物理光学法を用いた3面コーナリフレクタのRCS解析

正員 平野 誠 (防衛庁技術研究本部)
非会員 北川 勝志 (防衛庁技術研究本部)

RCS Analysis of Trihedral Corner Reflectors by Using Physical Optics Method

Makoto HIRANO, Member (TRDI, Japan Defence Agency)

Katsushi KITAGAWA, Non-member (TRDI, Japan Defence Agency)

The backscattering radar cross section (RCS) of square trihedral corner reflector is derived as a function of incident direction, and it is studied about the RCS Characteristics including elevation angle θ , as the parameters of frequency, incident polarization and the reflector's length.

Comparing theoretical results with experiments, good agreement is seen for the both horizontal and slant polarization cases.

In this paper, the method of physical optics which assumes the induced current on the surface of scatterer 2 times of the incident magnetic field is applied to calculate the 3-dimensional analysis of RCS.

キーワード：レーダ断面積，コーナリフレクタ，3面コーナリフレクタ，物理光学法

1. まえがき

互いに直交した導体板からなり，広い入射角にわたり大きなレーダ断面積 (RCS) を有するコーナリフレクタは，追尾レーダに対する標的やラジオビーコン等に利用される。

これらコーナリフレクタのRCSの最大値 σ_{max} は，見かけ上の面積を有効面積として容易に求めることができる⁽¹⁾。しかし，実際の利用では，例えば，海面に浮かべたりフレクタを観測するような場合⁽²⁾，波浪の影響によりRCSが変化することを加味しなければならず，RCSの入射角度特性や入射偏波角特性が問題となる。

コーナリフレクタのRCSについては，いくつかの報告があり入射角度特性について理論的，実験的に検討がされているが⁽³⁾⁻⁽¹¹⁾，これらの多くは2面のリフレクタを対象としており，RCSの観測点は水平面内の2次元的な移動を扱ったものがほとんどである。一部，3面のリフレクタを扱ったものとしては1995年，Michelsonらが3角形コーナリフレクタに導体フィンを装荷し，偏波角特性の考察を行った報告があるが⁽¹¹⁾，これは実験値を中心に検討されており，理論値には3回反射のみが考慮されているにすぎない。

著者は，これまでに最も基本的な形状である2面コーナリフレクタのRCSについて，入射角度特性及び偏波角特性の検討を行い，斜め偏波の場合にRCSが急減することを確認した⁽³⁾。ここでは，2面コーナリフレクタの延長上にあり，より広く利用される3面コーナリフレクタを対象

としてそのRCSを求め，3次元の入射角度特性及び偏波角特性を考察した。実際に利用されるコーナリフレクタの寸法がレーダの使用波長に比較して充分大きいことを考慮に入れ，物理光学法を適用してRCSを導出した。

RCSはリフレクタ面上の1回反射，2回反射，3回反射を考慮し，これらの合成として算出した。このため，合成されたRCSだけでなく，各反射の成分についても同様に考察を行った。

RCSの入射角度特性について実験により理論値との比較を行い，ほぼ一致することから物理光学法を用いた本解析の3面コーナリフレクタへの適用が妥当であることを示した。

図1 3面コーナリフレクタ

Fig.1 Geometry of trihedral corner reflector.

2. 理論

ここではまず、コーナリフレクタの解析モデルを示し、諸定数を定義する。そして、物理光学法の原理式から、ここで用いたモデルに対応したRCSの計算式を導出する。

図1に本解析に用いる3面コーナリフレクタのモデルを示す。コーナリフレクタを構成する各面は完全導体の正方形板とし、その1辺の長さを**b**とする。ここで、リフレクタの一面は無限に広がる完全導体板の一部と考える。

入射波は平面波とし、図1に示すz軸となす角を θ 、xy平面上x軸との角を ϕ とする単位ベクトル $\hat{r}$ に沿って入射するものとする。

入射電磁波により導体表面には電流が誘起し、これにより電磁波は再放射され、入射波の放射源と同じ位置に置かれた受信点では、リフレクタからの反射波が観測され、RCSが得られる。

