

複数のキラル円柱による エルミート・ガウスビーム波の散乱

木下 政美¹⁾・ 横田 光広²⁾

Scattering of a Hermite–Gaussian Beam Field by Chiral Cylinders

Masami KINOSHITA, Mitsuhiro YOKOTA

Abstract

Scattered fields of a Hermite–Gaussian beam by chiral cylinders are examined theoretically. By using the relation between the conventional Hermite–Gaussian beam and the multipoles with complex source point, the scattered fields are expressed as a superposition of the scattered multipole fields. 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 obtained by using the boundary condition. As numerical examples, the scattered near fields and far field patterns of the lowest-order beam by two chiral cylinders are calculated and the effects of chirality and the distance between two cylinders on the scattered fields are examined.

Key Words :

Chiral medium, Multiple scattering, Complex source point method, Cylindrical vector wave functions

1. まえがき

近年、光学活性を示すキラル媒質^{1),2)}と電磁界との相互作用について興味を持たれている。キラル媒質は、機能素子としての応用が考えられており、キラルスラブにおける反射および透過³⁾、キラルグレーティングからの放射特性⁴⁾、円柱⁵⁾、球⁶⁾、および任意形状の物体による散乱^{7),8)}などについて報告が行なわれている。

一方、電磁ホーンやレーザーからの射出光は、近軸領域では通常のエルミート・ガウスビーム波で精度良く近似できることが知られている。Siegman⁹⁾により提案された複素エルミート・ガウスビーム波は、高次モードでは波面が球面でないために通常の球面共振器などの解析には適さない。しかしながら、複素ビーム波は、複素空間に波源を有する多重極界と密接な関連¹⁰⁾をもつことが知られている。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、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¹¹⁾が導かれた。この関係式を用いて、筆者の一人はキラル球¹²⁾やキラル円柱¹³⁾によるエルミート・ガウスビーム波の散乱問題について検討を行ってきた。

物体が複数存在する場合、物体間での多重散乱の影響が大変重要になってくる。多数の物体による散乱問題はこれまでに多くの研究が行われている^{14),15)}。多数のキラル球がランダムに配置された媒質の等価誘電率の評価¹⁶⁾が報告されているが、ビーム波が入射した場合の複素キラル円柱による散乱については検討されていないようである。

本研究では、通常のエルミート・ガウスビーム波と複素多重極界との関係を用いて、複数のキラル円柱による散乱問題について解析している。円柱による散乱電磁界および各円柱内部の電磁界を円柱ベクトル波動関数で展開する。未知係数は境界条件から求める。数値例として、多重散乱を検討する際の最小単位である2本のキラル円柱による散乱電界を計算し、キラル係

¹⁾電気電子工学専攻大学院生

²⁾電気電子工学科助教授

数と円柱間の距離の影響について検討を行なっている。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 $(0, -jb)$ 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 $H_0^{(2)}(k\tilde{R})$ で与えられる。ただし、 $\tilde{R} = \sqrt{\tilde{x}^2 + (\tilde{z} + jb)^2}$ は複素距離であり、 \tilde{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¹⁰⁾。

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

通常のエルミート・ガウスビーム波 ψ_n は、漸近・近軸近似の下で複素多重極界の有限項和で表すことができる¹¹⁾。

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

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. キラル円柱によるエルミート・ガウスビーム波の散乱

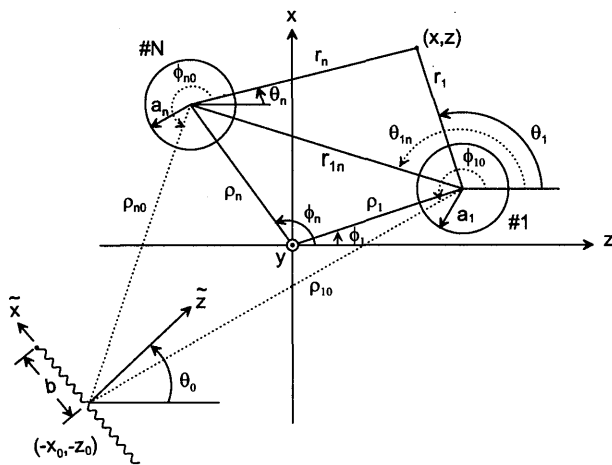


図1 問題の座標系

本節では、図1に示すようにエルミート・ガウスビーム波が N 本の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、入射ビーム波は柱軸方向に偏波 (E 偏波) しており、各キラル円柱は半径 a_i 、比

誘電率 ϵ_{r_i} 、比透磁率 μ_{r_i} 、キラル係数 κ_i ($i=1, 2, \dots, N$) 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。

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

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

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。

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

本研究で用いる円柱ベクトル波動関数 $\mathbf{N}_n^{(p)}(k, \mathbf{r}_i)$ 、 $\mathbf{M}_n^{(p)}(k, \mathbf{r}_i)$ を次式で定義する。

