

論文 / 著書情報
Article / Book Information

論題(和文)	サイト固有の電波伝搬予測のためのシミュレーション: レイトレース法の限界と物理光学近似の応用
Title(English)	Electromagnetic Simulation Techniques for Site-Specific Radio Propagation Prediction - Limitation of Ray Tracing and Application of Physical Optics
著者(和文)	高田潤一
Authors(English)	Jun-ichi Takada
出典(和文)	日立国際電気技報, no. 20, p. 1-10
Citation(English)	Hitachi Kokusai Electric Technical Journal, no. 20, p. 1-10
発行日 / Pub. date	2020, 4

サイト固有の電波伝搬予測のためのシミュレーション： レイトレース法の限界と物理光学近似の応用

Electromagnetic Simulation Techniques for Site-Specific Radio Propagation Prediction --- Limitation of Ray Tracing and Application of Physical Optics

東京工業大学
副学長
環境・社会理工学院
教授

高田 潤一
Jun-ichi Takada



要 旨

本稿では、サイト固有の電波伝搬予測のために行うシミュレーションの手法について述べる。

まず、電波伝搬シミュレーションに広く用いられている幾何光学近似とレイトレース法について取り上げ、次に物理光学近似の考え方を述べ、最後に特定の状況において幾何光学近似が物理光学近似から導出できることを説明する。

さらに、幾何光学近似の適用範囲を示しながら、シミュレーション結果が実際の現象と合わない事例について解説するとともに、幾何光学近似の適用領域外で物理光学近似を併用することで、シミュレーション誤差を低減することが可能な事例について実測値と比較しながら紹介する。

This article reviews the electromagnetic simulation techniques for the site-specific radio propagation prediction for the wireless links.

First of all, the geometrical optics approximation and the ray tracing technique are explained as the techniques widely used for the propagation prediction. Then the concept of the physical optics approximation is explained. Then it is shown that the geometrical optics approximation is derived from the physical optics approximation. By using the physical optics approximation, the applicable ranges and inappropriate application examples of the geometrical optics are explained. Finally, the application examples of the physical optics approximation together with the measurement results are presented to demonstrate the improvement of the prediction results.

1 サイト固有の電波伝搬とその予測の必要性

移動通信をはじめとする無線通信の需要はとどまることなく増加しており、キャリア周波数の高周波化、広帯域化に伴って、空間利用間隔の狭小化、空間分割多重や干渉キャンセラなどの空間信号処理、さらには異システム間での周波数共用など、限られた周波数資源を有効に利用するためのさまざまな取り組みが検討されている。

通信システムの標準化に際しては、導入シナリオを決めた後に、典型的なシナリオにおける電波伝搬特性を再現可能な確率的モデル（標準チャネルモデル）として表現し、これを用いてシステムの特性評価・相互比較が行われる。

ここで用いられるのは、古くは奥村-秦式、対数正規分布、レイリー分布（連続型の確率分布）など、といった、特定の

サイトを対象としない汎用^{はんよう}モデルである。

近年ではMIMO (Multiple Input Multiple Output) への適用を前提とした、散乱クラスタによる多重波のモデル化も含まれているが、散乱クラスタのパラメータ自体は確率分布で与えられており、特定の環境を再現することよりは、考えるさまざまな（架空の）環境を構築することに重きが置かれている。

これに対して、実際のサービスにおける置局設計では、個別の具体的な環境にアンテナを設置した際に、通信エリアがどのような範囲になるかを予測する必要がある。従来、実際に電界強度測定を行って設置場所を確定しているが、近年では運用環境を3次元構造としてモデル化し、電波伝搬シミュレーションを行うことにより通信エリアを予測することが次第に多くなってきた。

対象となる環境は波長に比べてはるかに大きく、マクスウェル方程式の数値解法である時間領域差分法 (Finite-Difference Time Domain, FDTD)、有限要素法 (Finite Element Method, FEM)、モーメント法 (Method of Moments, MoM) などの電磁界シミュレーションは極めて大規模となるため、研究以外の目的に用いられることはほとんどない。その代わりに用いられるのが高周波近似と呼ばれる解法であり、対象となる構造物が波長に比べて極めて大きいと仮定して、マクスウェル方程式の近似解を求める方法である。

具体的にはレイトレース法と呼ばれる幾何光学近似に基づく手法が広く用いられており、複数の商用シミュレータも市場に出回っている。しかしながら、レイトレース法に基づくシミュレーションがさまざまな仮定に基づいた近似解法であることは忘れられがちであり、往々にしてシミュレーションと実測の結果に大きな乖離が生じることとなる。

2 幾何光学近似とレイトレース法

ここでは、電波伝搬シミュレーションに多く用いられているレイトレース法と、その原理となる幾何光学近似について概説する。

2.1 レイ (光線) 近似と電力保存

幾何光学近似 (geometrical optics approximation) では、電磁波の伝搬をレイ (光線) により表現する。一様媒質中ではレイは直進する。また、点波源から放射されたレイの強度は伝搬距離の 2 乗に反比例する。これは、放射された電磁波が球面状に広がり、レイが代表する断面積が距離の 2 乗で増加する一方、総電力は保存されており増減がないため、レイの強度に対応する電力の面積密度が距離の 2 乗に反比例することをあらわしている (図1)。

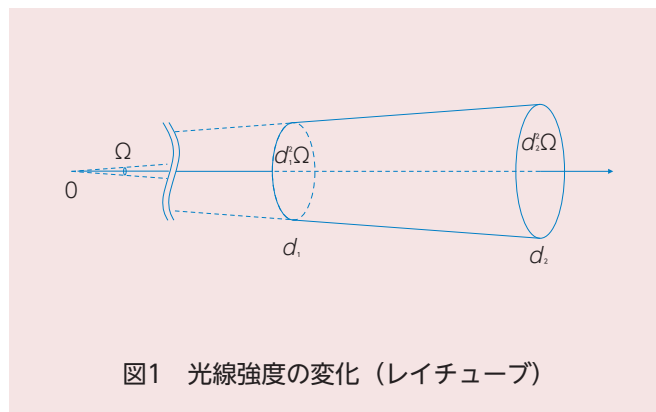


図1 光線強度の変化 (レイチューブ)

2.2 自由空間伝搬とフリスの公式

自由空間に送信アンテナと受信アンテナを設置した場合、

送信電力 P_t と受信電力 P_r の関係はフリスの公式であらわされる。

$$\frac{P_r}{P_t} = \left(\frac{c}{4\pi f d} \right)^2 G_t G_r \tag{1}$$

f はキャリア周波数、 G_t 、 G_r はそれぞれ送受信アンテナの利得、 d は伝搬距離、 c は自由空間における電波の速さ (光速) である。距離の 2 乗に反比例する理由は、送信された電波が球面状に広がる一方、エネルギー保存則により半径 d の球面上を通過する総電力が d に依存せず一定となり、面積当たりの電力密度が球の表面積に反比例するためである。周波数の 2 乗に反比例する理由は、アンテナ利得 G がアンテナ実効開口面積 A に対して

$$G = \frac{4\pi A}{\lambda^2}, \tag{2}$$

すなわち、波長 λ で正規化したアンテナ面積に比例するためである。同じアンテナ利得であれば、周波数が高くなるほどアンテナ実効開口面積が小さくなるため、同じ利得で受信できる電力が小さくなる。