一般に散乱物体の有効面積を A_{eff} とすると、そのRCS σ は次式で表される。

$$\sigma = \frac{4\pi A_{eff}^2}{\lambda^2} \quad \dots\dots\dots(1)$$

ただし、 λ : 波長

コーナリフレクタのRCSの最大値についても(1)式が適用できるので、設計の際には、この式を用いることが多い。

しかし、RCSの入射角に対する性質を知るには、入射波の位相項や、反射の回数等を考慮に入れた式によらなければならない。

コーナリフレクタの寸法**b**が波長 λ に比較して充分大きい場合、その散乱電磁界を求めるのに物理光学法を用いることができる⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾。この手法は、散乱体表面に入射接線磁界の2倍に相当する電流 $2\hat{n} \times H^i$ ($\hat{n}$ は散乱体表面の法線ベクトル)が誘起されるものと仮定し、これによる任意観測点の界を求める高周波近似解法である。原点から距離**r**の観測点における散乱磁界 H_s は物理光学法により、次式で与えられる。

$$H_s = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{S'} 2(\hat{n} \times H^i) \times \hat{r} e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}'} dS' \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここで、 H^i は散乱体表面の入射磁界であり、 $\hat{r}$ は原点から観測点への単位ベクトル、 $\mathbf{r}'$ は原点から微小面積 dS' までの距離ベクトルである。積分は電磁波が散乱体に照射される面積 S' にわたり行われる。

時間因子を $e^{j\omega t}$ とし、以降この値は省略する。

図1で示したコーナリフレクタのモデルに、この物理光

学法を適用し、RCSの入射角度特性を表す式を導出する。

まず、入射磁界を無限遠方の波源から $\hat{r}$ に沿って到来した平面波と仮定し、次のようにおく。

$$H^i = \hat{a} H_0 e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}} \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 $\hat{a}$ は磁界の向きを表す単位ベクトル、 $\hat{r}$ は原点から波源へ向く単位ベクトル、 H_0 は振幅、 $\mathbf{r}'$ は原点から導体面上の入射点への距離ベクトルである。 x, y, z の各方向の単位ベクトルを $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ とすれば、単位ベクトル $\hat{a}$ 及び $\hat{r}$ は、それぞれ(4)、(5)式で表される。

$$\hat{a} = \hat{i} A_x + \hat{j} A_y + \hat{k} A_z \quad \dots\dots\dots(4)$$

ただし、

$$A_x = -\cos\{90-\eta\} \cdot \cos\phi \cdot \cos\theta$$

$$-\sin\{90-\eta\} \cdot \sin\phi$$

$$A_y = -\cos\{90-\eta\} \cdot \cos\theta \cdot \sin\phi$$

$$+\sin\{90-\eta\} \cdot \cos\phi$$

$$A_z = \cos(90-\eta) \cdot \sin\theta$$

η : 入射電界の偏角(垂直偏波のとき 0° 、時計回りを正とする)

$$\hat{r} = \hat{i} P + \hat{j} Q + \hat{k} R \quad \dots\dots\dots(5)$$

ただし、 $P = \cos\phi \cdot \sin\theta$

$$Q = \sin\phi \cdot \sin\theta$$

$$R = \cos\theta$$

ここで扱う入射波の到来方向は次の範囲とする。

$$0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ \quad 0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$$

例えば1枚の導体板のように、散乱界が1回の反射で決まる場合には(3)式をそのまま(2)式へ代入すればよいが、ここで扱うコーナリフレクタでは、各面で幾何光学的な反射を幾度か繰り返した後、到来方向へ再放射されると考えられるので、1回反射、2回反射、3回反射の3種を考慮し、入射磁界を次のように場合分けする。

$H^i|_l$: 面**l**に入射したとき、その面上の磁界

$H^i|_{l \rightarrow m}$: 最初に面**l**で反射し、次に面**m**に入射したときの面**m**上の磁界

$H^i|_{l \rightarrow m \rightarrow n}$: 最初に面**l**で反射し、次に面**m**で反射され、面**n**に入射したときの面**n**上の磁界

