キラル円柱によるエルミート・ガウスビーム波の近傍散乱界

正員 横田 光広* 非会員 甲斐 真由美*

Scattered Near Field of a Hermite-Gaussian Beam Wave by a Chiral Cylinder

Mitsuhiro Yokota*, Member, Mayumi Kai*, Non-member

Scattering of a Hermite-Gaussian beam wave by a chiral cylinder is analyzed. A Hermite-Gaussian beam wave is expressed as a superposition of multipole fields at complex source points. Electromagnetic fields are expanded in terms of the cylindrical vector wave functions. The unknown expansion coefficients for the scattered field and the internal field are determined by the boundary conditions. As numerical examples, the scattered near fields of the beam incidence are calculated and the effects of chirality, the polarization and the radius of the chiral cylinder on the fields are examined.

キーワード：ガウスビーム波，キラル円柱，複素点波源法，円柱ベクトル波動関数

Keywords: Gaussian beam, chiral cylinder, complex source point method, cylindrical vector wave function

1. ま え が き

物体による電磁波の散乱問題は電磁界解析の分野における基礎問題の1つであり，古くから理論的，数値的に検討されている⁽¹⁾⁽²⁾。解析のしやすから，最も基本的な形状である円柱による2次元散乱問題が取り扱われている。

キラル媒質⁽³⁾は，光や電磁波領域における光学活性やその応用に関する興味ある現象のため多くの研究者により研究が行われている。これまで，キラル層状媒質における反射および透過⁽⁴⁾，キラルグレーティングにおける放射特性⁽⁵⁾，円柱⁽⁶⁾，球⁽⁷⁾⁽⁸⁾，任意形状の物体⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾による散乱や多数のキラル球に対するランダム媒質の等価誘電率の評価⁽¹¹⁾などが報告されている。

一方，電磁ホーンやレーザ共振器から放射される電磁波は近軸ビーム波あるいはその重ねあわせで精度良く近似されることが知られている。Deschamps⁽¹²⁾は，波源の位置を形式的に複素空間に移行する（複素点波源法）と放射界が漸近・近軸領域において精度良くガウスビーム波になることを示した。その後，複素多重極界⁽¹³⁾がSiegman⁽¹⁴⁾により提案された複素エルミート・ガウスビーム波と関連していることが報告されている。複素エルミート・ガウスビーム波は理論解析する際は優れているが，波面が球面で無いため実用上取り扱い難い面がある。この問題を解決す

るために，良く用いられている通常のビーム波と複素ビーム波との関係式⁽¹⁵⁾が導かれた。

本論文では，キラル円柱によるエルミート・ガウスビーム波の散乱問題を複素点波源法を用いて解析する。エルミート・ガウスビーム波は複素多重極界の有限項和で表現される。また，散乱および円柱内部の電磁界は円柱ベクトル波動関数で展開され，未知係数は境界条件から決定する。数値例として，近傍散乱電界に対するキラル係数，円柱の半径，偏波の影響について検討している。なお，本論文では時間因子を $\exp(j\omega t)$ とし以下これを省略する。

2. 複素多重極解とガウスビーム波との関係

複素点 $(-x_0, -z_0 - jb)$ に置かれた波源からの放射界 G_0 は，0次第2種ハンケル関数 $H_0^{(2)}(kR)$ で与えられる。ただし， $R = \sqrt{(x+x_0)^2 + (z+z_0+jb)^2}$ は複素距離で本論文では， R の分岐として放射条件を満足するように選んでいる。係数 $b(=kw_0^2/2)$ は最低次モードの最小スポットサイズ w_0 と関連しており， $k(=2\pi/\lambda)$ は自由空間中における波数である。複素多重極界を次式で定義する⁽¹³⁾。

$$G_n = \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)^n G_0 \dots \dots \dots (1)$$

通常のエルミート・ガウスビーム波 ψ_n は，漸近・近軸近似の下で次式の様に複素多重極界の有限項和で表される⁽¹⁵⁾。

$$\psi_n = (-1)^n k \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{n!w_0}{2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-kb} \times \sum_{p=0}^{[n/2]} \frac{2^{-p} w_0^{n-2p}}{p!(n-2p)!} G_{n-2p} \dots \dots \dots (2)$$

*宮崎大学工学部電気電子工学科

〒889-2192 宮崎市学園木花台西1-1

Department of Electrical and Electronic Engineering,
Miyazaki University

1-1 Gakuen Kibanadai Nishi, Miyazaki 889-2192

図1 キラル円柱によるビーム波散乱の座標系
Fig.1. Geometry of the scattering of Gaussian beam by a chiral cylinder.