2.3 平面境界における正規反射

無限平面境界においては、反射の法則が成立する。図2のように、入射波と反射波の進行方向は境界面の法線を含む同一平面 (入射面) 上にあり、それぞれが境界面の法線となす角である入射角と反射角が等しくなる。フレネルの反射係数は、半無限空間が比誘電率 ϵ_r で満たされた場合の自由空間側から入射する平面波の電界強度の反射係数をあらわし、電界が入射面に平行な場合 R_{\parallel} (図3 (a)) と垂直な場合 R_{\perp} (図3 (b)) で値が異なる。

電界が入射面に平行な場合は、図4 (a) のようにブリュスター角と呼ばれる特別な角度 (図では 65° 付近) で反射係数がゼロとなるのに対して、電界が入射面に垂直な場合には図4 (b) のように、入射角に対して反射係数が単調に減少する。いずれの場合にも、 θ が 90° に近づくと反射係数の絶対値は 1 に近づく。

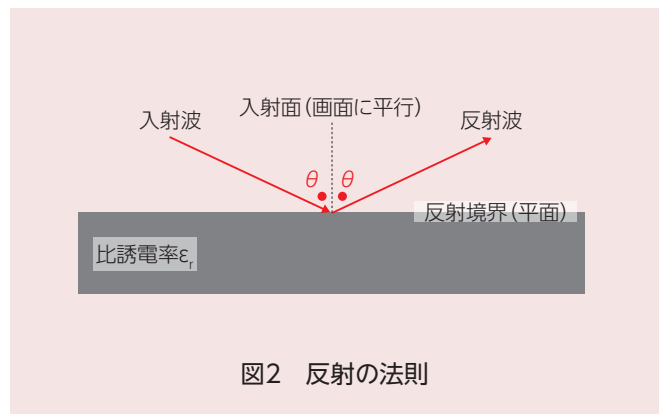
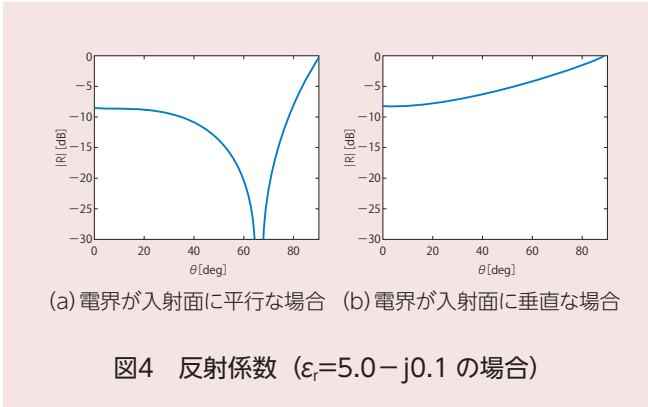
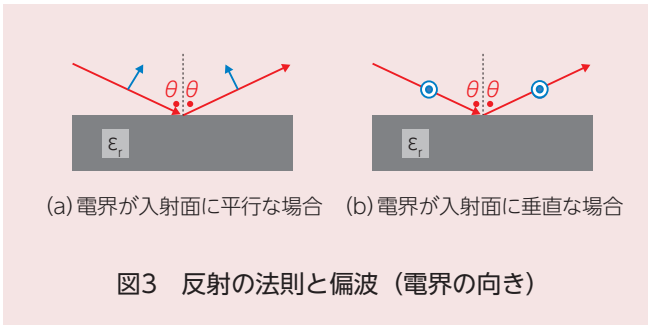
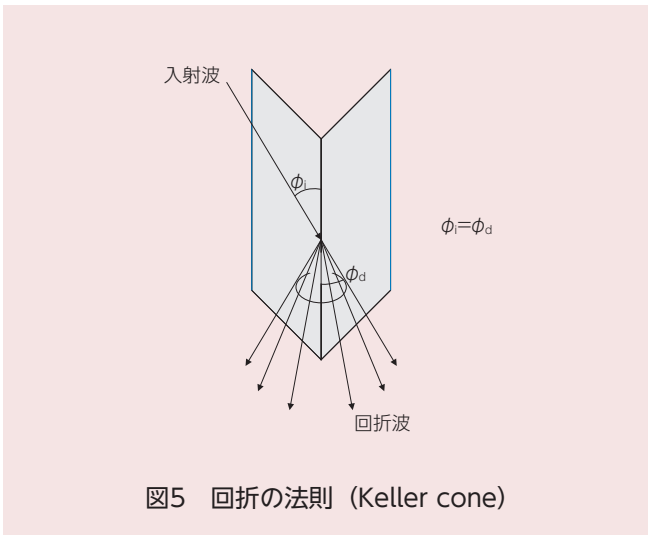


図2 反射の法則



2.4 無限長くさびにおける回折

無限長くさびにおいては、回折の法則を満足する。図5のように、入射波とくさびのエッジ（稜線）のなす角 ϕ_i を入射角とすると、回折波はエッジを中心軸とし、入射角と等しい頂角を有する円すいの稜線に沿ったあらゆる方向に伝搬する。この円すいをケラーの円すい (Keller cone) と呼ぶ。通常、回折波の強度は、一様回折理論により求めた回折係数で求めることができる。



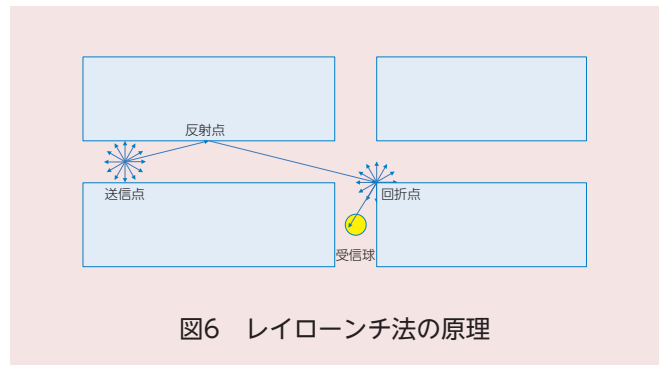
2.5 フェルマの原理

一般に、レイ（光線）の伝搬経路は伝搬時間が極値を取るように決定される。これをフェルマの原理という。一様媒質中におけるレイの直進、反射の法則、回折の法則はいずれもフェルマの原理を用いて説明できる。