ここで**l, m, n**はリフレクタの面を表すサフィックスで、面1のとき1、面2のとき2、面3のときは3をとる。

$l \neq m \neq n$ であることから、1回反射は3種、2回及び3回反射はそれぞれ6種で計15種の入射磁界を考慮した。

3回反射より多い多数回反射については、リフレクタ面

の数が3枚であること、及びこれらが直交していることから、その影響が少ないと考えられるので、ここでは無視した。

各回反射に対応した入射磁界を次に示す。まず、1回反射の場合、面 l で反射するときの入射磁界 $H^i|_l$ は、

$$H^i|_l = \hat{a} H_0 \exp(jk \hat{r} \cdot \mathbf{r}') \dots \dots \dots (6)$$

で表される。ここで、 $\hat{n}_l$ は反射面(面 l)の法線ベクトルである。次に2回反射の場合、入射磁界には観測点へ向かう最後の反射面上の磁界を考えるべきで、面 l 、面 m の順に反射したとすると、

$$H^i|_{l \rightarrow m} = \{ \hat{a} - 2(\hat{a} \cdot \hat{n}_l) \hat{n}_l \} \cdot H_0 \exp \{ jk [\hat{r} - 2(\hat{r} \cdot \hat{n}_l) \hat{n}_l] \cdot \mathbf{r}' \} \dots \dots \dots (7)$$

で表される。同様に3回反射の入射磁界 $H^i|_{l \rightarrow m \rightarrow n}$ は次式で与えられる。

$$H^i|_{l \rightarrow m \rightarrow n} = \{ \hat{a} - 2(\hat{a} \cdot \hat{n}_l) \hat{n}_l - 2(\hat{a} \cdot \hat{n}_m) \hat{n}_m \} \cdot H_0 \exp \{ jk [\hat{r} - 2(\hat{r} \cdot \hat{n}_l) \hat{n}_l - 2(\hat{r} \cdot \hat{n}_m) \hat{n}_m] \cdot \mathbf{r}' \} \dots \dots \dots (8)$$

観測点の磁界 H_s は、上記の入射磁界の再放射による寄与の合成と考えられ、その内訳は各回反射に対して次のように場合分けされる。

- H_l : 面 l に入射し、面 l からの再放射による散乱磁界
- $H_{l \rightarrow m}^2$: 面 l に入射して面 l 、面 m の順に反射し、面 m からの再放射による散乱磁界
- $H_{l \rightarrow m \rightarrow n}^3$: 面 l に入射して面 l 、面 m 、面 n の順に反射し、面 n からの再放射による散乱磁界

入射磁界と同様に、表1に示す計15種が考慮される。表1の各回反射による寄与は(5)~(8)式を(2)式に代入することにより、(9)~(11)式から求められる。

$$H_l = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{\text{面} l} 2(\hat{n}_l \times H^i|_l) \times \hat{r} e^{jk \hat{r} \cdot \mathbf{r}} d s_l \dots \dots (9)$$

$$H_{l \rightarrow m}^2 = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{\text{面} m} 2(\hat{n}_m \times H^i|_{l \rightarrow m}) \times \hat{r} e^{jk \hat{r} \cdot \mathbf{r}} d s_m \dots \dots (10)$$

$$H_{l \rightarrow m \rightarrow n}^3 = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{\text{面} n} 2(\hat{n}_n \times H^i|_{l \rightarrow m \rightarrow n}) \times \hat{r} e^{jk \hat{r} \cdot \mathbf{r}} d s_n \dots \dots (11)$$

表1 観測点における反射磁界の内訳
Table 1. Reflected magnetic fields at the view point.

1回反射	H_l	H_m^2	H_n^3
2回反射	$H_{l \rightarrow 2}^2$ $H_{2 \rightarrow l}^2$	$H_{l \rightarrow 3}^2$ $H_{3 \rightarrow l}^2$	$H_{2 \rightarrow 3}^2$ $H_{3 \rightarrow 2}^2$
3回反射	$H_{l \rightarrow 2 \rightarrow 3}^3$ $H_{2 \rightarrow 1 \rightarrow 3}^3$	$H_{l \rightarrow 3 \rightarrow 2}^3$ $H_{3 \rightarrow 1 \rightarrow 2}^3$	$H_{2 \rightarrow 3 \rightarrow 1}^3$ $H_{3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}^3$

ここで、(9)~(11)式中の面積積分は、電磁波が照射される面積のみについて行わなければならない、その指定例を図2~4に示す。

(9)式~(11)式までの合成を行い、観測点の磁界 H_s は(12)式で与えられる。

$$H_s = \sum_{l=1}^3 H_l + \sum_{l,m=1}^3 H_{l \rightarrow m}^2 + \sum_{l,m,n=1}^3 H_{l \rightarrow m \rightarrow n}^3 \dots \dots \dots (12)$$

図2 1回反射の積分範囲の指定例 ($\phi = 45^\circ$)
(S_3 ; 入射波→面3→観測点)

Fig. 2 Estimation of integration area for single bounce reflection.

