

## ストリップ導体を有する角柱物体による電磁波の散乱

### Scattering of Electromagnetic Wave by a Rectangular Cylinder with Conducting Strip

○柴山俊輝<sup>1</sup>, 尾崎亮介<sup>2</sup>, 山崎恒樹<sup>2</sup>

Toshiki Shibayama<sup>\*1</sup>, Ryousuke Ozaki<sup>2</sup>, Tsuneki Yamasaki<sup>3</sup>

**Abstract:** In this paper, we analyzed for the scattering of electromagnetic waves by a rectangular cylinder with conducting strip using an atomic model method. The numerical examples demonstrate the scattering pattern which difference of dielectric constants for TE waves.

#### 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、積分方程式法、モーメント法、有限要素法、FDTD 法など色々な解法で解析されている。

中でもアトム法<sup>[1]</sup>は散乱体の分極に着目し、導体と誘電体を同時に扱えるため、ストリップ導体<sup>[2]</sup>に誘電体を装荷した混合物体の解析等には有力な解法の一つである。

本文ではアトム法を用いてストリップ導体を有する角柱物体による TE 波の散乱問題を解析し、導体と誘電体が散乱特性に及ぼす影響を検討した<sup>[3],[4]</sup>。

#### 2. 解析方法

図 1(a)に示すようにストリップ導体を有する角柱物体は(誘電率  $\epsilon_1$ )、z 軸方向に一様である。アトム法では図 1(b)のように間隔  $\Delta L$  の正方晶系の中に半径  $R_a (= \Delta L/2)$  の 2 次元アトムを配置して散乱物体を  $M$  (x 行  $(N_1) \times$  y 列  $(N_2)$ ) 個のアトムで構成する。

入射波は z 方向成分の電界を持つ TE 波で

$$E_z^{(i)} = E_0 \exp \{-jk_0(x \cos \phi + y \sin \phi)\} \quad (1)$$

とする。但し  $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$  は波数、 $\phi$  は入射角である。

任意の位置にある第  $n$  アトムにおける電界  $E_n$  は、入射波  $E_z^{(i)}$  と第  $n$  アトム以外の第  $m$  アトムが作る電磁界で構成され次式となる<sup>[1]</sup>。

$$E_n = E_z^{(i)} + E_z^{(s)} \left[ = \sum_{m=1, m \neq n}^M A_m H_0^{(1)}(k_0 r_{m,n}) \right] \quad (2)$$

但し、 $H_0^{(1)}(r)$  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。

また、 $r_{m,n}$  は第  $m$  アトムから第  $n$  アトムまでの距離であり、第  $m,n$  アトムの位置をそれぞれ  $(x_m, y_m)$ 、 $(x_n, y_n)$  とすれば次式の通りである。

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

式(2)の電界  $E_n$  は、第  $n$  アトムの励振強度  $A_n$  とアトムインピーダンス  $Z_n$  から次式の関係となる。

$$Z_n = \frac{E_n}{A_n} = \frac{k_0 r_a H_1^{(1)}(k_0 r_a) J_0(k_0 r_a) - k_n r_a H_0^{(1)}(k_0 r_a) J_1(k_0 r_a)}{k_n r_a J_0(k_0 r_a) J_1(k_0 r_a) - k_0 r_a J_1(k_0 r_a) J_0(k_0 r_a)} \quad (4)$$

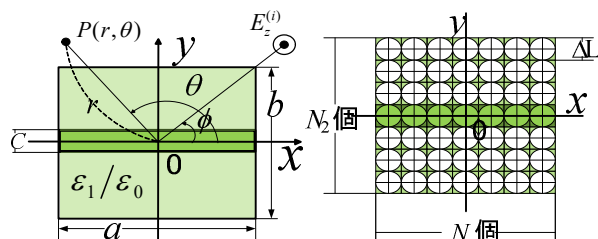
但し、 $k_n = \omega\sqrt{\epsilon_n \mu_0}$ 、 $J_n(r)$  は  $n$  次の Bessel 関数である。