2.6 レイトレース法による伝搬経路の確定

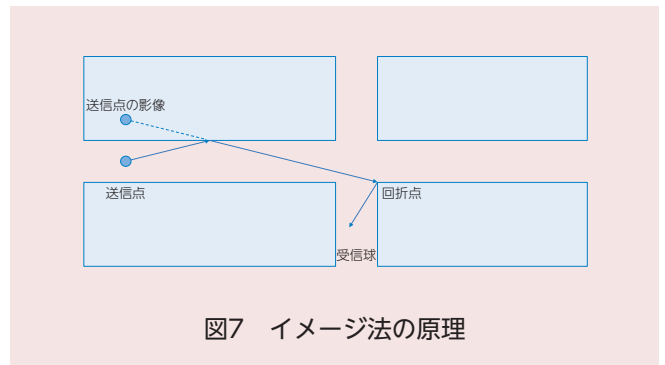
複数の散乱物体がある環境では、幾何光学に従ってレイを追跡することで複数の伝搬経路を同定する。この手法をレイトレース法 (ray tracing、レイトレーシング、光線追跡法) と呼んでいる。レイトレース法には、大別してレイローンチ法 (ray launching、レイローンチング; Shooting and Bouncing Ray, SBR) とイメージ法 (imaging、イメージング、映像法) がある。

レイローンチ法では、図6のように送信点から無数のレイを出射し、それぞれのレイが障害物に到達した際に、反射の法則または回折の法則に従うように追尾を続け、受信点に到達するか指定したレベル以下に減衰したときに追尾を終了することで、複数の伝搬経路を特定する。この方法ではレイを離散的に出射することから、回折点や受信点とレイが厳密に交差しなくても、レイとエッジ、あるいはレイと受信点の距離が出射角度間隔 α および伝搬路長 d に対して $\frac{1}{2}\alpha d$ 以下であれば交差するものと判定する。これは、図1のレイチューブと同じ考え方であり、特に受信点においては受信エリアを球で表現すること (受信球) に相当している。



これに対してイメージ法では、図7のように各壁面による反射波を送信点のイメージ (映像) であらわし、このイメージ点から直進するレイを引く方法である。回折波はエッジを受信点兼送信点として、2つのレイの中継点の役割を果たす。

市販のレイトレースシミュレータの大半はレイローンチ法を採用している。これは、特に考慮する物体の数が多い場合に、イメージ法の計算量がより大きいことが主な理由であ



る。一方、イメージ法を採用したレイトレースシミュレータは、レイローンチ法での離散化が原因で発生する経路の見落としやダブルカウントがないために、正確な経路同定が可能であり、比較的単純な環境で優位性がある。

3 物理光学近似を用いた幾何光学近似の解釈

3.1 ホイヘンスの原理・等価定理・物理光学近似

高校の物理で学習するホイヘンスの原理の考え方は、ある時刻における波面を無数の点波源と見なし、そこから発生する無数の球面波の包絡線が次の瞬間の波面になる、というものであった。

ホイヘンスの原理を電磁界に対して厳密に定式化したものは、等価定理 (field equivalence principle) として知られている。閉曲面上での電界 \mathbf{E} および磁界 \mathbf{H} の接線成分がわかれば、閉曲面内部の電磁界は、境界上の内向き法線ベクトル $\hat{\mathbf{n}}$ を用いて、等価電流 $\mathbf{J} = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}$ および等価磁流 $\mathbf{M} = \mathbf{E} \times \hat{\mathbf{n}}$ からの放射として表現される。

等価定理を適用するにあたって問題となるのは、境界上における真の電磁界分布が大抵の場合は未知である点である。これを解決する手法は2つに大別される。ひとつは、境界上の未知電磁界分布を局所的な既知関数の一次結合として表現し、境界条件を満足するように未知係数を決定する方法であり、境界要素法 (Boundary Element Method, BEM) あるいはモーメント法と呼ばれる。もうひとつは、境界上の電磁界分布を近似的に表現し、得られる等価波源からの放射を計算する方法であり、物理光学法 (Physical Optics, PO) あるいはキルヒホフ近似 (Kirchhoff Approximation, KA) と呼ばれる。

キルヒホフ近似では、もともとのホイヘンスの原理同様に、空間中に仮想境界を仮定して二次波源を考える。それに対して、物理光学法では散乱体上で近似的に境界条件を満足する二次波源を考える。前者は、遮蔽による回折 (図8 (a)) のように散乱体を経由して、入射方向に近い方向へ伝搬する前方散乱を計算するために用いられることが多く、具体的にはナイフエッジ回折の計算などに使われる。後者は、有限の大きさの物体からの散乱 (図8 (b)) のように、入射方向とおおよそ反対の方向へ伝搬する後方散乱を計算するために用いられることが多く、具体的には散乱断面積の計算などに使われる。なお、以降の説明では両者を合わせて物理光学近似と総称する。

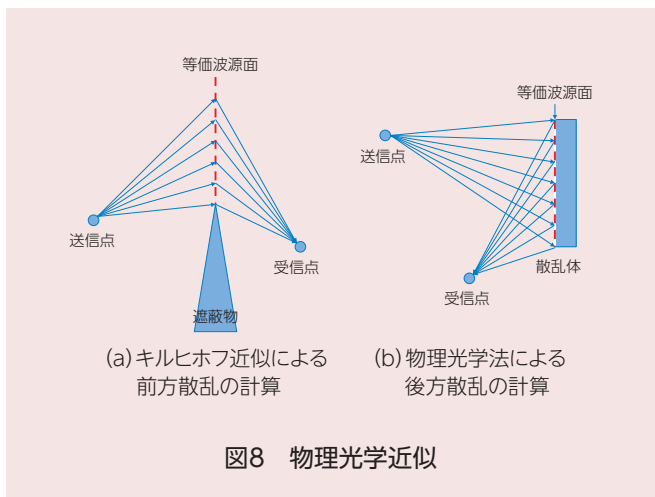


図8 物理光学近似

3.2 物理光学近似を用いた幾何光学近似の導出

二次元開口を例に取り、幾何光学近似が物理光学近似から導出できることを模式的に説明する。

図9は、開口における回折を物理光学近似により開口上に二次波源を仮定し、そこからの再放射として模式的に表現したものである。受信点では二次波源からの到来波が複素合成されたものが観測される。到来波の振幅成分、位相成分を開口上の二次波源の位置の関数として図10に示す。