式(2)より、通常のエルミート・ガウスビーム波の散乱界は複素多重極界の散乱界の重ね合わせで与えられることがわかる。従って、以下では、複素多重極界の散乱問題について解析を行う。

3. キラル円柱による散乱

本節では、図1に示すように最低次モードが $(-x_0, -z_0)$ に最小スポットサイズ w_0 を持つエルミート・ガウスビーム波がキラル円柱に入射した場合の散乱問題について解析を行う。ただし、キラル円柱は半径 a 、比誘電率 ϵ_r 、比透磁率 μ_r 、キラル係数 κ のパラメータで構成されている。キラル媒質における構成方程式を次式で定義する。

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} - j\kappa \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \mathbf{H} \quad (3)$$

$$\mathbf{B} = j\kappa \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \mathbf{E} + \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (4)$$

この媒質中では2つの固有値(伝搬係数) k^+, k^- を持つことが知られている。

$$k^\pm = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} (\sqrt{\epsilon_r \mu_r} \pm \kappa) \quad (5)$$

次に円柱ベクトル波動関数 $\mathbf{M}_n^{(p)}(k, \mathbf{r})$, $\mathbf{N}_n^{(p)}(k, \mathbf{r})$ を次式で定義する。

$$\mathbf{M}_n^{(p)}(k, \mathbf{r}) = \nabla \times [\hat{y} f_n^{(p)}(k, \mathbf{r})] \quad (6)$$

$$\mathbf{N}_n^{(p)}(k, \mathbf{r}) = \frac{j}{k} \nabla \times \mathbf{M}_n^{(p)}(k, \mathbf{r}), \quad p = 1, 2, \dots \quad (7)$$

ここで、 $\hat{y}$ は y 軸方向の単位ベクトルであり、 $f_n^{(p)}(k, \mathbf{r})$ は次式で表される。

$$f_n^{(p)}(k, \mathbf{r}) = Z_n^{(p)}(kr) \exp(jn\theta) \quad (8)$$

ただし、

$$Z_n^{(1)} = J_n(kr) \quad (9)$$

$$Z_n^{(2)} = H_n^{(2)}(kr) \quad (10)$$

であり、 $J_n(kr)$ はベッセル関数、 $H_n^{(2)}(kr)$ は第2種ハンケル関数である。以下では、E波およびH波に対する散乱問題について検討する。

〈3・1〉 E波の場合 電界が柱軸方向に偏波したE波に対して、ベッセル関数に対する加法定理を用いると、入射電磁界は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^i &= \hat{y} G_n \\ &= \frac{1}{jk} \begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \alpha_m(n) \mathbf{N}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}), & |r_0| < r \\ \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \beta_m(n) \mathbf{N}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}), & |r_0| > r \end{cases} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\mathbf{H}^i = \frac{j}{\omega \mu_0} \begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \alpha_m(n) \mathbf{M}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}), & |r_0| < r \\ \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \beta_m(n) \mathbf{M}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}), & |r_0| > r \end{cases} \quad (12)$$

ここで、係数 $\alpha_m(n)$, $\beta_m(n)$ は次式のように陽に求めることができる⁽¹⁶⁾。

$$\begin{aligned} \alpha_m(n) &= \left(\frac{jk}{2}\right)^n \sum_{p=0}^n \binom{n}{p} J_{m+n-2p}(kr_0) \\ &\quad \times e^{-j(m+n-2p)\phi_0} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \beta_m(n) &= \left(\frac{jk}{2}\right)^n \sum_{p=0}^n \binom{n}{p} H_{m+n-2p}^{(2)}(kr_0) \\ &\quad \times e^{-j(m+n-2p)\phi_0} \end{aligned} \quad (14)$$

