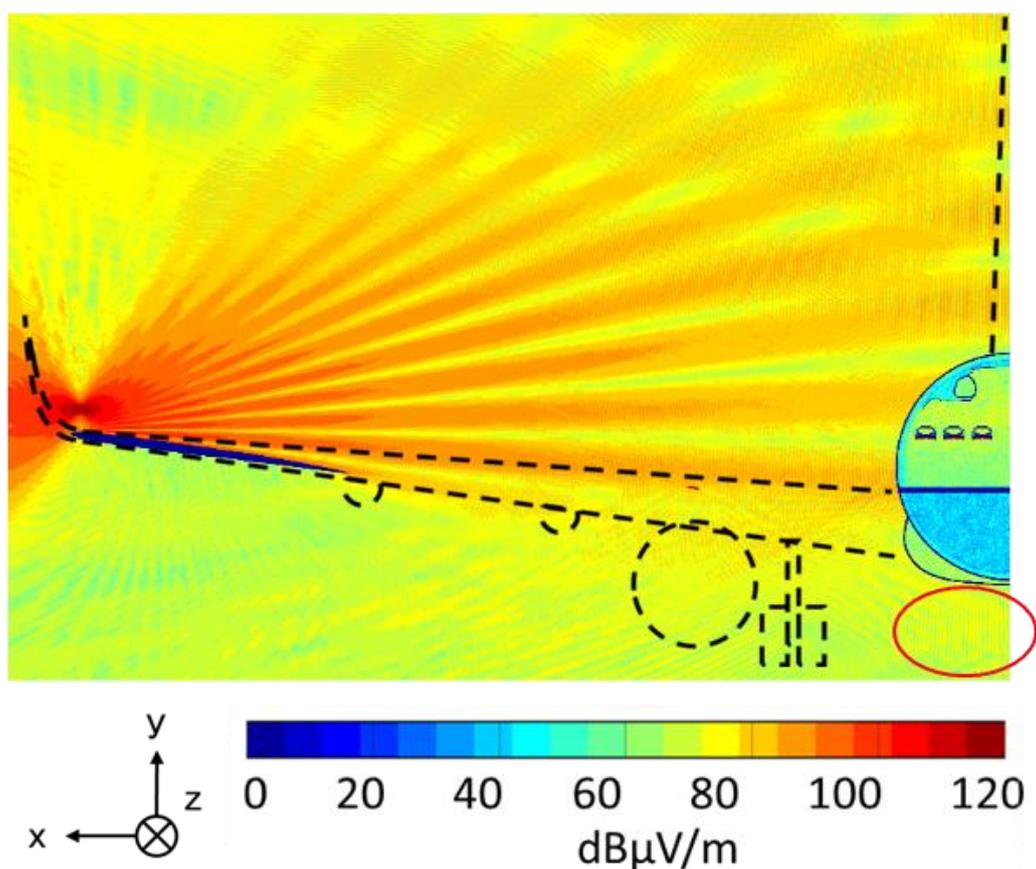


図 6.3.1.1 送信アンテナと電波高度計を通る xy 平面での二次元電界強度分布 (三軸合成成分)

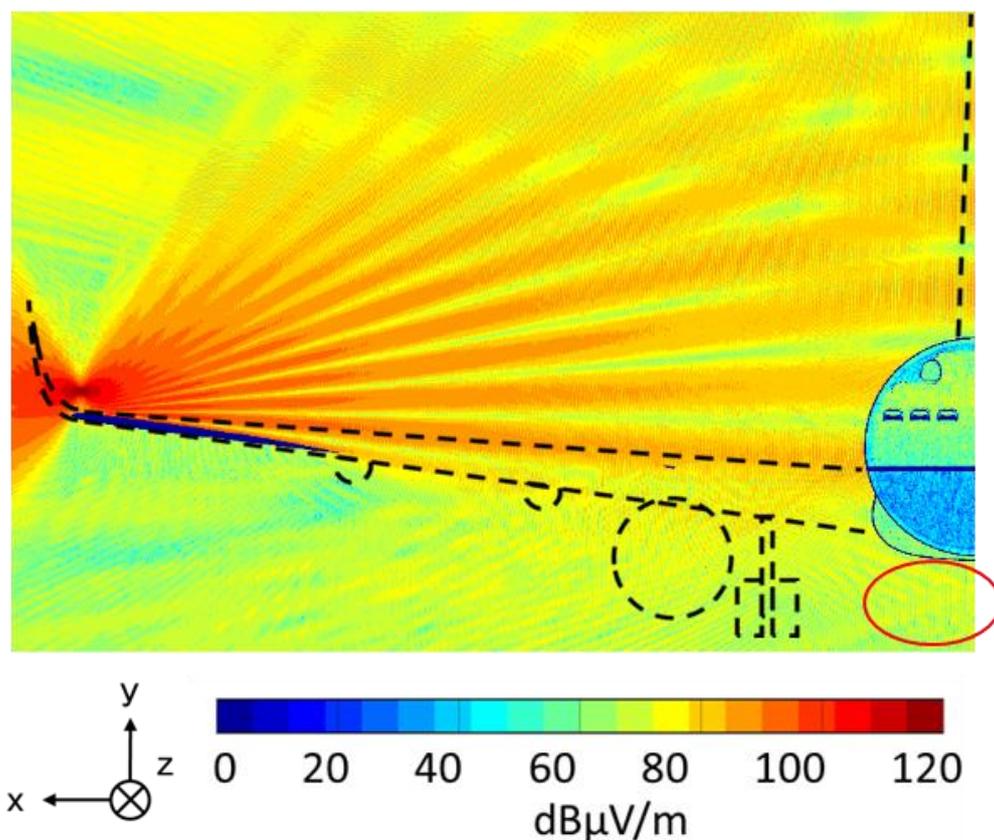


図 6.3.1.2 送信アンテナと電波高度計を通る xy 平面での二次元電界強度分布
(主偏波成分のみ)

図 6.3.1.1 から、電波高度計近傍の 10 波長程度の範囲における電界強度値 76 ± 6 $\text{dB}\mu\text{V}/\text{m}$ であった。また、図 6.3.1.1, 図 6.3.1.2 の差分を取ることによって、翼上、翼下における機体の曲面構造物に起因した交差偏波成分を確認し、電波高度計付近における電界強度が大きいところで 6 $\text{dB}\mu\text{V}/\text{m}$ 程度であることを確認した。伝搬経路中にある円筒状の機体外壁や丸みを帯びたエンジンに起因して交差偏波成分が増大していることが明らかになった。

6.3.2 電波高度計を通る平面における電界強度分布

図 6.3.2.1, 図 6.3.2.2 に、機体中央の電波高度計設置位置を通る yz 平面での二次元電界強度分布（三軸合成成分、主偏波成分）を示す。両図とも機体上方に横長の縞模様を確認できる。また、縞の間隔は波長（ 4.4 GHz の 1 波長は 68 mm ）に対して非常に大きい。これはモアレと呼ばれる視覚現象であると考えられる。モアレとは、規則正しい繰り返し模

様が表示された際に並び間隔の差（周期的な差）によって発生する縞模様のことである。本解析は、解析空間を波長の十分の一以下の非常に微細なセルに区切って解析を行っているため、得られる結果も詳細なものとなる。波長間隔の干渉縞が機体全体をマクロに見たときに複数表示されたことでモアレが生じたものと考えられる。

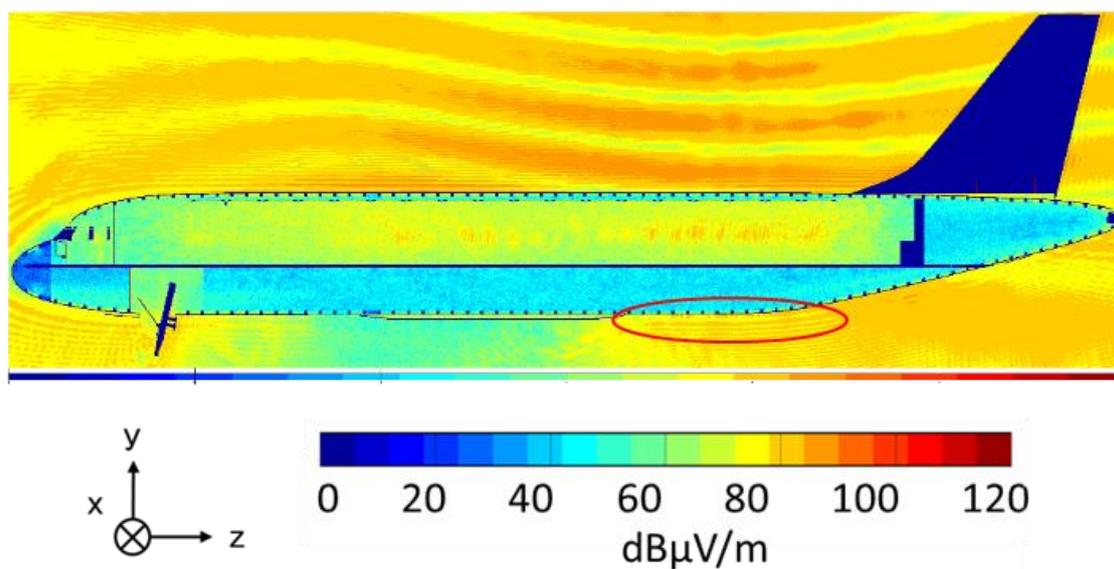


図 6.3.2.1 電波高度計を通る yz 平面での二次元電界強度分布
(三軸合成成分)

