L-28

誘電体と導体が混合した物体による電磁波の散乱

Scattering of Electromagnetic Wave by Object of Mixed Perfectly Conductor and Dielectric

○近藤久純[1]，尾崎亮介[2]，山﨑恒樹[2]
*Hisazumi Kondo[1], Ryosuke Ozaki[2], Tsuneki Yamasaki[2]

Abstract: Recently, scattering problem of an arbitrary shape mixed conductor and dielectric has been reported by numerical techniques such as FDTD method. The atomic method which focuses on the electromagnetic fields and polarization in a scatterer is very effectiveness for the scattering problem. In this paper, we have analyzed the rectangular cylinder object which is mixed perfectly conductor and dielectric by using atomic method. Therefore, we investigated the accuracy of the analysis for scattering pattern by the size of the atom radius.

1. はじめに

近年，導体と誘電体が混合した任意形状物体の散乱問題が注目され FDTD 法等色々な解法で数値結果が報告されている．アトム法は散乱体の分極に着目した解法で混合物体の解析に有力な解法の一つである．

本文ではアトム法を用いて導体と誘電体が混合した角柱物体の散乱問題を解析し，アトム半径が散乱特性に及ぼす影響を検討した．

2. 解析方法

Fig.1 に示すように導体と誘電体(ε_m)の混合された角柱物体(断面：$2a\times c$)は y 方向に一様で内部に誘電体($-b/2<x<b/2$)と導体($|x|>b/2$)を持つ構造である．この問題をアトム法で解析する場合に Fig.2 のように 2 次元アトム(半径 r_a)を配置して任意形状の散乱体を形成する．

入射波は z 方向成分の電界を持つ TE 波で

$$E_z^{(i)} \triangleq E_0 e^{-jk(x\cos\phi_i + y\sin\phi_i)} \tag{1}$$

となる．ただし，ϕ_i は入射角である．

アトム法では, Fig.2 の円で示したアトムは間隔 Δl の正方晶系の中に納まっている．アトムの総数を $2N+1$ する．ここで任意の位置にある第 n アトムを考える．第 n アトムにおける電磁界 E_n は，入射波 $E_n^{(i)}$ と n 以外のアトムが作る電磁界となり次式で表される．

$$E_n = E_n^{(i)} + \sum_{m=1,m\neq n}^{2N+1} A_m H_0^{(1)}\left(k_0 r_{m,n}\right) \tag{2}$$

ただし，$k_0 \triangleq \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$，$H_0^{(1)}(r)$ は 0 次の第一種 Hankel 関数，A_m は第 m アトムの励振強度である．

$r_{m,n}$ は第 m アトムから第 n アトムまでの距離であり第 n アトムの位置を x_n, y_n と書くと次式となる．

$$r_{m,n} = \sqrt{\left(x_m - x_n\right)^2 + \left(y_m - y_n\right)^2} \tag{3}$$

次に第 n アトムの励振強度 A_n と作用する電界 E_n の比をアトムインピーダンス Z_n とすると，式(2)は次式となる．

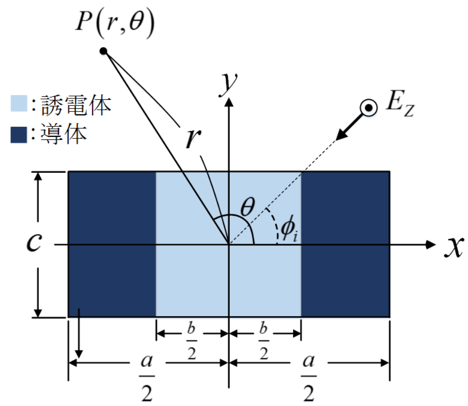

Fig.1. Structure and coordinate system

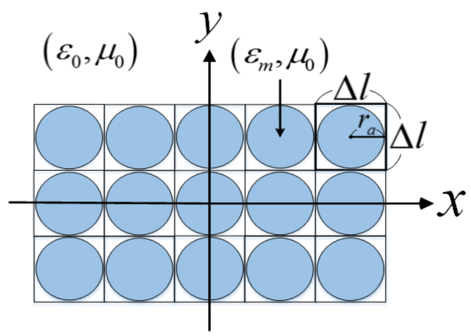

Fig.2. atomic model

$$Z_n A_n = E_n^{(i)} + \sum_{m=1,m\neq n}^{2N+1} A_m H_0^{(1)}\left(k_0 r_{m,n}\right) \tag{4}$$