また、 $\binom{n}{p}$ は二項係数、

$$r_0 = \sqrt{x_0^2 + (z_0 + jb)^2} \quad (15)$$

$$\phi_0 = \tan^{-1}(x_0/(z_0 + jb)) \quad (16)$$

である。

散乱電磁界は円柱ベクトル波動関数を用いて次式の様に展開する。

$$\mathbf{E}^s = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[\alpha_m^s \mathbf{P}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}) + \beta_m^s \mathbf{Q}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}) \right] \quad (17)$$

$$\mathbf{H}^s = \frac{k}{j\omega \mu_0} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[\alpha_m^s \mathbf{P}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}) - \beta_m^s \mathbf{Q}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}) \right] \quad (18)$$

ここで、 $\mathbf{P}_m^{(p)}(k, \mathbf{r})$, $\mathbf{Q}_m^{(p)}(k, \mathbf{r})$ は次式で定義される。

$$\mathbf{P}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}) = \mathbf{M}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}) + j\mathbf{N}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}) \quad (19)$$

$$\mathbf{Q}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}) = \mathbf{M}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}) - j\mathbf{N}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}) \quad (20)$$

一方、円柱内部の電磁界は次式の様に展開できる。

$$\mathbf{E} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[a_m \mathbf{P}_m^{(1)}(k^+, \mathbf{r}) + b_m \mathbf{Q}_m^{(1)}(k^-, \mathbf{r}) \right] \quad (21)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{j\omega\mu} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[(k^+ + \omega\kappa\sqrt{\mu_0\varepsilon_0})a_m \mathbf{P}_m^{(1)}(k^+, \mathbf{r}) - (k^- - \omega\kappa\sqrt{\mu_0\varepsilon_0})b_m \mathbf{Q}_m^{(1)}(k^-, \mathbf{r}) \right] \dots (22)$$

未知係数 $\alpha_m^s, \beta_m^s, a_m, b_m$ は、円柱境界面において電磁界の接線成分が連続である次式の境界条件から求める。

$$(\mathbf{E}^i + \mathbf{E}^s - \mathbf{E}) \times \hat{\mathbf{r}} = 0 \dots (23)$$

$$(\mathbf{H}^i + \mathbf{H}^s - \mathbf{H}) \times \hat{\mathbf{r}} = 0 \dots (24)$$

ここで、 $\hat{\mathbf{r}}$ は r 方向の単位ベクトルである。未知係数の具体的な表現は文献⁽¹⁷⁾に示す。

〈3・2〉 **H 波の場合** 磁界が柱軸方向を向いている場合についても、E 波の場合と同様に解析することができる。入射電磁界 ($\mathbf{H}^i, \mathbf{E}^i$)、散乱電磁界 ($\mathbf{H}^s, \mathbf{E}^s$)、およびキラル円柱内部の電磁界 ($\mathbf{H}, \mathbf{E}$) は、それぞれ、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^i &= \hat{\mathbf{y}} G_n \\ &= \frac{-j}{k} \begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \alpha_m(n) \mathbf{N}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}), & |r_0| < r \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_m(n) \mathbf{N}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}), & |r_0| > r \end{cases} \dots (25) \end{aligned}$$

$$\mathbf{E}^i = \frac{-j}{\omega\varepsilon_0} \begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \alpha_m(n) \mathbf{M}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}), & |r_0| < r \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_m(n) \mathbf{M}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}), & |r_0| > r \end{cases} \dots (26)$$

$$\mathbf{H}^s = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\xi_m^s \mathbf{P}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}) + \zeta_m^s \mathbf{Q}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}) \right) \dots (27)$$

$$\mathbf{E}^s = \frac{-k}{j\omega\varepsilon_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\xi_m^s \mathbf{P}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}) - \zeta_m^s \mathbf{Q}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}) \right) \dots (28)$$