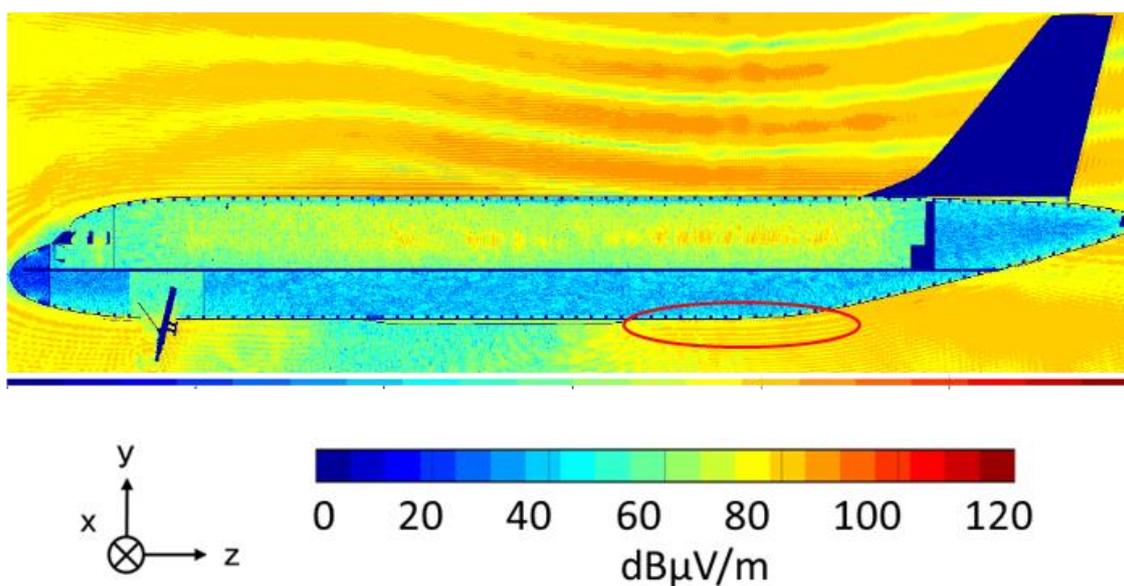


図 6.3.2.2 電波高度計を通る yz 平面での二次元電界強度分布
(主偏波成分のみ)

図 6.3.2.1 から、電波高度計近傍の 10 波長程度の範囲における電界強度値は 80 ± 6 dB μ V/m であった。また、図 6.3.2.1, 図 6.3.2.2 の差分を取ることによって、電波高度計付近での電界強度の交差偏波成分が大きいところで 7 dB μ V/m 程度であることを確認した。

6.4 むすび

本章では、4.4GHz 帯 WAIC システムと電波高度計間の電磁干渉評価の一例として、翼端部上に設置された送信アンテナから電波高度計が設置されている機体下部までの電波伝搬特性について二次元電界強度分布を用いて評価した。検討結果から、電波高度計付近における電磁干渉について議論する際は、翼端部上の送信アンテナ設置高さについて十分な検討が必要であることを明らかにした。また、解析空間を波長に対して非常に微細なセルで分割し解析したことで、機体上方においてモアレと呼ばれる周期的な差によって生じる縞模様を確認した。また、電波高度計付近においても取得した詳細な電磁界データから、円筒状構造物に起因した電界強度の交差偏波成分を定量的に評価した。

これらの結果から機外 WAIC システムの設置においては、翼やエンジンといった機外構造物による反射波を考慮した無線回線設計が必要であることを確認した。

第 7 章

屋外漏洩波による電磁界分布の 解析評価法の検討

7.1 まえがき

本章では、WAIC システムの実用化までの重要な課題となっている WAIC 周波数帯電波の機外漏えい波に関する評価について、大規模 FDTD 解析を適用し、3次元の空間網羅的な評価を実現する。航空機全体を含む解析モデルを用いて、機外漏えいの基本特性を明らかにする。機外漏えいは航空機の複数の窓からの放射の重ね合わせとして生じるため、機体を取り囲む方位方向の円周上に評価点を設定し評価を行う。本検討では、実機を用いた測定において候補として挙げられている機内前方中央の位置に、WAIC システムを模擬した送信アンテナ（以下、送信アンテナ）を配置しこの点を基準とした伝搬損失の評価を行う。さらに、送信アンテナの設置高さが機外漏えい波に与える影響について評価を行う。

7.2 送信アンテナと円周上評価面の設置位置

図 7.2.1 に、本検討で用いる中型航空機モデルと設定する送信アンテナおよび評価面の設置位置を示す。送信アンテナ (Tx-antenna : $\lambda/2$ Dipole antenna) は入力電力を 100 mW とし、垂直偏波とした。評価面は、観測面における機体中央を中心とした円周とし、評価する航空機の機体が含まれるように半径を 20 m とした (図 7.2.1 中の赤円弧)。

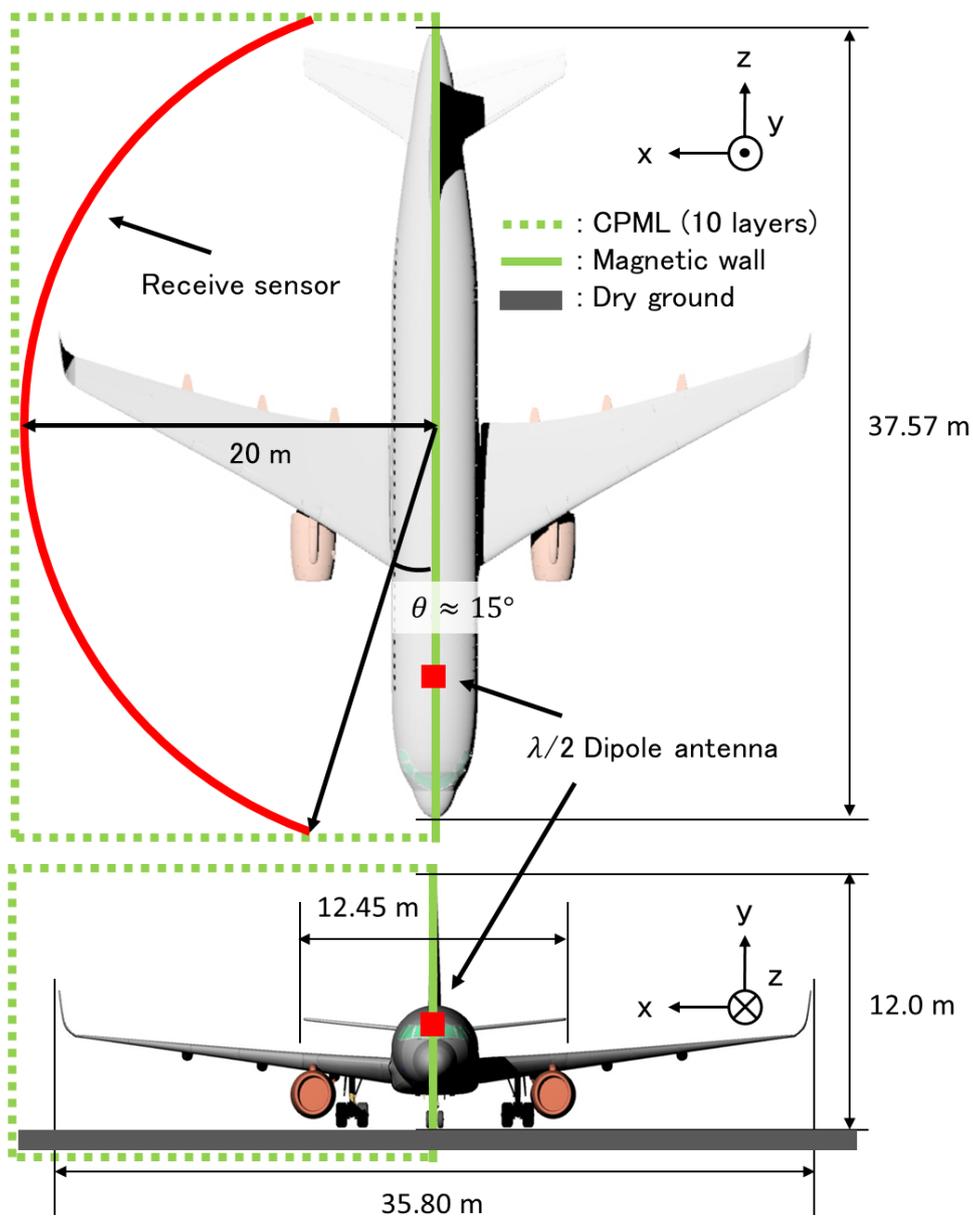


図 7.2.1 数値解析に用いた航空機モデル

7.3 機外円周上評価面を用いた伝搬特性推定

航空機外を評価点としたとき、機内の送信アンテナの設置高さ起因した漏えい波伝搬損失の差異について検討する。機体方位角方向に対する漏えい特性を評価するため、機体中央を中心とした半径 20 m の円周上を評価点とし、窓の中心高さ付近と地面付近にそれぞれ設定した。

7.3.1 窓と同程度の高さを評価面とした場合の電界強度分布

図 7.3.1.1 に示すように、機内の送信アンテナと機外の評価点間で、窓を介し直接波がある場合とない場合の比較を行うため、送信アンテナを窓の中心を通る高さに設置した場合を **Antenna position 1**、そこから+0.5 m に設置した場合を **Antenna position 2** とする。観測面は窓の中心を通る高さとそのから±0.5 m の高さとし、機体中央を中心とする 15° から 165° の範囲の円周上を評価点とした。各評価点にあたるボクセルにおいて、**Antenna position 1** と **Antenna position 2** の場合の電界強度値を比較し、機内の送信アンテナ設置高さの違いに起因した漏えい波の強度について議論する。