$$Z_n \triangleq \frac{E_n}{A_n} = \frac{k_0 r_a H_1^{(1)}(k_0 r_a) J_0(k_m r_a) - k_m r_a H_0^{(1)}(k_0 r_a) J_1(k_m r_a)}{k_m r_a J_0(k_0 r_a) J_1(k_m r_a) - k_0 r_a J_1(k_0 r_a) J_0(k_m r_a)} \tag{5}$$

式(4)をマトリクス表示すると次式の連立方程式が得られる．

$$[C_{mn}][A_m] = -E_n^{(i)} \tag{6}$$

$$C_{mn} \triangleq \left(1-\delta_{mn}\right) H_0^{(1)}\left(k_0 r_{mn}\right) - \delta_{mn} Z_n \tag{7}$$

ただし，δ_{mn} はクロネッカーのデルタである．式(6)で求めたられた A_m を用いて散乱波 $E_z^{(s)}$ は次式となる．

$$E_z^{(s)} \triangleq \sum_{m=1}^{2N+1} A_m H_0^{(1)}\left(kr\right) \tag{8}$$

ここで r は (x_n, y_n) にあるアトムと (x, y) 観測点 P との

1：日大理工・院（前）・電気　　2：日大理工・教員・電気

距離である．式(8)を遠方界の定義($r \to \infty$)より

$$\lim_{r\to\infty} E_z^{(s)} = \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} f(\theta) e^{j\left(kr-\frac{\pi}{4}\right)} \tag{9}$$

となる．よって散乱振幅は次式となる．

$$|f(\theta)| \triangleq \left| \sum_{n=1}^{2N+1} A_n e^{-jk_0(x_n \cos(\theta) + y_n \sin(\theta))} \right| \tag{10}$$

3．数値結果

Fig.3 は $x=-a/2 \sim a/2$ がすべて完全導体($C=0$ の場合)とした時のモード数 N に対する散乱振幅 $|F(45°)/F\max|$ の収束を示したものである．図中の白丸プロットが $r_a = \Delta l/2$，三角プロットが $\Delta l/4$，黒丸プロットが $\Delta l/10$，四角プロットが $\Delta l/20$ とした場合の結果である．解析した条件は入射角 $\phi_i = 45°$，規格化周波数 $ka = 16\pi$ のときである．Fig.3 より次のことがわかる．

(1) r_a が変化しても N を大きくすれば文献[2]の真値に収束する．

(2) $r_a = \Delta l/4$ の場合が最も早く収束している．

次に，Fig.4 は Fig.3 と同じ条件で解析した誘電体($b/a=0.5$，$\varepsilon_m/\varepsilon_0 = 5$)の収束である．Fig.4 より次のことがわかる．

(1)誘電体の場合，$N=1000$ 以上で一定の値に収束する．また，導体の場合と同様に $r_a = \Delta l/4$ の収束が早い．

Fig.5 はモード数を $N = 100, 500, 1000$ にそれぞれ固定し，$R_a \triangleq r_a/(\Delta l/2)$ に対する散乱振幅 $|F(\theta)|$ の収束である．Fig.5 より次のことがわかる．

(1) R_a を小さくすると徐々に散乱振幅が下がり 0 付近で急激に値が変化している．R_a を小さくしすぎると収束が悪くなる．

(2) $R_a = 0.4$ 付近でグラフが交差するので，$R_a = 0.4$ を用いて解析を行えば $N=100$ の場合でも $N=500$，1000 の場合と近い結果を得られると考えられる．

Fig.6 は $R_a = 0.4$ として $b/a = 0.5$，$c/a = 0.1$ と設定し解析を行った場合の散乱パターンである．Fig.6 より次のことがわかる．