$0^\circ < \theta < 54.7^\circ$ のとき $54.7^\circ < \theta < 90^\circ$ のとき
 x について $0 \sim y+b$, x について $0 \sim y+b$,
 y について $0 \sim \frac{b}{\sqrt{2}} \tan \theta$ y について $0 \sim b$
 まで積分する まで積分する

図3 2回反射の積分範囲の指定例 ($\phi = 45^\circ$)
(S_{31} ; 入射波→面3→面1→観測点)

Fig.3 Estimation of integration area for double bounce reflection.

① $0^\circ < \theta < 35.3^\circ$ ② $35.3^\circ < \theta < 54.7^\circ$

③ $54.7^\circ < \theta < 90^\circ$

$$\textcircled{1} S_{312} = \frac{1}{\sqrt{2}} b^2 \tan \theta$$

$$\textcircled{2} S_{312} = \frac{1}{\sqrt{2}} b^2 \left(-\tan \theta + 2\sqrt{2} - \frac{1}{\tan \theta} \right)$$

$$\textcircled{3} S_{312} = \frac{1}{\sqrt{2}} b^2 \frac{1}{\tan \theta}$$

図4 3回反射の積分範囲の指定例 ($\phi = 45^\circ$)
(S_{312} ; 入射波→面3→面1→面2→観測点)

Fig.4 Estimation of integration area for triple bounce reflection.

観測点の磁界 H_s を用い、RCS σ は次式で表すことができる。

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|H_s|^2}{|H^i|^2}$$

$$= \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{4\pi r^2 \left| \sum_{l=1}^3 H_l^i + \sum_{l,m=1}^3 H_{l \rightarrow m}^2 + \sum_{l,m,n=1}^3 H_{l \rightarrow m \rightarrow n}^3 \right|^2}{|H_0|^2}$$

.....(13)

3. RCSパターン

図6に、図5に示す観測方法により求めた仰角 θ に対する RCS の角度特性例を示す。同時に、(1)式により照射面積から求めた RCS を示す。横軸は入射仰角 θ (elevation angle) を、縦軸はその仰角に対する RCS のデシベル表示を表す。ここで 0 dB は 1 m^2 である。

(1)式によるパターンは入射角度依存性が小さく、 θ が 0° 、約 55° 、 90° において物理光学法による結果と一致している。

しかし、これ以外の大部分の角度範囲では両者の差が大きいことから、照射面積が必ずしも有効面積 A_{eff} に一致するとは限らないことを暗示しているものととらえられる。

以下、物理光学法による結果について述べる。

図5 RCSの観測点

Fig.5 Geometry of observation point for RCS.

図6 RCSの入射角度特性 (垂直偏波)

Fig.6 RCS versus the angle of incidence θ .
(Vertical Polarization)

RCSの仰角特性は、 θ が 0° 、 55° 、 90° の3点において極大となり、図1からそれぞれ、1回反射、3回反射、2回反射によるものと考えられる。

仰角が $\theta=0^\circ$ 及び 90° の近辺では特性が大きく波を打っているが、これは入射方向がコーナリフレクタの対称軸から離れるにしたがい、次第に3面リフレクタよりも1面または2面リフレクタとしての性質が現れてくるために起こるものと考えられる。各極大値は次のようにとらえられる。

- i) $\theta=54.74^\circ$ においては、リフレクタに対して対称軸入射となるため、このときのRCSは $\theta=0^\circ\sim90^\circ$ の間で最大値 $\sigma_{\max}$ をとり、(1)式から $A_{\text{eff}}=A$ (A : 実際の開口面積)として求めた値に一致している。
- ii) 仰角 $\theta=90^\circ$ のときは、面2及び面3で構成される2面リフレクタのRCSに一致しており、これは(1)式に一边の長さ b の2面コーナリフレクタの見かけ上の最大面積を代入することにより、得られた値に等しい。
- iii) 方位角 $\theta=0^\circ$ のときは、面1が単体で存在するときのRCSに一致しており、これは(1)式に一边の長さ b の正方形平板の面積を代入することにより、得られた値に等しい。