図 7.3.1.2 に、窓の中心を通る高さから+0.5 m を観測面とする円周上の評価点での伝搬損失を示す。窓を介して見通しとなる **Antenna position 1** の結果 (**Pattern 1**) において、送信アンテナ設置位置である 20° から 50° 付近では、**Antenna position 2** の結果 (**Pattern 2**) と比べ伝搬損失が小さくなることが読み取れる。差異が最大となる評価点では、直接波のない **Antenna position 2** の場合と比較し **Antenna position 1** の場合には 19 dB 程度小さい。図 7.3.1.2 の評価を行った窓の中心を通る高さから+0.5 m の観測面における二次元電界強度分布を図 7.3.1.3 に示す。図中の赤丸で示した領域を比較すると、**Antenna position 1** の場合、直接波の存在により複数の窓から強度の高い漏えい波が生じていることがわかる。

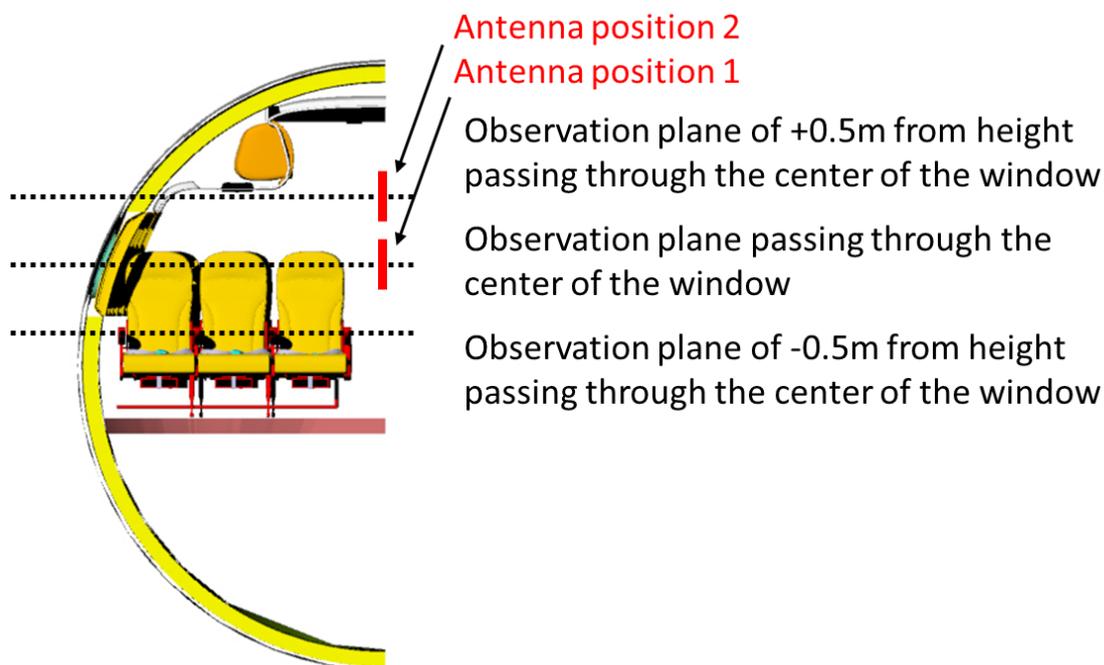


図 7.3.1.1 送信アンテナ位置と観測面の高さ

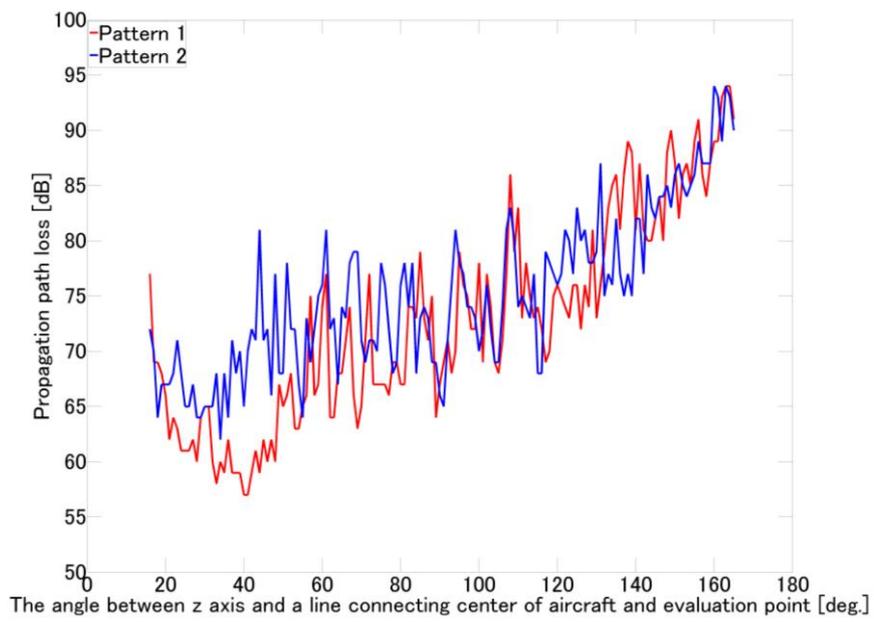
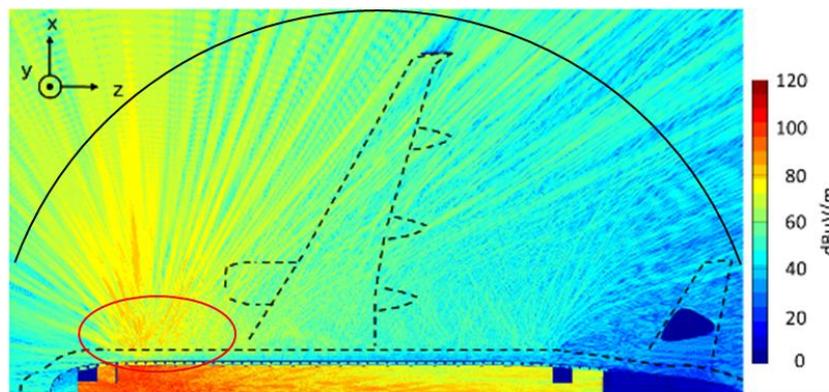
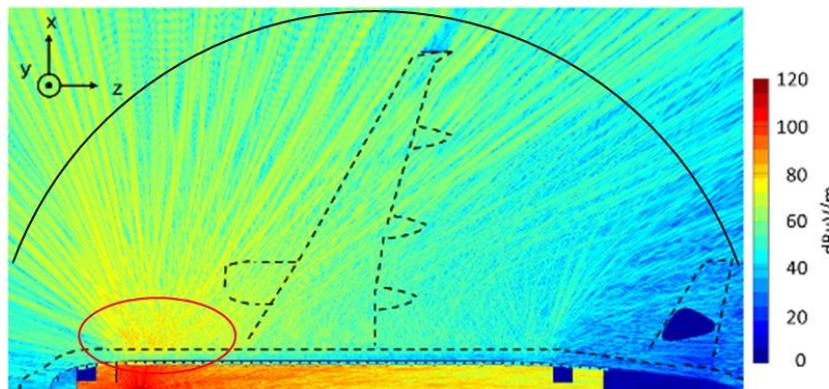


図 7.3.1.2 窓の中心から+0.5 m の高さを観測面とする円周上の伝搬損失



(a)



(b)

図 7.3.1.3 窓の中心から+0.5 m の高さを観測面とする二次元電界強度分布
(a : Antenna position 1, b : Antenna position 2)

図 7.3.1.4 に窓の中心を通る高さを観測面とする円周上の伝搬損失を示す. 同図より 20° から 50° 付近で Antenna position 1 の伝搬損失が小さくなっていることがわかる. Antenna position 2 の場合と比較し, 最大で 16 dB 程度小さくなる. 図 7.3.1.5 に窓の中心を通る高さの観測面における二次元電界強度分布を示す. 図中赤丸で示した領域を比較した場合, 図 7.3.1.3 と同様に, 直接波が存在する Antenna position 1 では Antenna position 2 と比較し, 複数の窓からのより強度の高い漏えい波が観測できる.

さらに, 図 7.3.1.6 に窓の中心を通る高さから -0.5 m を観測面とする円周上の伝搬損失を示す. Antenna position 1 において, 送信アンテナ設置位置である 40° から 50° 付近で伝搬損失が小さくなっている. Antenna position 2 と比較した場合に最大で 18 dB 程度小さくなる. 図 7.3.1.7 に図 7.3.1.6 の評価を行った窓の中心から -0.5 m の高さの観測面における二次元電界強度分布を示す. 図中赤丸で示した領域を比較した場合, 図 7.3.1.3 および図 7.3.1.5 と比べて, Antenna position 1 と Antenna position 2 の際は小さく見えるものの, Antenna position 1 の場合には評価点を設置した円周上までより高い強度の漏えい波が生じていることがわかる.