アトム半径  $r_a$  内の誘電率  $\epsilon_a$  は、アトム 1 個の物質質量と誘電体 1 セル中の物質質量とが等しいという条件

$$\chi_a(\pi r_a^2) = \chi(\Delta L)^2 \quad (5)$$

で決定する。但し、 $\chi (= \epsilon_1 - \epsilon_0)$  は角柱物体の分極率である。式(4)を用いると次式の関係が得られる。

$$E_n = Z_n A_n \quad (6)$$



(a) Structure and coordinate (b) An atomic model

Fig.1 A rectangular cylinder with conducting strip

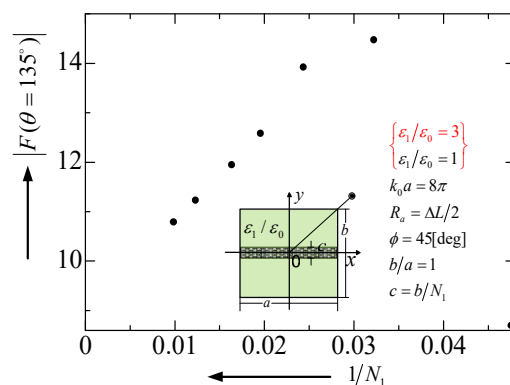


Fig.2 Convergence of  $|F(\theta = 135^\circ)|$  vs  $1/N_1$

また導体の場合は  $\epsilon_n \rightarrow \infty$  として  $Z_n$  は次式と求まる。

$$Z_n = -H_0^{(1)}(k_0 r_a) / J_0(k_0 r_a) \quad (7)$$

式(2),(6)から  $A_m$  の連立方程式が得られる。

$$[C_{m,n}] [A_m] = [-E_z^{(i)}] \quad (8)$$

ここで  $[C_{m,n}]$  は、対角要素がアトムインピーダンスからなる行列で、次式になる。

$$C_{m,n} = (1 - \delta_{m,n}) H_0^{(1)}(k_0 r_{m,n}) - \delta_{m,n} Z_n \quad (9)$$

但し、 $\delta_{m,n}$  はクロネッカーのデルタである。

遠方界 ( $r_n \rightarrow \infty$ ) は式(8)から求めた  $A_m$  を用いて、次式となる。

$$C_{m,n} = (1 - \delta_{m,n}) H_0^{(1)}(k_0 r_{m,n}) - \delta_{m,n} Z_n \quad (10)$$

但し、 $\delta_{m,n}$  はクロネッカーのデルタである。

遠方界は式(8)から求めた  $A_m$  を用いて、次式となる。

$$\lim_{r \rightarrow \infty} E_z^{(s)} = \sqrt{\frac{2}{\pi k r}} F(\theta) \exp \left( j \left[ k r - \frac{\pi}{4} \right] \right) \quad (11)$$

但し, 散乱振幅  $F(\theta)$  は次式となる.

$$F(\theta) = \sum_{m=1}^M A_m \exp\{-jk_0(x_n \cos(\theta) + y_n \sin(\theta))\} \quad (12)$$

### 3. 数値解析

図 2 は規格化周波数  $k_0 a = 8\pi$ , 入射角  $\phi = 45^\circ$ ,  $a = b$  とした時の誘電体角柱内部にストリップ導体 ( $c = b/N_1$ ) を有する誘電体 ( $\epsilon_1 / \epsilon_0 = 3.0$ ) のアトム数  $N_1$  に対する散乱振幅  $|F(135^\circ)|$  の収束である. 誘電体角柱のアトムの比誘電率  $\epsilon_a / \epsilon_0$  は, 式(5)で  $2r_a = \Delta L$  とすると  $\chi_a (= \epsilon_a - \epsilon_0) = 4\chi (= \epsilon_1 - \epsilon_0) / \pi$  (13) 次式となり,

$\epsilon_a / \epsilon_0 = 4(\epsilon_1 / \epsilon_0 - 1) / \pi + 1 \cong 3.546 > (\epsilon_1 / \epsilon_0)$  となる. 図から  $N_1 = 101$  の時, 真値との相対誤差は 10% と悪くなるが, エネルギー誤算  $\epsilon_E$  は  $10^{-4}$  程度であるので, 以下, アトム数  $N_1 = 101$  を用いて解析した.

図 3 は誘電体角柱内部にストリップ導体 ( $c = b/N_1$ ) を有する場合の散乱振幅  $F(\theta)$  (赤線) を示した. 比較として図中にはストリップ導体のみの散乱振幅  $F(\theta)$  を示した (黒線). 図 3 から次のことがわかる.

- (1) 主ローブ ( $\theta \cong 135^\circ, 225^\circ$ ) では, ストリップ導体を有する角柱物体の散乱振幅は, 単一ストリップ導体の散乱振幅より大きいことがわかる.
- (2)  $\theta = 45^\circ, 315^\circ$  付近のサイドローブでは, 誘電体が散乱振幅に大きく影響を与えていることがわかる.
- (3) 単一ストリップ導体の散乱振幅は  $180^\circ$  を中心として対象になっていることがわかる. これに対してストリップ導体を有する角柱物体の散乱振幅は非対象になっている.

図 4 はストリップ導体の下部に誘電体 ( $\epsilon_1 / \epsilon_0 = 3.0$ ) を装荷した場合①と上部に装荷した場合②の散乱振幅を比較したものである. 図 4 から次のことがわかる.

- (1) 誘電体を上部と下部に装荷した影響は, 観測角  $\theta$  が  $\theta = 0 \sim 70^\circ$ ,  $\theta = 240^\circ \sim 300^\circ$  で現れる.
- (2) 前方散乱振幅  $|F(\theta = 225^\circ)|$  の値は上部と下部構造でほぼ同じ値となる.
- (3) ストリップ導体と誘電体が散乱特性に及ぼす影響は,  $|F(\theta = 135^\circ)|$  で現れてくる.