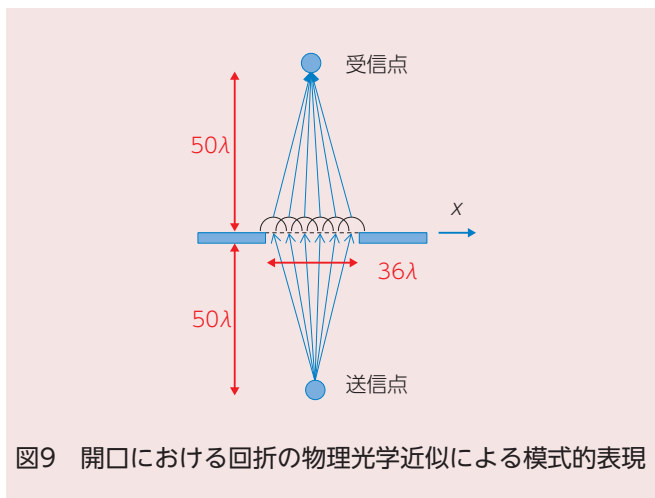


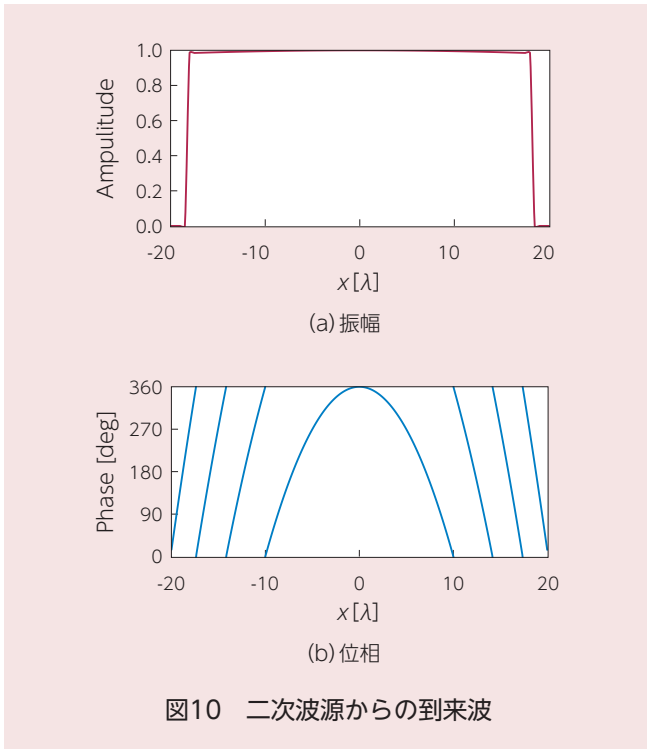
図9 開口における回折の物理光学近似による模式的表現

$x=0$ と $x=\pm 18\lambda$ の間の領域では、位相が 360° を超えた大きな範囲で連続的に回転していることから、この領域からの到来波は互いに打ち消し合い、受信点には到達しないものと考えられる。

これに対して、 $x=0$ で位相変化がゼロとなり (位相停留点)、この付近では位相変化が遅いために互いに打ち消し合わず、この範囲からの到来波が受信点で観測される。

また、開口端部である $x=\pm 18\lambda$ 付近では振幅が不連続となるため、位相変化があるものの互いに打ち消し合わず、この範囲からの到来波も受信点で観測される。

経路長に注目してみると、前者は極小、後者は極大となり、いずれもフェルマの原理に対応している。前者は見通し成分



に、後者は端部による回折波成分に対応している。すなわち、物理光学近似における到来波成分の位相・振幅に着目をすれば、幾何光学成分が観測できることがわかる。計算は省略するが、停留位相法や鞍部点法^{あんぶ}といった漸近的手法を用いて近似計算を行うと、前者は直接波成分に、後者は見通し外において半無限平面遮蔽板に対する回折成分（4.1 節）に一致することが知られている。

4 幾何光学近似の適用範囲

幾何光学近似が物理光学近似から導出できることは、幾何光学近似の適用範囲についても物理光学近似を用いれば説明が可能であることを意味している。

4.1 見通しとフレネルゾーン

見通し（line-of-sight）とは、自由空間伝搬損失が適用できる状態を指している。見通しの有無は、フレネルゾーンを使って表現できる。

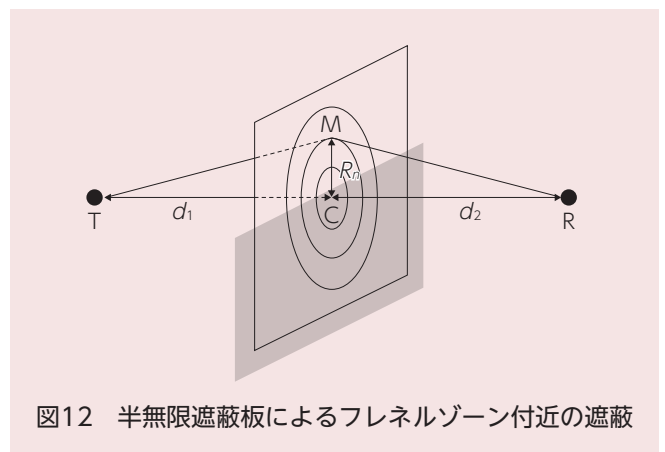
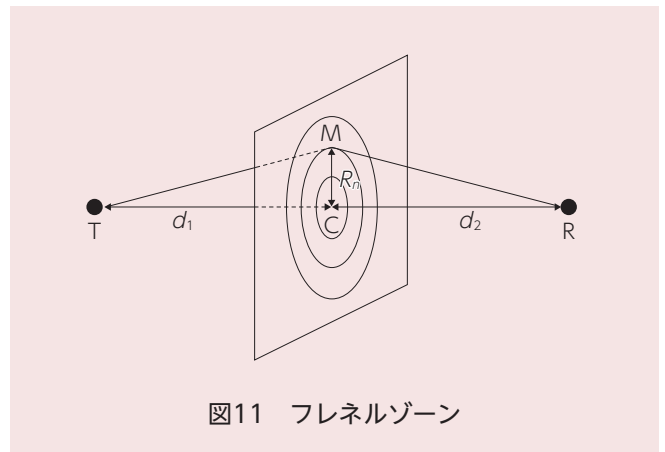
大気の誘電率が一樣と見なせる範囲では、見通し線は送信点と受信点を結ぶ直線となる。フレネルゾーンは、見通し線に垂直な断面上で物理光学近似を適用し、受信点における二次波源からの到来波の位相が見通し線からどれだけ遅れているかを示す指標である（図11）。第 n フレネルゾーンは、見通し線との経路差が $0.5(n-1)\lambda \sim 0.5n\lambda$ となる範囲であり、第 n フレネルゾーンと第 $(n+1)$ フレネルゾーンとの境界の半径 R_n は

$$R_n = \sqrt{\frac{n\lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2}} \quad (3)$$

であらわされる。なお、 λ は波長をあらわす。

式 (3) で (d_1+d_2) を一定、すなわち送受信点を固定して断面の位置を動かした軌跡は、見通し線を長軸とする回転楕円体^{だえん}となる。これは、楕円体が2焦点との距離の和を一定とする点の集合であることから自明である。

3.2 節で述べたとおり、見通し線近傍で位相が停留するため、その周辺のみが見通し成分に寄与することとなる。図12のように、半無限の遮蔽板により見通し線付近を遮蔽した場合の、遮蔽の深さと自由空間伝搬損失に対する付加損失をフレネルゾーン数の関数として図13に示す^[1]。 $n \leq -1$ 、すなわち第1フレネルゾーンが全く遮蔽されていない場合には、付加損失が約 ± 1 dB 以内となるのに対して、 $n=1$ 、すなわち第1フレネルゾーンが完全に遮蔽されると付加損失が約 16dB となる。このことから、見通しの有無を判断する目安として第1フレネルゾーンが用いられる。