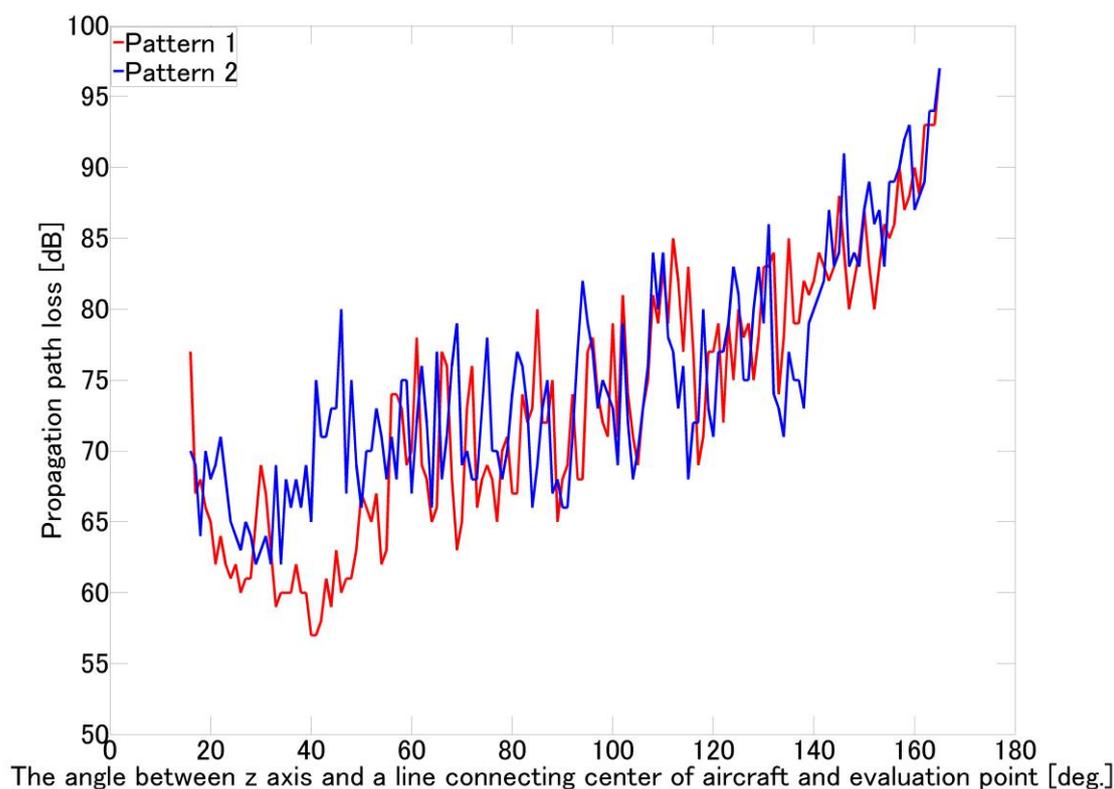
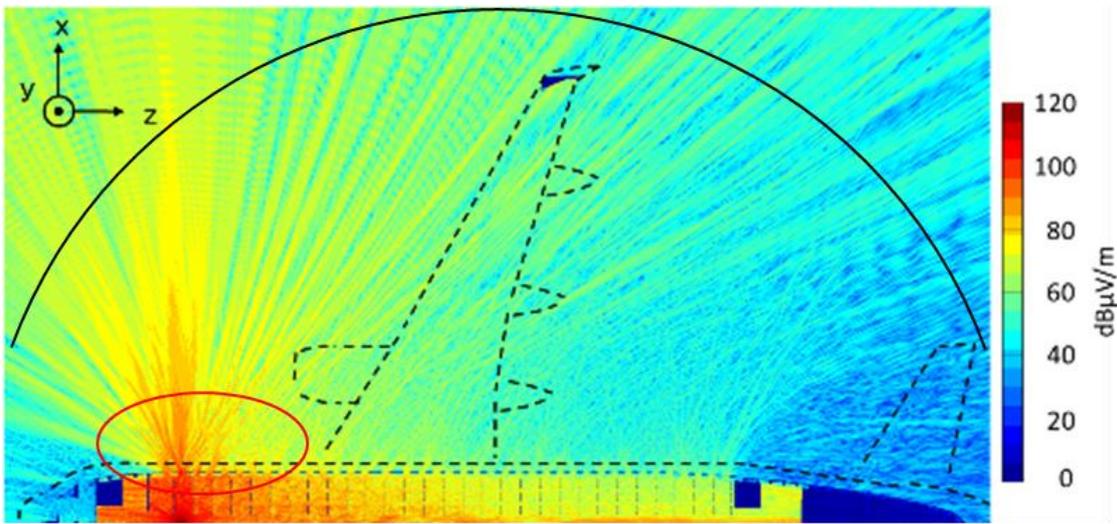
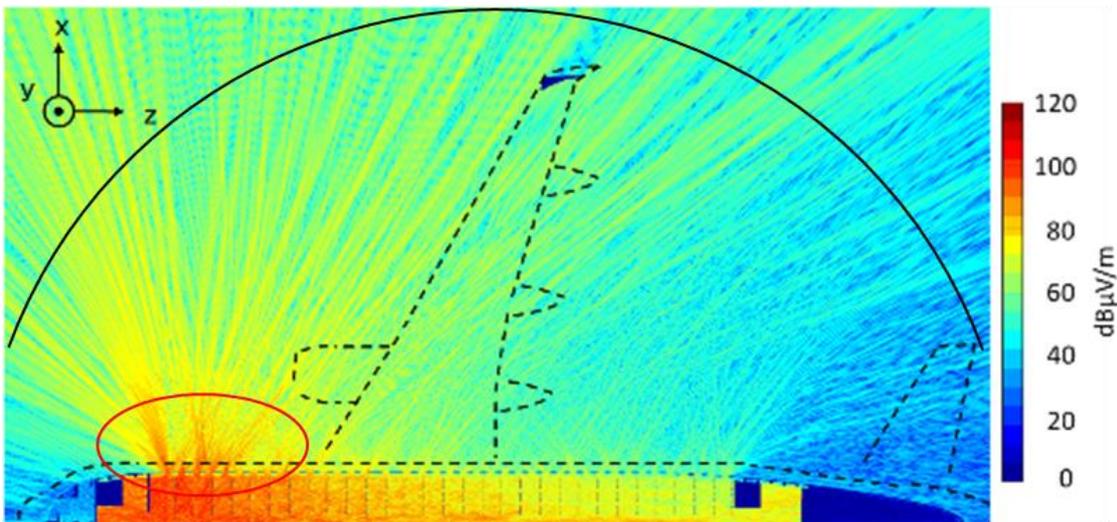


図 7.3.1.4 窓の中心を通る高さを観測面とする円周上の伝搬損失



(a)



(b)

図 7.3.1.5 窓の中心を通る高さの観測面における二次元電界強度分布
(a : Antenna position 1, b : Antenna position 2)

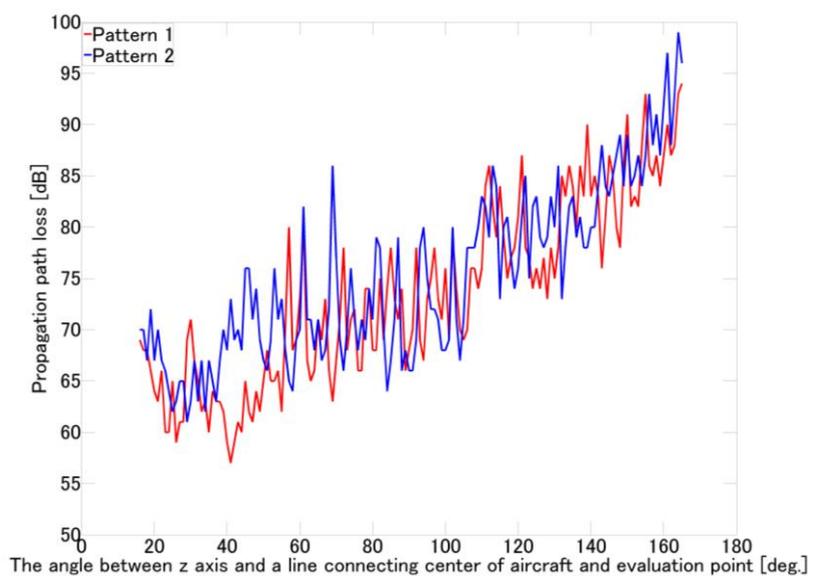
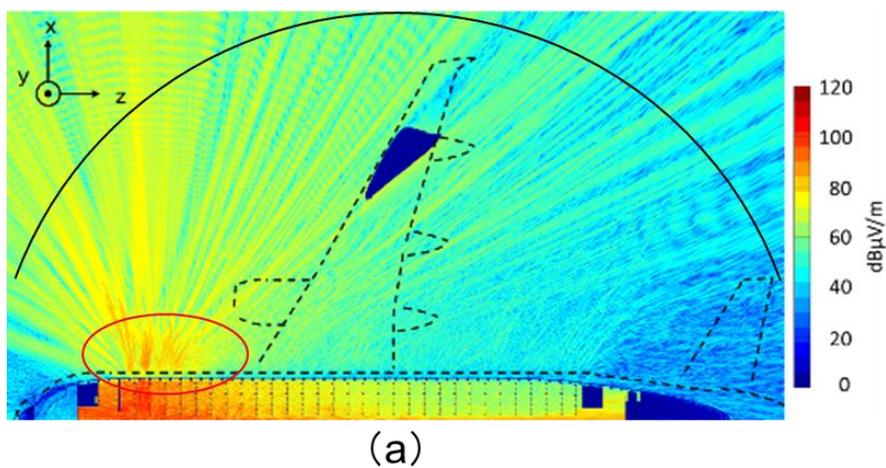
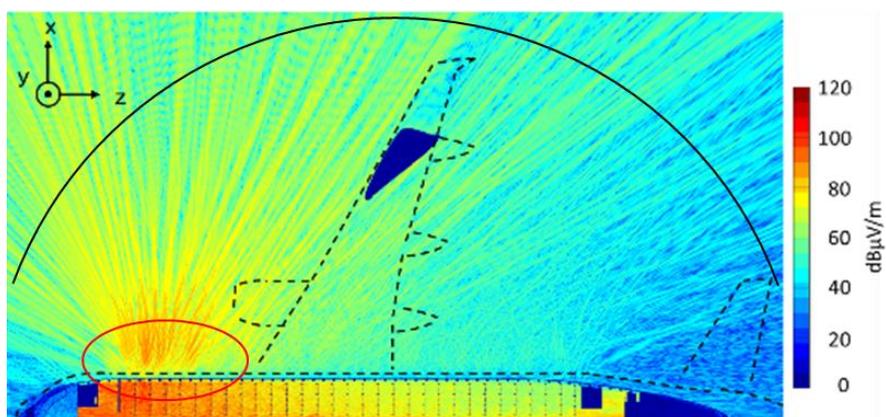


図 7.3.1.6 窓の中心から-0.5 m の高さを観測面とする円周上の伝搬損失



(a)