$$\mathbf{H} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(c_m \mathbf{P}_m^{(1)}(k^+, \mathbf{r}) + d_m \mathbf{Q}_m^{(1)}(k^-, \mathbf{r}) \right) \dots (29)$$

$$\mathbf{E} = \frac{-1}{j\omega\varepsilon} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[(k^+ + \omega\kappa\sqrt{\mu_0\varepsilon_0})c_m \mathbf{P}_m^{(1)}(k^+, \mathbf{r}) - (k^- - \omega\kappa\sqrt{\mu_0\varepsilon_0})d_m \mathbf{Q}_m^{(1)}(k^-, \mathbf{r}) \right] \dots (30)$$

未知係数 $\xi_m^s, \zeta_m^s, c_m, d_m$ は境界条件から決定される⁽¹⁷⁾。

4. 数値結果

本節では近傍散乱界に対する円柱の半径、偏波、モードの次数の影響について数値的に検討を行う。

図2 最小スポットサイズの位置を変化させた場合の誘電体円柱によるE波ガウスビーム波入射に対する近傍散乱電界

Fig. 2. Scattered near fields of E-polarized Gaussian beam wave by a dielectric cylinder for several different values of the beam location.

誘電体円柱の焦点距離は、ガウス光学より次式で与えられる。

$$f = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{[\sqrt{\varepsilon_r} - 1]^2} a \dots (31)$$

入射ビームは、 $(0, -f)$ に最低次モード ($n=0$) の最小スポットサイズ $w_0 = \lambda$ を持つとする。キラル円柱は自由空間中に配置され、その比誘電率は $\varepsilon_r = 4.0$ 、比透磁率は $\mu_r = 1.0$ とした。電磁界の展開項数は、ベッセル関数やノイマン関数の引数の大きさに依存して異なる。本論文では、観測点の位置に応じて $m = \pm 70$ までとっている。なお、波長は $\lambda = 1.55[\mu\text{m}]$ とし、 $z = f$ を観測面としている。

図2はE波ガウスビーム波が誘電体円柱 ($\kappa = 0.0$) に入射した場合の近傍散乱電界をいくつかの最小スポットサイズの位置について示している。最小スポットサイズの位置が円柱から離れるにしたがい平面波の結果に近づいていることがわかる。なお、最小スポットサイズを漸次大きく変化させた場合も同様の結果が得られることを確認した。

図3はE波の最低次モードが半径 $a = 0.5\lambda$ のキラル円柱に入射した場合の近傍散乱電界をいくつかのキラル係数に対して示している。ただし、主偏波成分 ($|E_y|$) の最大値で規格化している。主偏波成分はキラル係数が大きくなるにつれて誘電体円柱 ($\kappa = 0$) の結果からずれていく様子がわかる。交叉偏波成分は $\kappa = 0.2 \sim 0.23$ ではほとんど変化しないことを確認した。また、 z 成分は $\kappa = 0.2$ 付近で最大となり、その後小さくなっている。

図4は $a = 1.0\lambda$ のキラル円柱に入射した場合の近傍散乱電界をいくつかのキラル係数に対して示している。ただし、主偏波成分の最大値で規格化している。散乱電界の特徴は図3の場合とほぼ同じであるが、小さなキラル係数で生じ

(a) $|E_x|$

(b) $|E_y|$

(c) $|E_z|$

図3 E波入射に対する近傍散乱界 ($a = 0.5\lambda$)
Fig. 3. Scattered near fields of E-polarized Gaussian beam for the radius of the cylinder $a = 0.5\lambda$.

(a) $|E_x|$

(b) $|E_y|$

(c) $|E_z|$

図4 E波入射に対する近傍散乱界 ($a = 1.0\lambda$)
Fig. 4. Scattered near fields of E-polarized Gaussian beam for the radius of the cylinder $a = 1.0\lambda$.