(1) $\varepsilon_m/\varepsilon_0 = 1$，2，5 と変化させると主ローブが比誘電率の大きさに比例して大きくなっていく様子がわかる．

4．まとめ

本文では導体と誘電体の混合モデルの解析を行い，TE 波入射の散乱パターンを解析した．数値解析によりアトム半径 R_a の変化による散乱振幅の精度を検討し，今回のモデルに適した R_a を示した．今後は TM 波の解析を行う予定である．

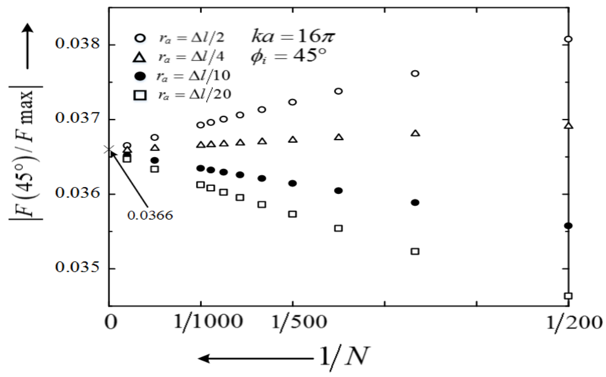

Fig.3.Convergence of $1/N$ for $|F(45°)/F\max|$

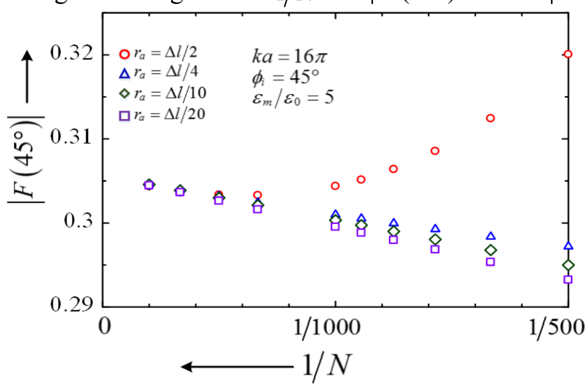

Fig.4. Convergence of $1/N$ for $|F(45°)|$

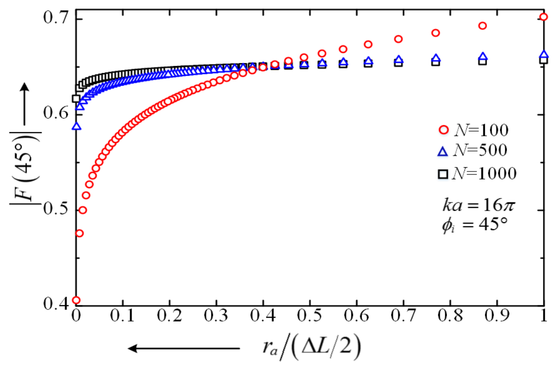

Fig.5. Convergence of Atom radius for $|F(\theta)|$

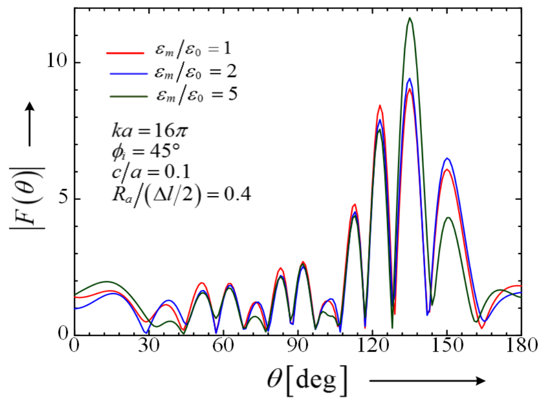

Fig.6.Scattering pattern

参考文献

[1] 細野,細野,“アトムモデルによる散乱解析”信学論(C)，Vol.J83-C，No.9，pp.812-818(2000).

[2]山崎,日向,細野,“ストリップ導体による電磁波の散乱”電学論(A)，Vol.113-A，No.3，pp.176-184(1993).