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

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

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

$$f_n^{(p)}(k, \mathbf{r}_i) = Z_n^{(p)}(kr_i) \exp(jn\theta_i) \quad (8)$$

ただし、

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

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

であり、 $J_n(kr_i)$ はベッセル関数、 $H_n^{(2)}(kr_i)$ は第2種ハンケル関数である。

解析の都合上、各円柱の中心を原点として z 軸を基準線とする円柱座標系 (r_i, θ_i) ($i=1, 2, \dots, N$) を導入する。入射ビーム波は $\tilde{z}=0$ に最小スポットサイズ w_0 を持ち、 \tilde{z} 正方向に伝搬するエルミート・ガウスビーム波とする。基準座標系 (x, z) におけるビームウェストの位置を $(-x_0, -z_0)$ とし、 z 軸と \tilde{z} 軸が θ_0 の角をなすとする。ベッセル関数に対する加法定理を用いると、 (r_i, θ_i) 座標系において入射電磁界は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^i(k, \mathbf{r}_i) &= \hat{y} G_n \\ &= \frac{-j}{k} \begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \alpha_m(i, n) \mathbf{N}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}_i), & |\rho_{i0}| < r_i \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_m(i, n) \mathbf{N}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}_i), & |\rho_{i0}| > r_i \end{cases} \quad (11) \end{aligned}$$

$$\mathbf{H}^i(k, \mathbf{r}_i)$$

$$= \frac{j}{\omega\mu_0} \begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \alpha_m(i, n) \mathbf{M}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}_i), & |\rho_{i0}| < r_i \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \beta_m(i, n) \mathbf{M}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}_i), & |\rho_{i0}| > r_i \end{cases} \quad (12)$$

ここで、 $\alpha_m(i, n)$, $\beta_m(i, n)$ は、次式のように陽に求めることができる¹⁸⁾。

$$\alpha_m(i, n) = \left(\frac{jk}{2}\right)^n \sum_{p=0}^n \binom{n}{p} J_{m+n-2p}(k\rho_{i0}) \cdot \exp[-j(m+n-2p)\phi_{i0} + j(n-2p)\theta_0] \quad (13)$$

$$\beta_m(i, n) = \left(\frac{jk}{2}\right)^n \sum_{p=0}^n \binom{n}{p} H_{m+n-2p}^{(2)}(k\rho_{i0}) \cdot \exp[-j(m+n-2p)\phi_{i0} + j(n-2p)\theta_0] \quad (14)$$

ただし、 $\binom{n}{p}$ は二項係数であり、

$$\rho_{i0} = [(\rho_i \sin \phi_i + x_0 + jb \sin \theta_0)^2 + (\rho_i \cos \phi_i + z_0 + jb \cos \theta_0)^2]^{1/2} \quad (15)$$

$$\phi_{i0} = \tan^{-1} \frac{\rho_i \sin \phi_i + x_0 + jb \sin \theta_0}{\rho_i \cos \phi_i + z_0 + jb \cos \theta_0} \quad (16)$$

$$r_i = [(x - \rho_i \sin \phi_i)^2 + (z - \rho_i \cos \phi_i)^2]^{1/2} \quad (17)$$

$$\theta_i = \tan^{-1}(x - \rho_i \sin \phi_i) / (z - \rho_i \cos \phi_i) \quad (18)$$

である。

i 番目の円柱による散乱電磁界は円柱ベクトル波動関数を用いて次式のように展開できる。

$$\mathbf{E}^s(k, \mathbf{r}_i) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \alpha_m^s(i, n) \mathbf{P}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}_i) + \beta_m^s(i, n) \mathbf{Q}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}_i) \right\} \quad (19)$$

$$\mathbf{H}^s(k, \mathbf{r}_i) = \frac{k}{j\omega\mu_0} \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \alpha_m^s(i, n) \mathbf{P}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}_i) - \beta_m^s(i, n) \mathbf{Q}_m^{(2)}(k, \mathbf{r}_i) \right\} \quad (20)$$

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

$$\mathbf{P}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}_i) = \mathbf{M}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}_i) + j\mathbf{N}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}_i) \quad (21)$$

$$\mathbf{Q}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}_i) = \mathbf{M}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}_i) - j\mathbf{N}_m^{(p)}(k, \mathbf{r}_i) \quad (22)$$

境界条件を適用する際に式(19)および(20)を l 番目の座標系 ($i \neq l$) で表現する必要がある。ベッセル関数に対する加法定理を用いると次式で表現される。

$$\mathbf{E}^s(k, \mathbf{r}_i) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} H_{q-m}^{(2)}(kr_{il}) \exp[j\theta_{il}(q-m)] \cdot \left\{ \alpha_q^s(i, n) \mathbf{P}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}_i) - \beta_q^s(i, n) \mathbf{Q}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}_i) \right\} \quad (23)$$

$$\mathbf{H}^s(k, \mathbf{r}_i) = \frac{k}{j\omega\mu_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} H_{q-m}^{(2)}(kr_{il}) \exp[j\theta_{il}(q-m)] \cdot \left\{ \alpha_q^s(i, n) \mathbf{P}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}_i) - \beta_q^s(i, n) \mathbf{Q}_m^{(1)}(k, \mathbf{r}_i) \right\} \quad (24)$$