ている。これは半径の大きい方がキラル媒質の占有面積が大きいので、小さなキラル係数で同じ効果が生じたためと思われる。また、図3 (b) および図4 (b) より、キラル係数が大きくなるに従い $x = 1.7\lambda \sim 2.0\lambda$ 付近の電界が小さ

くなり、滑らかな界分布になっている。更に、伝搬軸付近での散乱界の広がりが大きく、円柱の半径が大きい方がその効果が大きくなっている。このことから、キラル円柱をレンズとして用いた光導波路結合系において、キラル係数

(a) $|E_x|$ (b) $|E_y|$ (c) $|E_z|$ 図5 H波入射に対する近傍散乱界 ($a = 1.0\lambda$)

Fig. 5. Scattered near fields of H-polarized Gaussian beam for the radius of the cylinder $a = 1.0\lambda$.

を適当に選ぶことにより結合効率の改善が期待できる。いずれの半径においてもキラル性により交叉偏波成分 ($|E_x|$ 及び $|E_z|$) が発生し、偏波が回転していることがわかる。

(a) E波の場合 ($|E_y|$)

(a) Case of E polarized wave.

(b) H波の場合 ($|E_x|$)

(b) Case of H polarized wave.

図6 1次モード入射による近傍散乱界

Fig. 6. Scattered near fields of 1st-order beam for the radius of the cylinder $a = 1.0\lambda$.

球による散乱⁽⁸⁾と比べた場合、円柱による散乱界分布の広がりや変化は大きくなっている。これは、空間次元の違いによる影響と思われる。

図5は、H波の最低次モードが半径 $a = 1.0\lambda$ のキラル円柱に入射した場合の近傍散乱界をいくつかのキラル係数に対して示している。ただし、 $|E_x|$ の最大値で規格化している。主偏波の x 成分は $\kappa = 0.1$ 付近から誘電体円柱の結果からずれ滑らかなり、交叉偏波の y 成分は $\kappa = 0.1$ 付近で最大となりその後小さくなる様子がわかる。E波の場合と比べると誘電体の場合は相違は見られるが、キラル性が大きくなるに従いその特徴は似たものになっている。E波の場合と同様にキラル性により交叉偏波成分が発生し偏波が回転している。

図6 (a) 及び (b) は、E波及びH波の1次モード ($n = 1$) が半径 $a = 1.0\lambda$ のキラル円柱に入射した場合の近傍散乱

界をいくつかのキラル係数に対して示している。キラル係数が大きくなると近傍散乱界の最大値の位置がずれている。また、偏波の違いとして E 波の方が界分布の変化が大きくなっている。界分布の違いは、円柱表面に発生する等価電磁流の違いによるものと思われる。

5. 結 論

本論文では、キラル円柱によるエルミート・ガウスビーム波の散乱について複素点波源法を用いて解析を行った。電磁界成分は円柱ベクトル波動関数を用いて展開し、境界条件から未知係数を決定した。

数値例として、近傍散乱界に対するキラル性、半径、偏波、モード次数の影響について検討を行った。キラル係数が大きくなると散乱界が滑らかになり、また、伝搬軸付近での広がりが大きくなることを示した。これらの特性は、キラル円柱を用いた光導波路結合系において結合効率の改善に対して有用となる。E 波、H 波いずれの偏波においてもキラル性により交叉偏波が発生し、偏波が回転していることを確認した。更に、1 次モードに対する散乱界では、キラル性が大きくなると最大値の位置がずれることを示した。

今後の課題としては、複数のキラル円柱の散乱問題の解析を行い、多重散乱の影響について検討を行う予定である。

(平成 14 年 2 月 7 日受付, 同 14 年 7 月 22 日再受付)