(b)

図 7.3.1.7 窓の中心から-0.5 m の高さを観測面とする二次元電界強度分布
(a : Antenna position 1, b : Antenna position 2)

7.3.2 地面付近の高さを評価面とした場合の電界強度分布

次に、7.3.1 節と同様の検討を地面付近の高さを観測面とした場合について行う。図 7.3.2.1 に示すように、観測面を地面から+0.7 m, +1.4 m, +2.1 m の高さとし、機体中央を中心とする円周上 15° から 165° の範囲を評価した。

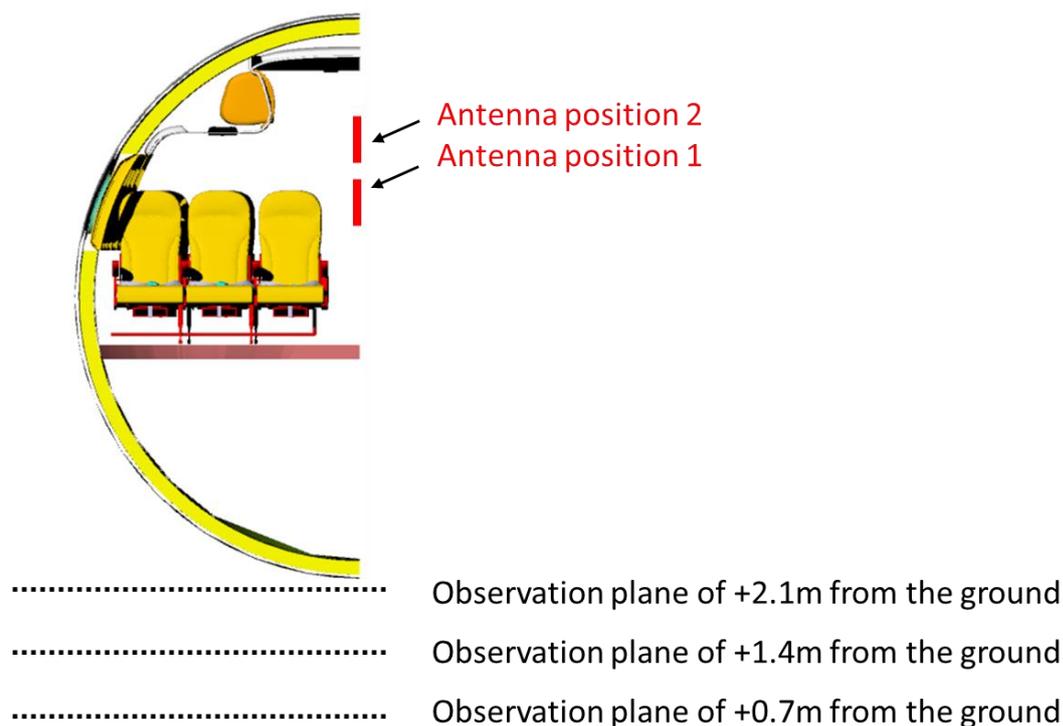


図 7.3.2.1 送信アンテナと観測面の設置高さ

図 7.3.2.2 に Antenna position 1, 2 における地面から+2.1 m の高さを観測面とする円周上の伝搬損失を示す。前節で示した窓の高さ付近に観測面を設定した場合と異なり、Antenna position 2 の場合に伝搬損失が小さくなることがわかる。これは、観測面が下方にあるため Antenna position 2 の場合に直接波が存在するようになるためと考えられる。評価結果より、30° から 100° 付近において、Antenna position 2 は Antenna position 1 と比較して伝搬損失が最大で 20 dB 程度小さくなることが読み取れる。一方で、115° から 150° 付近においては、Antenna position 1 の伝搬損失は Antenna position 2 よりも 12 dB 程度小さくなる。7.3.2.3 に地面から+2.1 m の高さの観測面における二次元電界強度分布を示す。図中の赤丸で示した領域を比較した場合、Antenna position 2 は Antenna position 1 と比較して電界強度の値が大きいことがわかる。これは、エンジンの前方付近からの反射波の影響であり、これが 115° から 150° 付近において、Antenna position 1 の伝搬損失を減少させる原因と考えられる。

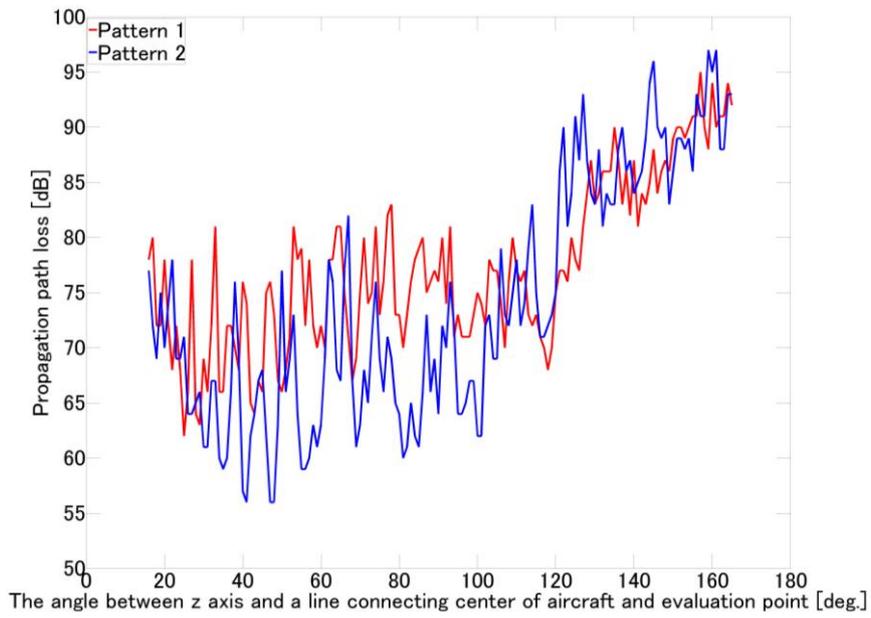
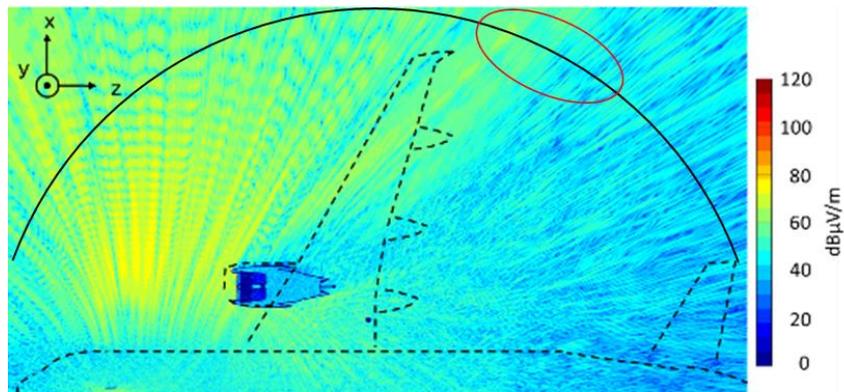
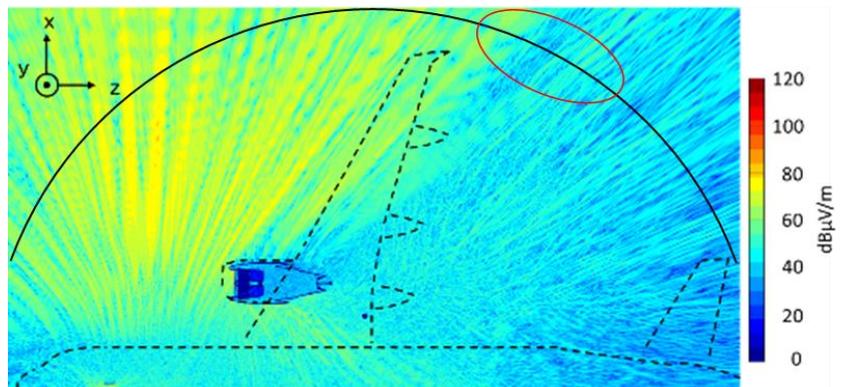


図 7.3.2.2 地面から+2.1 m の高さを観測面とする円周上の伝搬損失



(a)



(b)

図 7.3.2.3 地面から+2.1 m の高さの観測面における二次元電界強度分布
(a : Antenna position 1, b : Antenna position 2)

さらに、図 7.3.2.4 および図 7.3.2.5 に地面から+1.4 m および+0.7 m の高さを観測面とした場合の円周上の伝搬損失をそれぞれ示す。

図 7.3.2.4 における地面から+1.4 m の高さを観測面とした場合の特性から、 60° 付近と 80° から 120° 付近において、Antenna position 2 は Antenna position 1 と比較して伝搬損失が最大で 28 dB 程度小さいことが読み取れる。

図 7.3.2.5 における地面から+0.7 m の高さを観測面とする特性より、 40° から 100° 付近において、Antenna position 2 は Antenna position 1 と比較して伝搬損失が最大で 15 dB 程度小さいことが読み取れる。

これらはいずれも、図 7.3.2.2 の特性と同様に、Antenna position 2 の場合に窓を介した直接波が円周上の評価面に含まれるためであると考えられる。