図 5 は, 観測角  $\theta$  に対する散乱振幅  $|F(\theta)|$  である. 赤線は導体角柱の場合, 黒線は誘電体角柱の場合である. 図 5 から次のことがわかる.

- (1) 前方散乱 ( $\theta \cong 225^\circ$ ) では, 誘電体角柱の方が導体角柱より散乱振幅が大きい.
- (2) 逆に  $\theta \cong 135^\circ, 315^\circ$  では, 導体角柱の方が誘電体角柱より散乱振幅が大きい.
- (3) 後方散乱 ( $\theta \cong 45^\circ$ ) については誘電体角柱の方が導体角柱より散乱振幅が大きい.

### 4. まとめ

本文では, ストリップ導体を有する角柱物体による電磁波の散乱を TE 波入射について解析し, アトムの物質質量とセルの物質質量が等しくなる  $\epsilon_a$  が有効であることを示した. 今後は TM 波入射の場合の解析法について行っていく予定である.

#### 参考文献

- [1] 細野(敏), 細野(裕); 信学論(C) Vol. J83-C, No. 9, pp. 812-818 (2000).
- [2] 山崎, 日向, 細野; 電学論(A), Vol. 113-A, No. 3, pp. 176-184 (1993).
- [3] 岸田, 尾崎, 山崎; 信学総全大, C-1-9 (2017).
- [4] 岸田, 尾崎, 山崎; 電学研資, EMT-17-060 (2017).

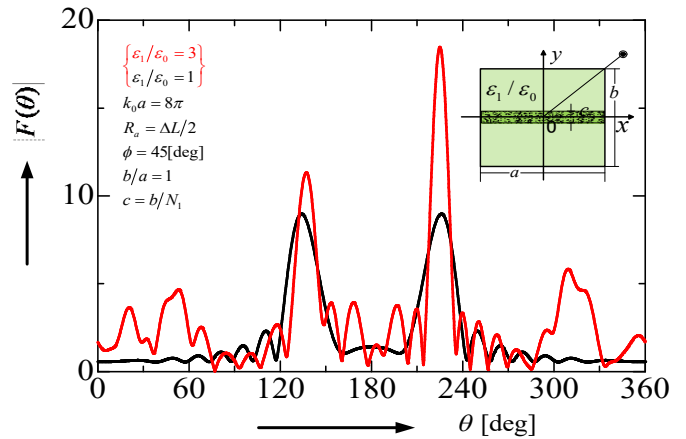


Fig.3 Scattering pattern of a Rectangular Cylinder with conducting strip.

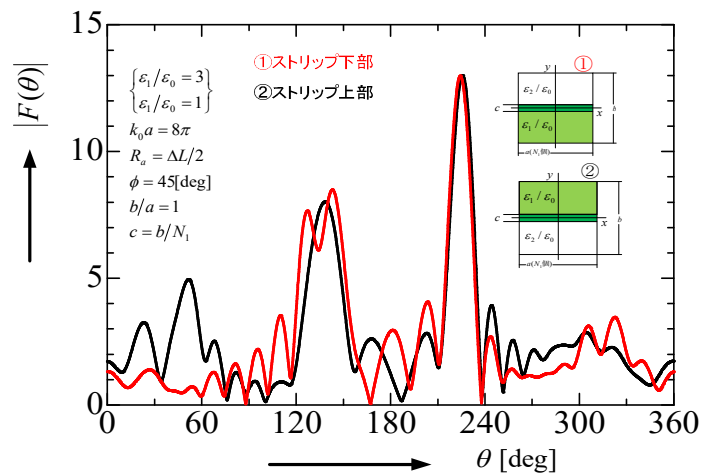


Fig.4 Scattering pattern with conducting strip.

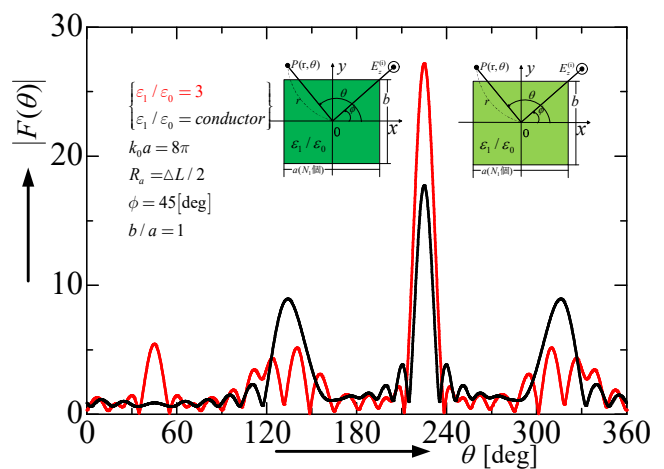


Fig.5 Scattering pattern with a rectangular cylinder.