4.2 反射面の平坦度

2.3 節で反射の法則について説明したが、反射の法則は境界面が平滑な場合にのみ成立し、表面粗さがあると成立しない。図14は、暗室に置いた光源からの光が、表面粗さの異なる境界面に入射したときの様子を模式的に描いたものである。

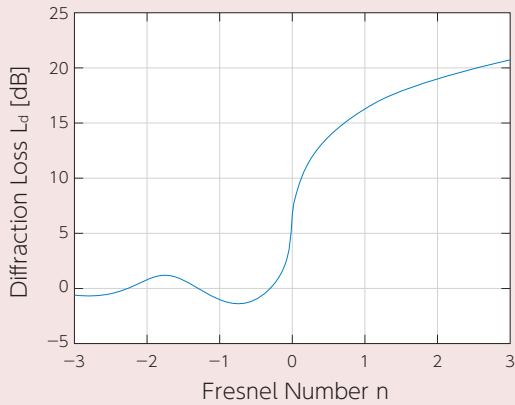


図13 フレネルゾーン数と回折付加損失

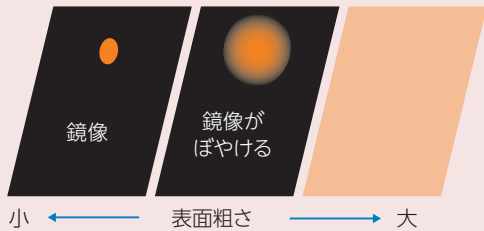


図14 光源からの光が表面粗さの異なる境界面に入射したときの模式図

いちばん左は鏡のように平坦で凹凸のない表面、右は紙のように細かな凹凸がある表面をイメージしている。左の表面では、正規反射が生じて光源の鏡像が見えるのに対して、右の表面では完全拡散散乱（ランバート散乱）が生じ、表面すべてがぼんやりと光っている。中央の表面はその中間で、鏡像がぼんやりと広がっている。この事例では、インコヒーレント光（位相がそろっていない光）を用いたもので、位相成分の干渉が起きる（コヒーレントな）電波でもほぼ同様の現象が生じる。

表面の凹凸が位置によらず同一のランダム分布に従う、すなわち位置 x に対する定常確率過程 $h(x)$ であらわされる（図15）として、 σ_h を h の標準偏差とする。表面上で物理光学法を適用し、送信点と受信点と同じ場所にある場合の二次波源からの到来波の位相分布を、 $\sigma_h=0$ 、 $\frac{1}{32}\lambda$ 、 $\frac{1}{4}\lambda$ の場合について図16 (a)、(b)、(c) にそれぞれ示す。 σ_h が大きくなるにつれて位相の停留性、すなわち鏡像が消失することがわかる。

一般に、平滑と見なせる条件として、レイリーの基準

$$\sigma_h < \frac{\lambda}{8 \cos \theta} \quad (4)$$

あるいはフラウンホーファーの基準

$$\sigma_h < \frac{\lambda}{32 \cos \theta} \quad (5)$$

が用いられる。

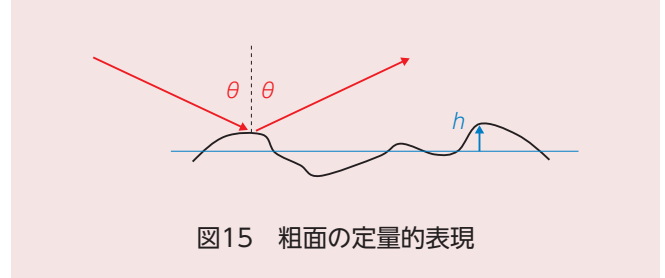


図15 粗面の定量的表現

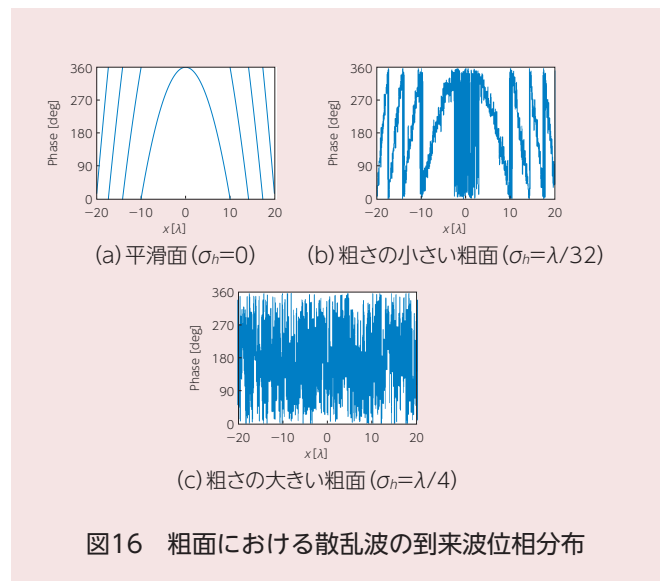


図16 粗面における散乱波の到来波位相分布

5 レイトレース法の限界

5.1 反射の法則の適用範囲 (1)：大きさ

4.1 節の結論から、有限平面境界において反射の法則が成り立つためには、反射波の経路すなわち送信点から境界による受信点のイメージ(あるいは送信点のイメージから受信点)を結んだ経路に対し、第1フレネルゾーンが境界平面にすべて含まれている必要がある（図17）。

この要件を満足しない場合には反射の法則は成立せず、散乱波が広い範囲に伝搬する（図18）。この場合に成立するのが（バイスタティック）レーダ方程式である。

送信電力 P_t と受信電力 P_r の比は次の式であらわされる。

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{S \lambda G_r G_t}{(4\pi)^3 d_1^2 d_2^2} \quad (6)$$

ただし、 G_t は送信アンテナの入射方向利得、 G_r は受信アンテナの散乱方向利得、 S は散乱断面積で散乱物の形状・向き・大きさ、および入射方向・散乱方向の関数となる。