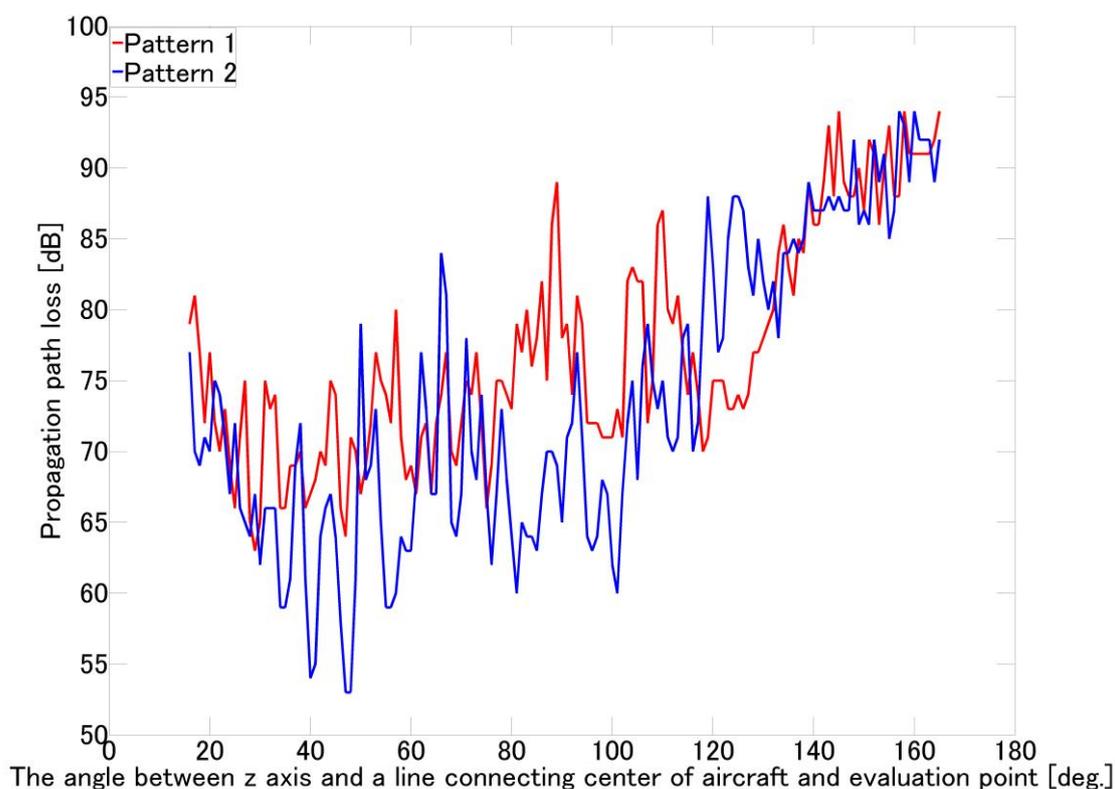


図 7.3.2.4 地面から+1.4 m の高さを観測面とする円周上の伝搬損失
(a : Antenna position 1, b : Antenna position 2)

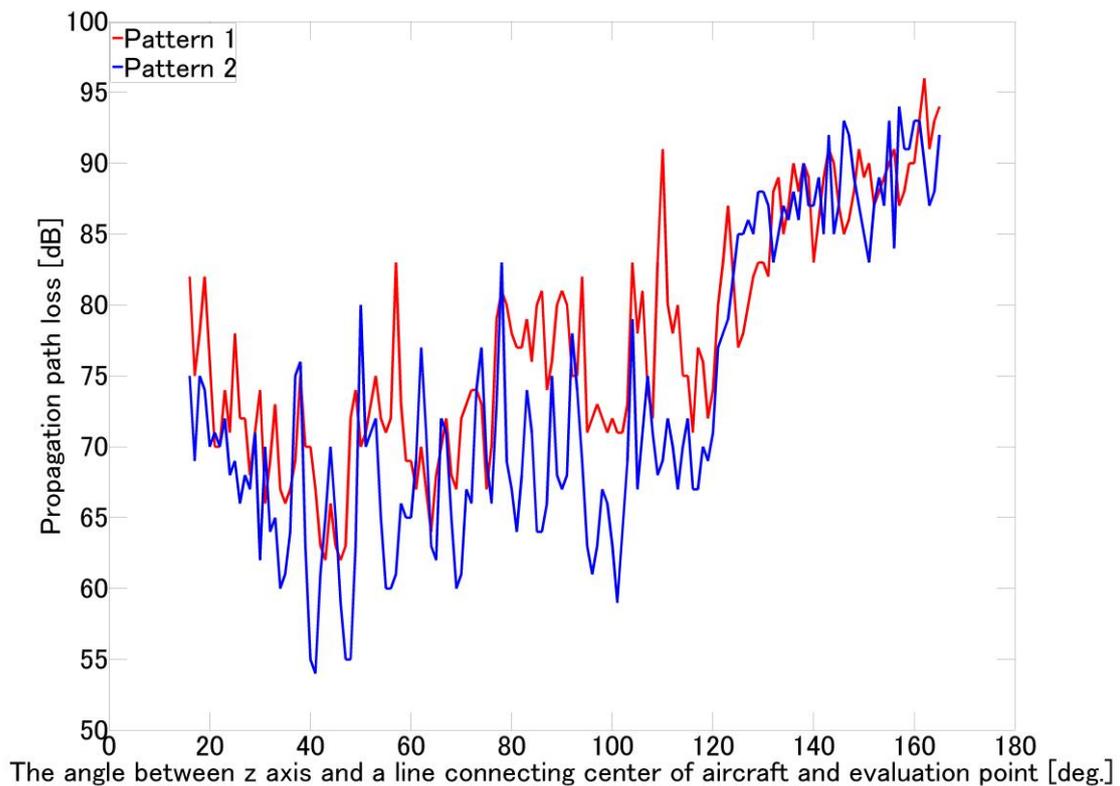


図 7.3.2.5 地面から+0.7 m の高さを観測面とする円周上の伝搬損失
(a : Antenna position 1, b : Antenna position 2)

7.4 むすび

本章では、4.4GHz 帯 WAIC システムの機外漏えい波の伝搬特性について、大規模 FDTD 解析により評価を行った。送信アンテナ設置位置として機内前方の中央を一例として設定し、高精度な二次元電界強度分布を取得して漏えい波の伝搬損失を評価した。航空機全体を含む解析により、機体方位角方向における機外漏えい波の伝搬損失特性が明らかになった。さらに、機内の送信アンテナ設置高さを 0.5 m 程度変化させた場合、機外漏えい波の強度において最大で 28 dB 程度の差異が生じる可能性があることを明らかにした。WAIC システムの機外-機内間無線回線設計あるいは機外漏えい波による与干渉推定においては、これら伝播損失特性を見込む必要があることを確認した。

第 8 章

結論

以下に本論文で得られた成果および考察について各章ごとに要約する。

第 1 章では、本研究の目的および背景について述べた。

第 2 章では、時間領域差分法 (FDTD 法) について解説し、本解析手法の要素として、セル寸法、時間ステップ、吸収境界条件などについて述べた。

第 3 章では、大規模な解析領域を効率よく計算する手段として、並列コンピューティング技術について示し、それを FDTD 解析に適用する手法を述べた。

第 4 章では、航空機産業において新たに利用が想定される WAIC システムについて評価するため、航空機簡易モデルを用いて機内偏波特性について検討した。また、同簡易モデルを発展させることにより大型計算機で動作する航空機モデルを作成した。

第 5 章では、第 4 章で作成した航空機モデルを用いて航空機内外の伝搬特性について詳細な評価を行った。特に、機内外にそれぞれ送受信アンテナを設置したとき、経路間が見通しである場合と見通しでない場合について検討し、航空機特有の構造物である翼やエンジンによる影響について評価した。

第 6 章では、使用する周波数帯が近いことから電磁干渉が懸念されている WAIC システムと電波高度計間の電磁界分布について評価した。これらの結果から、電波高度計付近での電界強度の増加量と範囲を特定することに成功した。

第 7 章では、WAIC システムを搭載した航空機間での電磁干渉影響について機体を囲む円周状評価面を用いて評価した。検討結果から、機内に設置した送信アンテナの設置高さに起因した電界強度の変化を確認した。

本論文では、新規の周波数帯について解析し、電波利用機器の実現に際して最も重要な検討課題の一つである電磁環境適合性について数値解析から得られた電磁界分布を用いて評価した。これにより、機内、機外の伝搬の詳細がより明らかになり、機内通信を行う際の送受信アンテナ間における経路損失推定や電磁干渉影響の評価が可能となった。これらの研究成果が、将来航空機をより利便性のあるものへと発展させるために搭載される電波通信機器の EMI 評価法、ならびに通信エリア設計法の確立へ貢献することを期待する。

参考文献

- [1] Nico Surantha, Nana Sutisna, Yuhei Nagao, Hiroshi Ochi, "SoC Design with HW/SW Co-Design Methodology for Wireless Communication System," in Proc. 2017 17th International Symposium on Communications and Information Technologies (ISCIT), pp. 228-232, 25-27 Sept. 2017
- [2] NTT ドコモ, "5G ホワイトペーパー,"
https://www.nttdocomo.co.jp/binary/pdf/corporate/technology/whitepaper_5g/DOCOMO_5G_White_PaperJP_20141006.pdf, Sep. 2014.
- [3] NTT, 「INS ネットの代替となる無線ソリューション」, pp. 18-20, 2017.
- [4] Aerospace Vehicle Systems Institute. <http://avsi.aero/>
- [5] 川原 悠輔, 日景 隆, 野島 俊雄 他, "並列 FDTD 解析を用いた準閉空間モデルの電磁界解析 -電車モデルと航空機モデル-", 信学技報 EMCJ2005-30, Jun. 2005.
- [6] T.Hikage, T. Nojima, M. Omiya, K. Yamamoto, "Numerical Analysis of Electromagnetic Field Distributions in a Typical Aircraft", Proceedings of the 8th Int. Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC Europe 2008), pp. 303-306, Sep. 2008.
- [7] Takashi Hikage, Shinya Hiraiwa, and Toshio Nojima, et al., "Numerical Estimation of the Electric Field Distributions Due to Mobile Radio in an Aircraft Cabin Based on Large Scale FDTD Analysis," Proc. 10th International Symposium on Electromagnetic Compatibility, pp.523-526, Sep. 2011.
- [8] 矢萩幹人, 白船雅巳, 日景 隆, 山本 学, 野島俊雄, ニッ森俊一, 河村暁子, 米本成人, "大規模 FDTD 解析を用いた航空機内 4.4GHz 帯電波伝搬特性の推定," 信学技報, vol. 115, no. 286, AP2015-124, pp. 83-86, 2015 年 11 月.
- [9] Tetsuya Sekiguchi, Takashi Hikage, Manabu Yamamoto, Toshio Nojima, Syunichi Futatsumori, Akiko Kohmura, and Naruto Yonemoto: "FDTD Analysis of Cross Polarization Characteristics for 4.4 GHz-band Radio Propagation Inside Aircraft Cabin," proc. of 2017 Asian Workshop on Antennas and Propagation (AWAP2017), pp.61-62, Jun. 2017.
- [10] K.S.Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-14, no. 3, pp. 302-307, May 1966.
- [11] K.Kunz and R.J.Luebbers, The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics, CRC Press, Tokyo, 1993. A. Taflove, Computational Electrodynamics (The Finite-Difference Time-Domain Method), Artech House, Boston, 1995.
- [12] 橋本 修, 阿部琢美, FDTD 時間領域差分法入門, 森北出版株式会社, 東京, 1996.