これらの結果から、ここで用いた物理光学法がコーナリフレクタの解析に対して適用できることがわかる。

周波数の増加と共に $\theta=0^\circ$ 及び 90° の近辺のパターンは複雑化していくことが認められるが、最大値を含むメインローブの半値幅は周波数に無関係にほぼ一定となることがわかる。これらについては第4節で詳しく検討する。

RCSの最大値 $\sigma_{\max}$ ($\theta=54.74^\circ$)は、周波数の2乗に比例することが図6及び(1)式からも明らかであるが、対称軸入射以外の角度範囲では必ずしもそうではなく、例えば $\theta=0^\circ$ 及び 90° 近辺では10GHzのRCSが40GHzのそれを上まわっていることがわかる。

図7に入射方位角を $\phi=30^\circ$ に固定したRCSの入射角特性を示す。

図7 RCSの入射角度特性(垂直偏波)

Fig.7 RCS versus the angle of incidence θ .
(Vertical Polarization)

これによれば、メインローブの最大値は入射方位角特性により図6に比べて低下しているが、パターンがより平坦になるため、メインローブの半値幅は増大していることがわかる。最大値の不連続点は $\phi=45^\circ$ の図6に比べると明瞭ではない。

次に偏波角を $\eta=45^\circ$ とした際のRCS特性を図8に示す。これによれば、特に $\theta=90^\circ$ 近辺でRCSの急減が認められるが、これは、この範囲では2面リフレクタの性質が強く現れることから、2回反射が偏波の影響を受けやすいことを示しているものと考えられる。

図8 斜め偏波に対する入射角度特性
(偏波角 $\eta=45^\circ$)

Fig.8 RCS versus the angle of incidence θ .
(Vertical Polarization)

偏波角 η を変えることにより、 $\theta=20^\circ$ 以下のパターンにも変化が見られるが、対称軸入射近辺の値には影響しないことから、メインローブの半値幅は偏波の影響を受けにくいことがわかる。

4. 各反射のパターンとその特徴

次に各反射のRCSへの寄与についてその性質を調べるために、(13)式の各項を別々に計算した結果を考察する。まず、(13)式分子第1項を用いた1回反射成分について、図9に示す。

$\theta=0^\circ$ 近辺では1面リフレクタの性質が現れるため $\theta=0^\circ$ で最大値を示し、 θ の増加と共にRCSは低下していく。 θ が約 50° を越えると、比較的複雑なパターンを示すようになるが、これは1面リフレクタの1回反射と、2面リフレクタによる1回反射のパターンが合成されてできた結果と考えられる。RCSパターンは数多くの極大点と零点をもつが、比較的規則性のある $\theta<50^\circ$ のメイン及びサイドローブの零点は、面1からの1回反射のパターンによるものと考えられ、次式の入射角度 θ_0 のとき現れる。

$$\theta_0 = \sin^{-1} \left(\frac{n\lambda}{\sqrt{2}b} \right) \dots\dots\dots(14)$$

$n : 1, 2, 3, \dots$

上式より、周波数の増加と共にサイドローブ間隔が狭くなり、複雑なパターンを呈することがわかる。

$\theta > 50^\circ$ に見られる零点及び極小点は、面1からの1回反射と、面2、面3からの1回反射のパターンによるものと考えられ、その入射角度 θ_0 は次の2つの式による。

$$\theta_0 = \cos^{-1} \left(\frac{n\lambda}{2b} \right), \quad \sin^{-1} \left(\frac{n\lambda}{\sqrt{2}b} \right) \dots\dots(15)$$

n は正の整数

(a) 周波数：10GHz，一辺の長さ：b=0.15[m]

(b) 周波数：40GHz，一辺の長さ：b=0.15[m]

図9 1回反射のRCSへの寄与
(入射方位角 $\phi=45^\circ$)

Fig.9 Single bounce contribution in RCS.