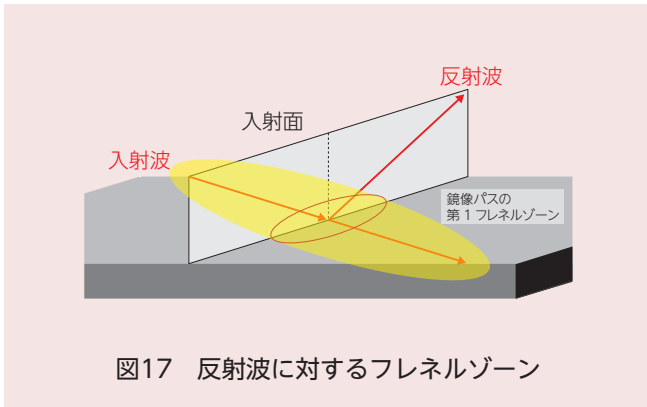


図17 反射波に対するフレネルゾーン

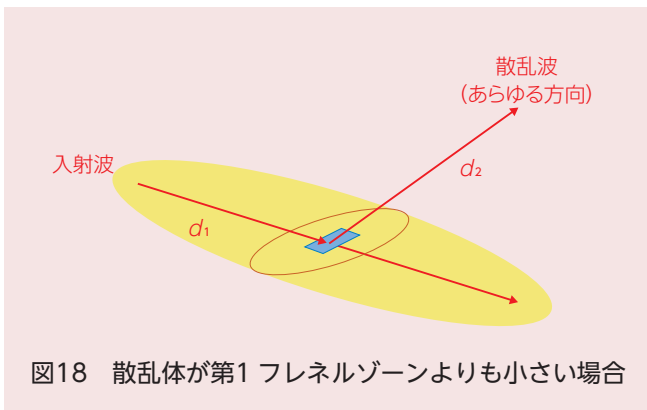


図18 散乱体が第1フレネルゾーンよりも小さい場合

5.2 反射の法則の適用範囲 (2)：表面粗さ

4.2 節の結論から、表面粗さがフラウンホーファーの基準、あるいはフレネルの基準が満足しないほど大きな場合にも、反射の法則が成立せずに散乱波が広い角度範囲に拡散される。これを拡散散乱 (diffuse scattering) と呼んでいる。拡散散乱については、角度によらず単位断面積あたりの散乱強度が一定となるランバート散乱と、レーダ方程式を重畳した等価粗面 (Effective Roughness, ER) モデルが近年よく用いられるようになっている^{[2][3]}。ただし、現状では ER モデルパラメータを実測から求める必要があり、シミュレーションのみで伝搬特性を予測するには至っていないのが現状である。

5.3 曲面の取り扱い

幾何光学近似を用いて曲面における反射を計算することは原理的に可能であり、波面の曲率半径の変化として表現できる (図19 (a))。特に、凸曲面の場合には観測点の方向に伴って反射点の位置が移動し、常に反射の法則を満足する点が存在する。しかしながら、シミュレータにおいては曲面を平面に分割してモデル化しているために、反射波の方向が分割された平面に対する反射の法則の方向に限定され、それ以外の方向に対しては、隣接した2平面が成すくさびからの回折としてモデル化される (図19 (b))。したがって、両者の計算結果の間には非常に大きな乖離が生じることとなる。

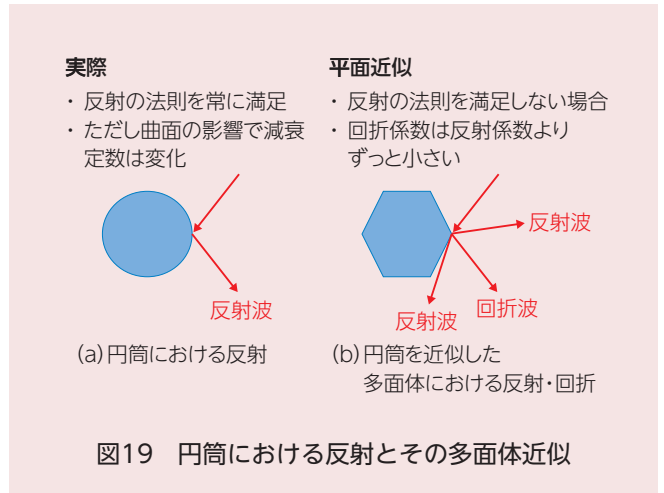


図19 円筒における反射とその多面体近似

5.4 モデル化の精度について

5.1～5.3 節の制約条件から、レイトレース法によるシミュレーションを行う際の注意として、「環境モデルを精緻するとレイトレース法の制約条件に矛盾するため、必ずしも計算の精度はよくなるしない」点があげられる。すなわち、レイトレース法によるシミュレーションは、ほどほどに粗い構造モデルから、ほどほどに粗い伝搬モデルを求める手法であるといえる。たとえば、住宅地図を用いて建物の外形をモデル化してシミュレーションを行うのには向いているが、そこに電柱や街灯、樹木を加えたり、建物表面の微細構造を入力したりしても、必ずしも伝搬予測結果が改善されるとは限らないことを示唆している。

6 物理光学近似の応用

レイトレース法 (幾何光学近似) の制約のいくつかは、物理光学近似を導入することにより解消できる。

物理光学近似のうち、散乱物体上に等価波源を仮定する物理光学法 (図20) を例にとると、散乱体 (導体を仮定) 表面のうち、波源 (送信点) から見える部分 (照射領域) に二次波源である等価電流

$$\mathbf{J}^{\text{PO}}(\mathbf{r}') = 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{\text{i}}(\mathbf{r}') \quad (7)$$

を仮定する。なお、 $\mathbf{H}^{\text{i}}(\mathbf{r}')$ は、散乱体上の位置 \mathbf{r}' における入射磁界を、 $\hat{\mathbf{n}}$ は \mathbf{r}' における散乱体表面の法線ベクトルをあらわす。このとき、受信点における電界 \mathbf{E} は、観測点が散乱体から十分遠方にある場合、放射積分

$$\mathbf{E} = jk_0\eta_0 \frac{\exp(-jk_0r)}{4\pi r} \times \hat{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{r}} \times \iint_{S_1} \mathbf{J}^{\text{PO}}(\mathbf{r}') \exp(jk_0\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}') dS' \quad (8)$$

で求めることができる。ただし、 r は散乱体の中心から受信点までの距離、 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ は自由空間の伝搬定数、 η_0 は自由空間の波動インピーダンス、 $\hat{\mathbf{r}}$ は散乱点から受信点に向かう単

位ベクトル、 S_l は送信点からみた散乱体の照射領域である。物理光学近似においては、電流値は入射波を用いた近似であるものの、曲面や相対的に小さい物体、凹凸のある物体にも適用可能であり、幾何光学近似よりは散乱物体の形状に対して柔軟性がある。一方、面積分を離散化して近似する際に $\frac{1}{10}\lambda$ 程度の大きさに分割する必要があるため、レイトレース法に比べると計算量は大きく増加する。

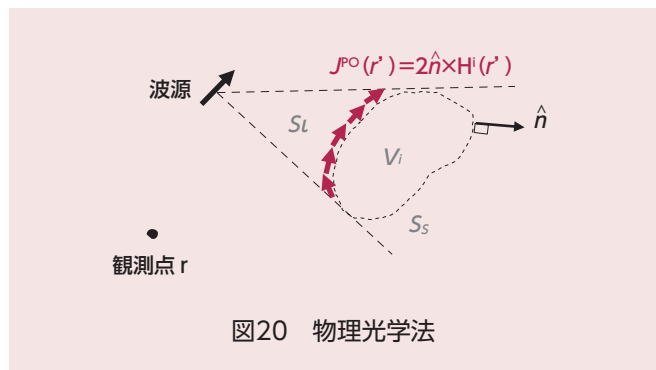
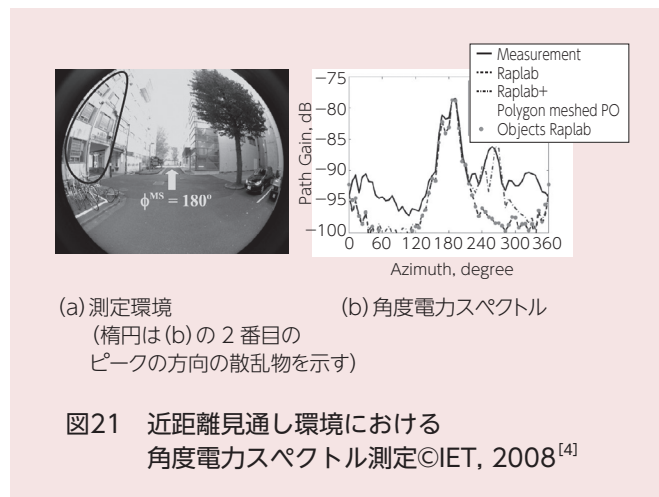