- [13] 宇野 亨, “電磁界解析の基礎とアンテナ工学への応用[III・完] –FDTD 法のアンテナ解析への応用–”, 電子情報通信学会誌, vol. 80, no. 2, pp. 184-191 (1997-02).
- [14] E.Theile and A.Taflove, “Finite-Difference Time-Domain Modeling of Vivaldi Slot Antennas and Arrays”, IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-42, pp. 633-642, 1994.
- [15] 宇野 亨, “FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析” コロナ社 1999, A.Taflove and M.E.Brodwin, “Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependent Maxwell's Equations”, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-23, no. 8, pp. 623-630, Aug. 1975.
- [16] G.Mur, “Absorbing Boundary Conditions for Finite-Difference Approximation of the Time Domain Electromagnetic-Field Equations”, Electromagnetic Compatibility, vol. EMC-23, no. 4, pp. 1073-1077, Nov. 1981.
- [17] R.L.Higdon, “Numerical Absorbing Boundary Conditions for the Wave Equation”, Math.Comp., 49, 179, pp. 65-90, Jul. 1987.
- [18] I.S.Kim and W.J.R.Hoefer, “A Local Mesh Refinement Algorithm for the Time Domain-Finite Difference Method Using Maxwell's Curl Equations”, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-38, no. 6, pp. 812-815, Jun. 1990.
- [19] S.S.Zivanovic, K.S.Yee, and K.K.Mei, “A Subgridding Method for the Time-Domain Finite-Difference Method to Solve Maxwell's Equations”, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-39, no. 3, pp. 471-479, Mar. 1991.
- [20] P.A.Tirkas and K.R.Demarest, “Modeling of Thin Dielectric Structures Using Finite-Difference Time-Domain Techniques”, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-39, no. 9, pp. 1338-1344, Sept. 1991.
- [21] J.G.Maloney and G.S.Smith, “The Efficient Modeling of Thin Material Sheets in the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method”, IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-40, no. 3, pp. 323-330, Mar. 1990.
- [22] R.J.Lubbers and K.Kunz, “FDTD Modeling of Thin Impedance Sheets”, IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-40, no. 3, pp. 349-350, Mar. 1992.
- [23] A.C.Cangellaris and D.B.Wright, “Analysis of the Numerical Error Caused by the Stair-Stepped Approximation of a Conducting Boundary in FDTD Simulations of Electromagnetic Phenomena”, IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-39, no. 10, pp. 1518-1525, Oct. 1991.
- [24] Gedney, S. D., “An anisotropic PML absorbing media for FDTD simulation of fields in lossy dispersive media,” Electromagnetics, Vol.16, 1996, pp. 399-415
- [25] Allen Taflov, Susan C. Hagness, “Computational Electromagnetics,” ARTECH HOUSE, 2005
- [26] Berenger, J. P. , “Perfectly matched layer for the FDTD solution of wave-structure interaction problems,” IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.51, 1996, pp. 110-117

- [27] Berenger, J. P. ,“Improved PML for the FDTD solution wave-structure interaction problems,”IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.45, 1997, pp. 466-473
- [28] Wu, Z., and J. Fang ,“High-performance PML algorithms,”IEEE Microwave Guided Wave Lett., Vol.6, 1996, pp. 335-337
- [29] Gedney, S. D.,“Anisotropic perfectly matched layer absorbing media for the truncation of FDTD lattices,”IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol.44, 1996, pp. 1630-1639
- [30] Gedney, S.,“The Perfectly matched layer absorbing medium,”Ch.5 in Advances in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, Taflov, A., (ed.), Norwood, MA, Artech House,1998.
- [31] Zhao,A. P.,“Generalized-material-independent PML absorbers used for the FDTD simulation of electromagnetic wave in 3D arbitrary anisotropic dielectric and magnetic media,”IEEE Trans.Microwave Theory Tech., Vol.46, 1998, pp. 1511-1513
- [32] Teixeira,F. L.,and W. C. Chew,“A general approach to extend Berenger's absorbing boundary condition to anisotropic and dispersive media,”IEEE Trans.Antennas Propagat., Vol.46, 1998, pp. 1386-1387
- [33] Teixeira,F. L., and W. C. Chew,“General closed-form PML constitutive tensors to match arbitrary bianisotropic and dispersive linear media,”IEEE Microwave Guided Wave Lett., Vol.8, 1998, pp. 223-225
- [34] Teixeira,F. L., and W. C. Chew, M. L. Oristagio, and T. Wang,“Perfectly matched layer and piecewise-linear recursive convolution for the FDTD solution of the 3D dispersive half-space problem,”IEEE trans. Magnetics, Vol.34, 1998, pp. 2747-2750.
- [35] Teixeira,F. L., and W. C. Chew, M. Straka, M. L. Oristaglio, and T. Wang,“Finite-difference time^domain simulation of ground penetrating radar on dispersive, inhomogeneous, and conductive soils,”IEEE trans. Geoscience remote Sensing, Vol.36, 1998, pp. 1928-1937.
- [36] Zhao,A. P.,“Application of the material-independent PML absorbers to the FDTD analysis of electromagnetic waves in nonlinear media,”Microwave Optical Tech. Lett., Vol.17, 1998, pp. 164-168
- [37] Berenger, J. P. ,“A perfectly matched layer for free-space simulations in finite-difference computer codes,”Annales des Telecommunications, Vol.51, 1996, pp. 39-46
- [38] E. Becache, P. G. Petropoulos, and S. D. Gendney,“On the long-time behavior of unsplit perfectly matched layers,”IEEE Trans.Antennas Propagat., Vol.52, 2004, pp. 1335-1342.
- [39] Roden, J. A.,and S. D. Gedney,“Convolutional PML (CPML) : An efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media,”Microwave Optical Tech. Lett., Vol.27, 2000, pp. 334-339
- [40] Kuzuoglu, M. and R. Mittra,“Frequency dependence of the constitutive parameters of causal perfectly matched anistropic absorbers,”IEEE Microwave Guided Wave Lett., Vol.6, 1996, pp.

447-449.

- [41] Berenger, J.-P., "Numerical reflection from FDTD PMLs: A comparison of the split PML with the unsplit and CFS PMLs," IEEE Trans. Antennas Propagat, Vol.50, 2002, pp. 258-265.
- [42] Abardanel, S., and D. Gottlieb, "A mathematical analysis of the PML method," J. Computational Physics, Vol. 134, 1997, pp. 357-363
- [43] Luebbers, R. J., and F. Hunsberger, "FDTD for Nth-order dispersive media," IEEE Trans. Antennas Propagat, Vol.40, 1992, pp. 1297-1301
- [44] Taflove, Computational Electromagnetics, Artech House, Boston, 1995.
- [45] 秋葉 博 記, MPI 並列プログラミング, 培風館, Jul. 2001.
- [46] C. Guiffaut and K. Mahdjoubi, "A Parallel FDTD Algorithm Using the MPI Library," IEEE Antennas and Propagation Mag., vol. 43, no. 2, pp. 94-103, Apr. 2001.
- [47] M. Omiya, K. Munakata and T. Hikage, "Design of Slot Antennas and Arrays Using the FDTD Technique and a Parallel Supercomputer," The 19th Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics, pp. 539-544, Mar. 2003.
- [48] 鷺見 勇紀, 日景 隆, 野島 俊雄, 大宮 学, 渡辺 聡一, 篠塚 隆, "準閉空間内電磁界分布の並列 FDTD 解析定式化に関する一検討", 信学技報 EMCJ2004-17(2004-06)
- [49] www.ana.co.jp
- [50] Shunichi Futatsumori, Kazuyuki Morioka, Akiko Kohmura, Naruto Yonemoto, Takashi Hikage, Kanji Yahagi, Masami Shirafune, Manabu Yamamoto, Toshio Nojima, and Shoichi Narahashi: "Aircraft Electromagnetic Field Estimation for Wireless Avionics Intra-Communication Band Using Large-Scale FDTD Analysis," proc. of 2017 International Applied Computational Electromagnetics Society (ACES) Symposium, pp.1-2, Mar. 2017
- [51] 矢萩幹人, 白船雅巳, 日景 隆, 山本 学, 野島俊雄, ニッ森俊一, 河村暁子, 米本成人, "大規模 FDTD 解析を用いた航空機内 4.4GHz 帯電波伝搬特性の推定," 信学技報, vol. 115, no. 286, AP2015-124, pp. 83-86, 2015 年 11 月
- [52] Tetsuya Sekiguchi, Takashi Hikage, Manabu Yamamoto, Toshio Nojima, Syunichi Futatsumori, Akiko Kohmura, and Naruto Yonemoto: "FDTD Analysis of Cross Polarization Characteristics for 4.4 GHz-band Radio Propagation Inside Aircraft Cabin," proc. of 2017 Asian Workshop on Antennas and Propagation (AWAP2017), pp.61-62, Jun. 2017
- [53] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, 野島 俊雄, ニッ森 俊一, 河村 暁子, 米本 成人, "大規模 FDTD 解析を用いた機外 WAIC システムの 4.4 GHz 帯電波伝搬特性推定", 2017 年電気・情報関係学会北海道支部連合大会, p.123, 函館市, 2017 年 10 月.
- [54] Rec. ITU-R P. 1238-9 : "Propagation data and prediction methods for the planning of indoor radiocommunication systems and radio local area networks in the frequency range 300 MHz to 100 GHz", ITU-R Recommendations, P Series, ITU, Geneva (06/2017)