次に(13)式分子第2項による2回反射のRCSについて、図10に結果を示す。2面コーナリフレクタとみなせる $\theta=90^\circ$ のRCSは、(1)式により周波数の2乗に比例する。他の入射角度に対するRCSは1回反射と同様に極大値間隔

が周波数と共に狭くなる性質があるが、 θ が $20^\circ \sim 70^\circ$ の間は顕著な極大点は少なく、周波数の影響を受けにくいことがわかる。

(a) 周波数：10GHz，一辺の長さ：b=0.15[m]

(b) 周波数：40GHz，一辺の長さ：b=0.15[m]

図10 2回反射のRCSへの寄与
(入射方位角 $\phi=45^\circ$)

Fig.10 Double bounce contribution in RCS.

$\theta=54.74^\circ$ ではRCSが極端に低下し零点となるが、これは対称軸入射において2回反射成分が打ち消されることを示すと共に、2回反射したものは必ず残りの1面により3回目の反射を受けることを表しているものと考えられる。最後に3回反射のパターンについて調べたものを図11に示す。

これによれば、10, 20, 40GHzの各周波数間で6dBの差があることから、3回反射のRCSは全入射角度範囲において、周波数の2乗に比例することがわかる。そしてRCSパターンは周波数によらず、半値幅は θ 方向、 ϕ 方向、それぞれ次の値となることがわかる。

$$\theta_3=22.2^\circ \dots\dots\dots(16)$$

$$\phi_3=25.2^\circ \dots\dots\dots(17)$$

図11 3回反射のRCSへの寄与
(入射方位角 $\phi=45^\circ$, 一辺の長さ $b=0.15[m]$)
Fig.11 Triple bounce contribution in RCS.

この3回反射のRCSパターンが、全RCS(図6)の最大値付近(対称軸入射)のパターンにそのまま影響するものと考えられる。

5. 実験値との比較

RCSの入射角度特性について実験を行った結果を図12, 図13に示す。それぞれ水平偏波, $\eta=45^\circ$ の斜め偏波である。一辺の長さが $b=15cm$ のアルミニウム正方形板を用いてリフレクタを製作し、測定を行った。

周波数は捜索レーダによく用いられる10GHzとし、入射方位角を $\phi=45^\circ$ に固定した仰角特性である。

ここで、測定の際には送受信アンテナの偏波面を一致させている。即ち、図12では送受共に水平偏波に、図13では送受共偏波角 $\eta=45^\circ$ となるようにアンテナを設置している。このため理論値もこの条件に合致させるために、RCSの定義式(13)から送受同じ偏波(co-pol.)成分のみを算出してプロットしてある。

図12 RCSの理論値と実験値との比較
(水平偏波, 入射方位角 $\phi=45^\circ$, 一辺の長さ $b=0.15[m]$)

Fig.12 Comparison of theory with experimental result. (Horizontal Polarization)

図13 RCSの理論値と実験値との比較
(偏波角 $\eta=45^\circ$, 入射方位角 $\phi=45^\circ$, 一辺の長さ $b=0.15[m]$)

Fig.13 Comparison of theory with experimental result. (Slant Polarization)

水平偏波の図12では、物理光学法による理論値と実験値は、比較的良好に一致していると言えるが、対称軸入射角($\theta=54.74^\circ$)において、理論値では微分不可能な折れ線状になるのに対し、実験値ではこのような性質は認められず、なめらかな曲線となっている。この理由の一つとしては、リフレクタ面の直交精度が挙げられる。即ち、対称軸入射角付近ではリフレクタ面の大部分の面積が3回反射に寄与するため、リフレクタ面同士の交差角度の精度がそのRCSに影響しやすくなるためと考えられる。

理論値と実験値の差のもう一つの原因として考えられるのは、物理光学法が反射体の主反射方向以外の領域で精度が低下する性質をもっていることが挙げられる。ここでは広帯域のリフレクタを扱っているため、値の小さいときにその影響が顕著に現れると考えられ、図12, 図13では $\theta=15^\circ$ 近辺の値の不一致がそれであると推測される。

入射角度特性の観点から実験値を見ると、前述の折れ線状のピークが失われたことにより、メインローブの最大値は低下するが、半値幅はむしろ増大し、理論値に対して改善される結果となっている。