図20 物理光学法

方、空調室外機やスイッチ箱は反射の法則を満足する位置にないため、建物単体のシミュレーション結果とほぼ同一である。すなわち、これらの物体は幾何光学近似では取り扱えず、物理光学近似を用いることによって比較的正確なモデル化が可能になったといえる。



(a) 測定環境 (b) 角度電力スペクトル (楕円は(b)の2番目のピーク方向の散乱物を示す)

図21 近距離見通し環境における角度電力スペクトル測定©IET, 2008^[4]

7 物理光学近似の応用例

幾何光学近似の適用範囲外で物理光学近似を用いることによって、伝搬特性の予測精度が改善される例を紹介する。

7.1 小さな構造物からの散乱

最初の事例は、建物表面に施工された構造物からの比較的強い散乱である^[4]。

図21 (a) は測定環境を受信点において送信点の方向に魚眼レンズで撮影したものである。角度は上空から見て左回りに定義しており、受信点での 4.5GHz における角度電力スペクトルの実測値を図21 (b) の“Measurement”で示している。180°は見通し成分であるが、250°付近に2番目に大きなピークがある。図21 (b) の“Raplabs”はレイトレースシミュレータ RapLab^[5] に建物形状を入力してシミュレーションした結果である。この測定条件では反射の法則を満足する位置には壁面がなく、建物を通り抜ける通路となっているため、実験とは異なり、250°付近のピークが観測されていない。一方、図22 (a)~(d) に示すように、いくつかの金属の構造物が 220~260°の範囲に存在しており、これらの散乱の影響を物理光学法を用いて計算し、さらにレイトレースシミュレーションの結果に重畳したものが図21 (b) の“Raplabs+polygon meshed PO”である。ピーク位置に若干のずれがあるものの、ピークレベルがほぼ再現できている。一方、これらの構造物をレイトレースシミュレータで計算したものが図21 (b) の“Objects Raplab”である。導体パイプを平面に分割したため反射波が観測されない

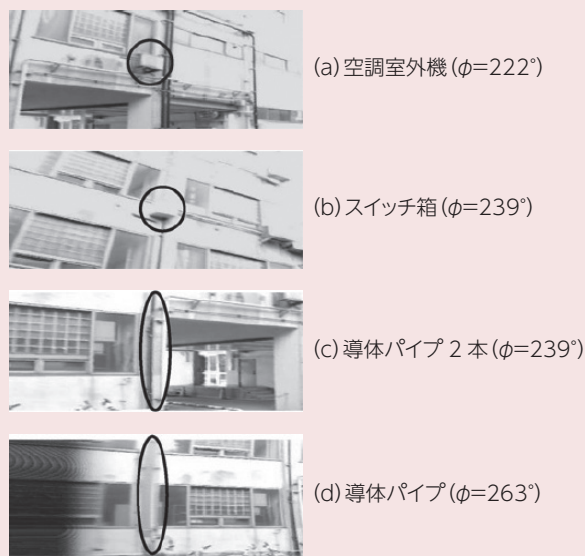
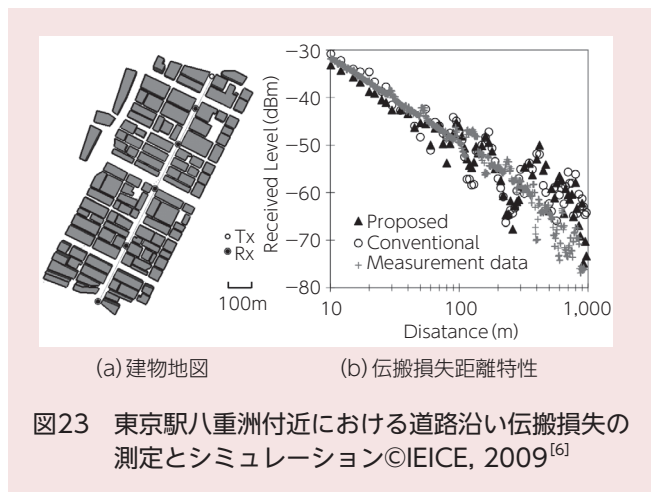


図22 特定された散乱物©IET, 2008^[4]

7.2 遠距離伝搬

第2の事例は、比較的遠距離での道路沿い伝搬損失のシミュレーションである^[6]。4.1節に記した式(3)より、フレネルゾーンはおよそ送受信点間距離の平方根に比例して大きくなる。このため、近距離においては建物に対して反射の法則や回折の法則を適用した散乱計算を行うことで、比較的正確に伝搬特性を予測できる一方で、遠距離においては個別の建物の大きさが第1フレネルゾーンよりも小さくなるため、反射の法則や回折の法則の代わりにレーダ方程式を使用する必要が生じる。

図23 (a) は 3.35GHz で実験を行った東京駅八重洲付近の建物地図、図23(b)は伝搬損失距離特性で、“Measurement data” が増井らによる実測結果^[7]、“Conventional” がフレネルゾーンの大きさを考慮せず、通常のレイトレースシミュレーションを行った結果、“Proposed” が物理光学法で求めた散乱断面積を用いて、レーダ方程式を各散乱体に適用した結果である。“Conventional” では、およそ 200m 以上で伝搬損失レベルの乱れはあるものの、ほぼ一定になってしまっている。これは、一つ一つの建物表面に反射の法則や回折の法則が適用されているために、ひとつのフレネルゾーンの中で反射波や回折波を何回も繰り返し加算していることに相当している。これをレーダ方程式に置き換えた“Proposed”では、300m 付近で一旦レベルが上がるものの、それより遠いところでは距離減衰特性が観測されており、より実測に近い傾向が再現されている。