- [55] Rec. ITU-R P. 1411-9 : “Propagation data and prediction methods for the planning of short-range outdoor radiocommunication systems and radio local area networks in the frequency range 300 MHz to 100 GHz”, ITU-R Recommendations, P Series , ITU, Geneva (06/2017)
- [56] Masaki Kinoshita, Takashi Hikage, Toshio Nojima, Shunichi Futatsumori, Akiko Kohmura, Naruto Yonemoto: "Numerical Estimation of RF Propagation Characteristics of Cellular Radio in an Aircraft Cabin," Proceedings of the Asia-Pacific Microwave Conference 2011, pp.82-85, Melbourne, Australia, Dec. 2011.
- [57] <https://www.faa.gov/5g>
- [58] <https://www.airbus.com/sites/g/files/jlcbta136/files/2021-11/Airbus-Commercial-Aircraft-AC-A320.pdf>
- [59] <https://www.sensorantennas.com/wp-content/uploads/2015/08/S67-2002-29.pdf>

研究業績

1. 査読付きジャーナル論文

- [1] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, 野島 俊雄, ニッ森 俊一, 河村 暁子, 米本 成人: ”大規模 FDTD 解析を用いた 4.4GHz 帯 WAIC システムのための機外観測面における伝搬特性推定”, 電子情報通信学会論文誌 B, Vol.J102-B, No. 2, pp. 72-79, Feb. 2019.
- [2] Tetsuya Sekiguchi, Takashi Hikage, Manabu Yamamoto, Toshio Nojima, Shunichi Futatsumori, Kazuyuki Morioka, Akiko Kohmura, and Naruto Yonemoto: ”Numerical Estimation of Propagation Path Loss for Wireless Link Design of WAIC Systems Installed on outside Aircraft Cabin Based on Large-Scale FDTD Simulation”, IEICE Communication Express (ComEX), Vol. 8, Iss. 5, pp.129-134, May 2019.

2. 査読付き国際会議プロシーディング

- [1] Tetsuya Sekiguchi, Takashi Hikage, Manabu Yamamoto, Toshio Nojima, Syunichi Futatsumori, Akiko Kohmura, and Naruto Yonemoto: ”FDTD Analysis of Cross Polarization Characteristics for 4.4 GHz-band Radio Propagation Inside Aircraft Cabin”, 2017 Asian Workshop on Antennas and Propagation (AWAP 2017), pp.61-62, Jun. 2017.
- [2] Tetsuya Sekiguchi, Takashi Hikage, Toshio Nojima: "Numerical Simulations of Implantable Cardiac Pacemaker EMI Triggered by 85 kHz-band Wireless Power Transfer System", 2017 Asian Wireless Power Transfer Workshop (AWPT 2017), D2-S3-05, Dec. 2017.
- [3] Tetsuya Sekiguchi, Takashi Hikage, Manabu Yamamoto, Toshio Nojima, Syunichi Futatsumori, Akiko Kohmura, and Naruto Yonemoto: ”A Large Scale FDTD Analysis of Propagation Characteristics for Wireless Link Design of 4.4 GHz-band WAIC Installed on Passenger Aircraft”, 2018 IEEE AP-S Symposium on Antennas and Propagation and URSI CNC/USNC Joint Meeting (AP-S/URSI 2018), FR-UB.5P.4, Jul. 2018.
- [4] Tetsuya Sekiguchi, Masakazu Yamagishi, Takashi Hikage, Keita Sakakibara, Toshio Nojima: ”Numerical Estimation of Indoor Propagation Characteristics for Microwave Wireless Power Transfer”, 2018 Asian Wireless Power Transfer Workshop (AWPT 2018), SA-5-O1, Nov. 2018.

- [5] Tetsuya Sekiguchi, Takashi Hikage, Manabu Yamamoto, Toshio Nojima, Syunichi Futatsumori, Akiko Kohmura, and Naruto Yonemoto: "A Large Scale FDTD Analysis of Cross Polarization Characteristics for Wireless Link Design of 4.4 GHz-band WAIC Systems inside and outside Aircraft Cabin", 2019 IEEE AP-S Symposium on Antennas and Propagation and URSI CNC/USNC Joint Meeting (AP-S/URSI 2019), TH-A1.2P.7, Jul. 2019.

3. 国内会議

- [1] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, 野島 俊雄, ニッ森 俊一, 河村 暁子, 米本 成人, "大規模 FDTD 解析を用いた機外 WAIC システムの 4.4 GHz 帯電波伝搬特性推定", 2017 年電気・情報関係学会北海道支部連合大会, p.123, 函館市, 2017 年 10 月.
- [2] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, 野島 俊雄, ニッ森 俊一, 河村 暁子, 米本 成人, "大規模 FDTD 解析を用いた 4.4GHz 帯 WAIC システムのための機内-機外電波伝搬特性推定", 信学技報, vol. 117, no. 382, AP2017-172, pp.121-124, 2018 年 1 月.
- [3] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, 野島 俊雄, ニッ森 俊一, 河村 暁子, 米本 成人, "大規模 FDTD 解析を用いた 4.4 GHz 帯機外 WAIC システム設計のための伝搬特性推定", 2018 年電子情報通信学会総合大会, p.5, 東京都, 2018 年 3 月.
- [4] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, 大宮 学, ニッ森 俊一, 森岡 和行, 河村 暁子, 米本 成人: "大規模 FDTD 解析を用いた航空機外における WAIC 周波数帯伝搬特性推定", 平成 30 年度 電気・情報関係学会北海道支部連合大会, p.115, 札幌市, 2018 年 10 月.
- [5] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, 野島 俊雄, ニッ森 俊一, 森岡和行,河村 暁子, 米本 成人: "大規模 FDTD 解析を用いた 4.4GHz 帯機外 WAIC システム設計のための伝搬損失推定", 2019 年電子情報通信学会総合大会, p.12, 東京都, 2019 年 3 月.
- [6] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, 野島俊雄, 大宮学, ニッ森俊一, 森岡和行, 河村 暁子, 米本成人: "大規模 FDTD 解析を用いた 4.4GHz 帯 WAIC システムのための機外観測面における伝搬特性推定", 信学技報, vol.119, no.120, AP2019-43, pp.119-122, 2019 年 7 月.
- [7] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, 大宮 学 (北海道大学), ニッ森 俊一, 森岡 和行, 河村 暁子, 米本 成人 (電子航法研究所): "大規模 FDTD 解析による 4.4 GHz 帯 WAIC システムの機外伝搬特性推定", 令和元年度 電気・情報関係学会北海道支部連合大会, p.60, 室蘭市, 2019 年 11 月.

- [8] 関口 徹也・日景 隆・山本 学・野島俊雄・ニッ森俊一・森岡和行・河村暁子・米本成人: ” 大規模 FDTD 解析による 4.4GHz 帯 WAIC システム設計のための機外漏洩波特性推定” ,2020 年電子情報通信学会総合大会, B-1-15, p.15, 広島市, 2020 年 3 月.
- [9] 関口 徹也, 日景 隆, 山本 学, ニッ森 俊一, 森岡 和行, 河村 暁子, 米本 成人: ” FDTD 解析を用いた WAIC 周波数帯の機外漏洩波特性推定” ,令和 2 年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会, p.10, オンライン開催, 2020 年 11 月.

4. 賞罰

- [1] Asian Wireless Power Transfer Workshop 「Student Award」
- [2] 平成 30 年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 「若手優秀論文発表賞」
- [3] 北海道大学大学院情報科学研究科 「研究科長賞」
- [4] IEEE Antenna and Propagation Society Tokyo Chapter 「IEEE AP-S Japan Student Award」

謝辞

本研究を進捗させるに当たり、幅広い視野と多種多様な視点からいくつものご助言をいただいた准教授 山本 学 先生に謹んで感謝申し上げます。一つの課題に対して複数の視点から考察し、検討することの重要性を学ばせていただきました。

論文や学会原稿の執筆時に細部に渡るご指摘をいただきました。また、浅学非才な筆者に対して常に親身にご指導くださいました助教 日景 隆 先生に深く感謝申し上げます。国内外における複数の学会参加の機会をいただき、研究はもちろん現地の文化や思想に触れることの大切さを学ばせていただきました。

研究者としての哲学や人生観を教えていただいた名誉教授 野島 俊雄 先生に深く感謝申し上げます。研究の枠組みを大きく超えたお話から、大局観を養うことの意義を学ばせていただきました。

細部にわたってご検討いただくとともに、多くの貴重なご助言をくださいました北海道大学大学院情報科学研究院情報科学専攻メディアネットワークコースの教授 大鐘 武雄 先生、同教授 西村 寿彦 先生、同教授 齊藤 晋聖 先生に謹んで感謝の意を表します。

最後に、公私ともにお付き合いいただいたワイヤレス情報通信研究室の皆様とこれまでの生活を根強く支え、常に温かく見守ってくださった家族に深く感謝いたします。