$\eta=45^\circ$ の斜め偏波では、図13に示すように大部分の入射角範囲で実験値にはほぼ一致しているが、 $\theta=90^\circ$ の近傍で理論値との差が目立つ。これは交差偏波成分が受信されているためと考えられ、2面コーナリフレクタ($\theta=90^\circ$ のとき)のRCSが、入射偏波角 η の影響を受けやすいことを示していると考えられる。従って、この角度近辺における使用の際には、特に偏波角の変化に注意する必要があるといえる。

6. むすび

広い入射角範囲にわたり大きなRCSを与えることで実用される3面コーナリフレクタについて、3次元解析を行い、物理光学法により各反射成分を求め、入射角特性、周波数特

性、偏波角特性等を明らかにした。

これらの結果は実験値とよく一致することから、高周波近似解法の一つである物理光学法は、3面コーナリフレクタのRCS解析への適用に対して妥当であることが確認できた。

コーナリフレクタに関する研究の多くは従来、2面リフレクタを対象としている。しかし、レーダの反射体として応用される際には、その多くが入射波の仰角変化に対しても安定したRCSを与えることのできる3面リフレクタである。ここで得られた3面リフレクタの解析結果により、実用面に一步近づくことができ、今後のレーダ等の試験の際、RCSの標準器としてコーナリフレクタを使用する際の設計資料として役立つことが期待される。

他形状の導体板リフレクタについても同じ手法で解析が可能であるので、ここで得られた特徴は、種々の3面リフレクタ設計の際、直接参考になるものと考えている。

謝辞 この研究を進めるにあたり有益な御指導を頂いた武蔵工業大学安部實教授に感謝致します。御討論頂いた防衛庁技術研究本部第2研究所西本眞吉研究企画官、村崎勉技官をはじめ、同研究所第2部の方々に感謝致します。

(平成8年5月16日受付、平成8年10月8日再受付)

文献

- (1) G. T. Ruck: "Radar Cross Section Handbook", pp. 588~597, PLENUM PRESS(1970).
- (2) 坪内, 森, 稲垣: "灯台一海上標識と信号一", pp. 143~145, 成山堂書店 (1993).
- (3) 平野: "物理光学法を用いた2面コーナリフレクタのRCS解析" 信学会ソサイエティ大会, C-23, 1995.
- (4) 平野, 上田, 喜田: "物理光学法を用いた3面コーナリフレクタのRCS解析" 信学会総合大会, C-26, 1996.
- (5) 平野: "物理光学法を用いた3面コーナリフレクタのRCS解析" 電磁界理論研究会, EMT-96-18, 1996.
- (6) David K. Barton: "Modern Radar System Analysis", pp. 102-105(1988).
- (7) Asoke K. Bhattacharyya, D. L. Sengupta: "Radar Cross Section Analysis & Control", Chapter 2, 3, Artech House(1991).
- (8) J. W. Crispin and K. M. Siegel: "Methods of Radar Cross Section Analysis." ACADEMIC PRESS (1968).
- (9) W. C. Anderson: "Consequences of Nonorthogonality on the Scattering Properties of Dihedral Reflectors", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-35, No. 10, October, pp. 1154-1159(1987).
- (10) E. F. Knott, "RCS reduction of dihedral corners," IEEE Trans. Antennas and Propagation., vol. AP-25, pp. 406-409(1977).

- (11) D. G. Michelson, "Depolarizing Trihedral Corner Reflector for Radar Navigation and Remote Sensing," IEEE Trans. on Antennas and Propagation., vol. AP-43, pp. 513-518(1995).

- (12) 森口, 宇田川, 一松: "岩波 数学公式II", 岩波書店 (1992).

- (13) 関口利男: "電磁波", pp. 64-66, 朝倉書店(昭51).

平野 誠 (会員) 平2武蔵工大・工・電子通信卒。

平4同大大学院修士課程了。同年防衛庁技術研究本部入庁。以来、電波吸収体、搜索レーダの研究開発、レーダリフレクタの研究に従事。現在、技術研究本部第2研究所勤務。電子情報通信学会会員。

北川 勝志 (非会員) 昭45広島大・理・物理卒。昭46防

衛庁技術研究本部入庁。以来、ガスダイナミックレーザ、赤外線暗視装置の研究に従事。現在、技術研究本部第2研究所勤務。応用物理学学会、レーザ学会各会員。