文 献

- (1) J. A. Kong : *Electromagnetic Wave Theory* (Second Edition), John Wiley & Sons, New York (1990)
- (2) A. Ishimaru : *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering*, Prentice Hall, New Jersey (1991)
- (3) I. V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov, and A. J. Viitanen : *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media*, Artech House, Boston (1994)
- (4) M. Tanaka and A. Kusunoki : "Scattering characteristics of stratified chiral slab", *Trans. Inst. Electron. Info. Commun. Eng. Jpn.*, **E76-C**, pp. 1443-1448 (1993)
- (5) K. Matsumoto, K. Rokushima, and J. Yamakita : "Analysis of diffracted waves from isotropic chiral gratings", *Trans. IEICE*, Vol.J79-C-I, No.6, pp. 165-172 (1996-6) (in Japanese) 松本恵治・六島 克・山北二郎 : "等方性キラル格子による回折波の解析," 信学論 (C), **J79-C-I**, No.6, pp. 165-172 (1996-6)
- (6) C. F. Bohren : "Scattering of electromagnetic waves by an optically active cylinder", *J. Colloid and Interface Sci.*, **66**, pp. 105-109 (1978)
- (7) C. F. Bohren : "Light scattering by an optically active sphere", *Chemical Phys. Lett.*, **29**, pp. 458-462 (1974)
- (8) M. Yokota, S. He, and T. Takenaka : "Scattering of a Hermite-Gaussian beam field by a chiral sphere", *J. Opt. Soc. Am. A*, **18**, pp. 1681-1689 (2001)
- (9) M. S. Kluskens and E. H. Newman : "Scattering by a chiral cylinder of arbitrary cross section", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **38**, pp. 1448-1455 (1990)
- (10) M. A. Al-Kanhal and E. Arvas : "Electromagnetic scattering from a chiral cylinder of arbitrary cross section", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **44**, pp. 1041-1048 (1996)
- (11) Y. Nanbu, W. Ren, T. Matsuoka, M. Hiramoto, and M. Tateiba : "The effective properties of a medium containing randomly distributed chiral spheres", *Proc. of 2001 URSI International Symp. on EM Theory*, pp. 178-180 (2001)
- (12) G. A. Deschamps : "Gaussian beam as a bundle of complex rays", *Electron. Lett.*, **7**, pp. 684-685 (1971)
- (13) S. Y. Shin and L. B. Felsen : "Gaussian beam modes by multipoles with complex source points", *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, pp. 699-700 (1977)
- (14) A. E. Siegman : "Hermite-Gaussian functions of complex argument as optical-beam eigenfunctions", *J. Opt. Soc. Am.*, **63**, pp. 1093-1094 (1973)
- (15) M. Yokota, T. Takenaka, and O. Fukumitsu : "Relations between conventional and complex beams", *Trans. IEICE*, Vol.J68-C, No.12, pp. 1130-1131 (1985-12) (in Japanese) 横田光広・竹中 隆・福光於菟三 : 「通常のビームモードと複素引数のビームモードとの関係」, 信学論 (C), **J68-C**, No.12, pp. 1130-1131 (1985-12)
- (16) M. Yokota, T. Takenaka, and O. Fukumitsu : "Scattering of a Hermite-Gaussian beam mode by parallel dielectric circular cylinders", *J. Opt. Soc. Am. A*, **3**, pp. 580-586 (1986)
- (17) M. Yokota and M. Kai : "Scattered near field of a higher order Gaussian beam wave by a chiral cylinder", *IEEJ Technical Report EMT*, EMT-01-132, pp. 55-60 (2001) (in Japanese) 横田光広・甲斐真由美 : 「キラル円柱による高次ガウスビーム波の近傍散乱」, 電気学会電磁界理論研究, EMT-01-132, pp. 55-60 (2001)

横 田 光 広 (正員) 1959 年生。1986 年 3 月九州大学大学院工学研究科博士課程情報工学専攻退学。1986 年 4 月同大助手。1993 年 10 月より宮崎大学工学部電気電子工学科助教授。工学博士。1996 年 4 月～1997 年 3 月カリフォルニア大学サンタバーバラ校訪問研究員。主として電磁波の散乱, 光導波路解析に関する研究に従事。1990 年度電気学会論文発表賞受賞。IEEE, OSA, 電子情報通信学会, 日本応用数理学会, 日本光学会会員。

甲 斐 真 由 美 (非会員) 2000 年 3 月宮崎大学工学部電気電子工学科卒業。2002 年 4 月同大大学院工学研究科博士前期課程修了。同年日本放送協会入社。在学中, 電磁波の散乱に関する研究に従事。