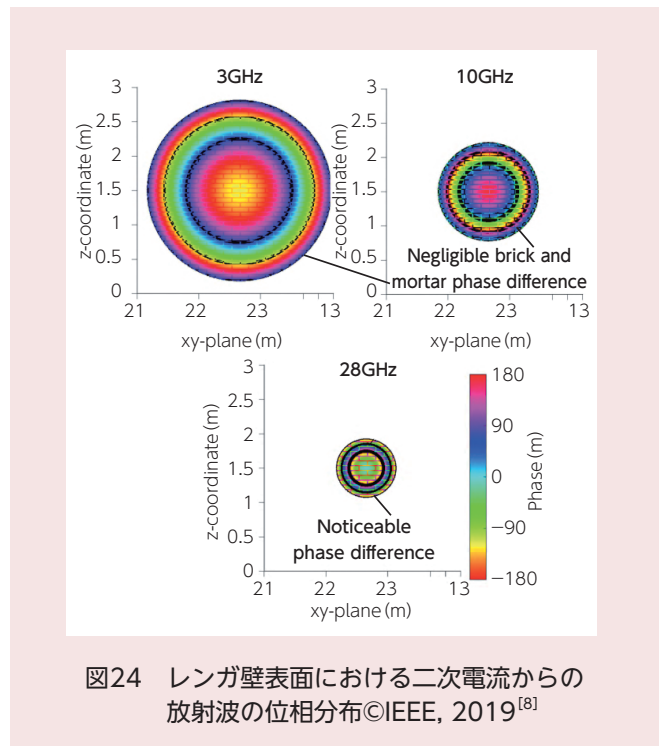
7.3 凹凸のある面からの反射

最後の事例は、凹凸のある面からの反射波の周波数特性に対するシミュレーションである^[8]。5.2 節で説明した等価粗面モデルは、ランダム粗面からの散乱をモデル化したものであるが、建物表面の凹凸のように規則性がある粗面をモデル化することができない。このような粗面に対しては、物理光学法を適用するのが有力なシミュレーション方法である。

参考文献 [8] の論文では、屋内環境中のさまざまな構造物からの散乱を 3GHz、10GHz、28GHz の 3 周波数帯で測定し、物理光学法による二次電流からの放射波の様子を観察することで、散乱波の周波数特性の要因を分析している。ここでは一例として、レンガ壁からの正規反射を取りあげる。図24は、物理光学法を用いてレンガ壁上に仮定した等価電磁流が受信点に到達する際の位相分布である。レンガとモルタルの段差は約 2mm である。3GHz の場合は、凹凸が波長に比べて十分小さいため、平面の場合とほとんど差のない位相分布になっている。10GHz はそれに比べるとやや位相差

が大きくなっているものの、反射係数で見ると平坦な場合とさほど変化はない。28GHz まで周波数を上げると、モルタルとレンガの位相差がそれなりに顕著となり、その結果として反射係数が小さくなる。

以上のことから、3GHz と 10GHz ではほぼ同様の反射損失なのに対して、28GHz ではそれよりも大きくなるのがわかる。実測の反射係数は 3GHz で -5.4dB、10GHz で -6.8dB、28GHz で -10.9dB と、ほぼ同様の傾向が得られている。



8 まとめ

本稿では、サイト固有の電波伝搬予測のために現在広く用いられているレイトレース法を、その基礎となる幾何光学近似に基づいて説明した。さらに、物理光学近似の考え方を導入することで、幾何光学近似の適用範囲を明らかにするとともに、物理光学近似により伝搬特性の予測精度が向上する事例を紹介した。

レイトレース法を使用する際には、フレネルゾーンと対象物体の大きさの関係、波長と表面粗さの関係、そして曲面における反射波の振る舞いの 3 点に留意する必要がある、これを超える範囲のシミュレーションには物理光学近似を使用することが好ましい。

現在のところ、商用の物理光学近似のシミュレータ、あるいはレイトレース法と物理光学近似のハイブリッドシミュレータは存在しておらず、早急な商用化が期待される。一方

で、物理光学近似はレイトレース法よりも計算量が格段に大きくなるだけでなく、構造モデル入力の手間と予測精度のトレードオフも考慮し、適切な計算法を対象ごとに検討することが必要となる。本稿がその一助となれば幸いである。

謝辞

本稿の内容は、2016年9月に開催した社団法人 電子情報通信学会アンテナ・伝播研究専門委員会アドバンスドワイヤレスシリーズ^[9]の内容の一部を大幅に改変したものである。内容についてご審議・ご助言を頂いた実行委員各位に感謝する。

なお、文中では引用しなかったが、より深い理解のために、幾何光学近似の理論については [10] を、レイトレース法については [11] を参照されたい。

9 参考文献

- [1] “Propagation by diffraction,” Recommendation ITU-R, P.526-14, Jan. 2018.
- [2] V. Degli-Esposti, “A diffuse scattering model for urban propagation prediction,” IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.49, Issue 7, pp. 1111-1113, Jul 2001.
- [3] V. Degli-Esposti, D. Guiducci, A. de’ Marsi, P. Azzi, and F. Fuschini, “An advanced field prediction model including diffuse scattering,” IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 52, Issue 7, pp. 1717-1728, Jul 2004.
- [4] N. Lertsirisophon, G.S. Ching, M. Ghoraiishi, J. Takada, I. Ida, and Y. Oishi, “Investigation of Non-Specular Scattering by Comparing Directional Channel Characteristics from Microcell Measurement and Simulation,” IET Microwaves, Antennas & Propagation, vol. 2, Issue 8, pp. 913-921, Dec. 2008.
- [5] 電波伝搬解析ツール RapLab, <https://network.kke.co.jp/products/raplab/>
- [6] 吉敷由起子、高田潤一、「マイクロセル伝搬シミュレーションにおける幾何光学近似の適用範囲と複素散乱断面積の導入」、社団法人 電子情報通信学会論文誌 (B)、vol. J92-B, no. 2, pp. 438-445, 2009年2月
- [7] 増井裕也、「マイクロ波帯移動通信における電波伝搬特性の研究」、東京工業大学大学院理工学研究科博士論

文、2003年

- [8] P. Hanpinitsak, K. Saito, W. Fan, J. Hejselbæk, J. Takada, G.F. Pedersen, “Frequency Characteristics of Geometry-Based Clusters in Indoor Hall Environment at SHF Bands,” IEEE Access, vol. 7, pp. 75420-75433, Jun. 2019.
- [9] 高田潤一、「第5世代移動通信の電波伝搬－電波伝搬現象の本質的理解－」、アドバンスドワイヤレスシリーズ、社団法人 電子情報通信学会アンテナ・伝播研究専門委員会、2016年9月
- [10] 白井宏、「幾何光学的回折理論」、コロナ社、2015年
- [11] 今井哲朗、「電波伝搬解析のためのレイトレーシング法－基礎から応用まで－」、コロナ社、2016年

【執筆者略歴】

高田 潤一 (たかだ じゅんいち)

1987年	: 東京工業大学工学部電気・電子工学科卒業
1992年	: 同大学院理工学研究科電気・電子工学専攻博士課程修了、博士(工学)
1992年～1994年	: 千葉大学工学部電気電子工学科助手
1994年～2006年	: 東京工業大学助教授
2003年～2007年	: 情報通信研究機構横須賀無線通信研究センター研究員(非常勤)
2006年～現在	: 東京工業大学教授
2019年～現在	: 東京工業大学副学長(国際連携担当) 移動通信の電波伝搬、電磁界シミュレーション、電波応用計測、異種無線システム間周波数共用の研究に従事 情報技術応用および工学高等教育に関する数多くの国際協力事業に参画