一方、 i 番目の円柱内部電磁界は次式のように展開できる。

$$\mathbf{E}^i(k, \mathbf{r}_i) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ a_m(i, n) \mathbf{P}_m^{(1)}(k_i^+, \mathbf{r}_i) + b_m(i, n) \mathbf{Q}_m^{(1)}(k_i^-, \mathbf{r}_i) \right\} \quad (25)$$

$$\mathbf{H}^i(k, \mathbf{r}_i) = \frac{1}{j\omega\mu_i} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ (k_i^+ + \omega\kappa\sqrt{\epsilon_0\mu_0}) a_m(i, n) \mathbf{P}_m^{(1)}(k_i^+, \mathbf{r}_i) - (k_i^- - \omega\kappa\sqrt{\epsilon_0\mu_0}) b_m(i, n) \mathbf{Q}_m^{(1)}(k_i^-, \mathbf{r}_i) \right\} \quad (26)$$

未知係数 $\alpha_m^s(i, n)$, $\beta_m^s(i, n)$, $a_m(i, n)$, $b_m(i, n)$ 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。

$$\left\{ \mathbf{E}^i(k, \mathbf{r}_i) + \sum_{l=1}^N \mathbf{E}^s(k, \mathbf{r}_i) - \mathbf{E}^i(k, \mathbf{r}_i) \right\} \times \hat{\mathbf{r}} = 0 \quad (27)$$

$$\left\{ \mathbf{H}^i(k, \mathbf{r}_i) + \sum_{l=1}^N \mathbf{H}^s(k, \mathbf{r}_i) - \mathbf{H}^i(k, \mathbf{r}_i) \right\} \times \hat{\mathbf{r}} = 0 \quad (28)$$

ここで、 N は円柱の本数であり、 $\hat{\mathbf{r}}$ は各円柱での r 方向の単位ベクトルである。未知係数 $\alpha_m^s(i, n)$ および $\beta_m^s(i, n)$ について整理すると、連立1次方程式が得られる。具体的な表現式は文献¹⁹⁾に示す。

i 番目の円柱による遠方散乱電界は、第2種ハンケル関数の漸近近似より原点を基準とする円柱座標系 (r, θ) において次式で与えられる。

$$\mathbf{E}^s(k, \mathbf{r}_i) = \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{kr}} \mathbf{D}(\theta_i) \quad (29)$$

$$\mathbf{D}(\theta_i) = k \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \exp\{jk\rho_i \cos(\phi_i - \theta)\}$$

$$\cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\{-\alpha_m^s(i, n) + \beta_m^s(i, n)\} j^m \hat{\mathbf{y}} \right]$$

$$+ \{ \alpha_m^s(i, n) + \beta_m^s(i, n) \} j^{m+1} \hat{\theta} \} e^{jm\theta} \quad (30)$$

ここで、 $D(\theta_i)$ は散乱パターンであり、 $\hat{\theta}$ は各円柱での θ 方向の単位ベクトルである。また、遠方散乱電界は、式 (20) より得られる。

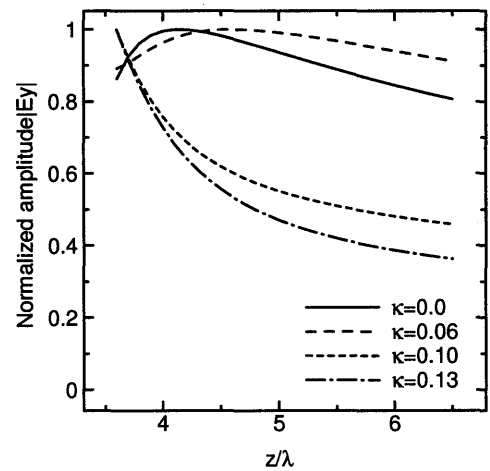
4. 数値計算結果

本節では、前節までの散乱界表現を用いて2本のキラル円柱によるエルミート・ガウスビーム波の散乱電界に対するキラル係数、円柱間の距離の影響について数値的に検討を行なう。

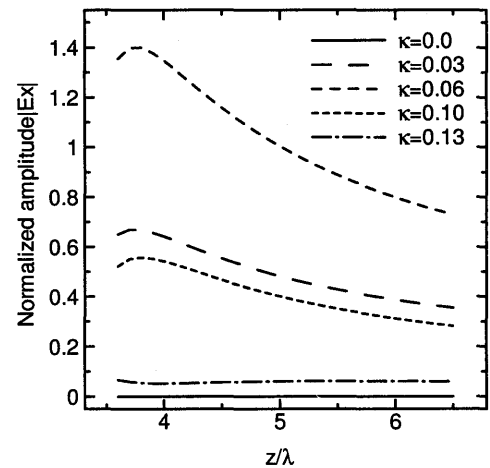
入射ビーム波は、波長 $\lambda = 1.55[\mu\text{m}]$ 、基準座標系 (x, z) において $(0, -2.0\lambda)$ に最小スポットサイズ $\omega_0 = \lambda$ を持つとし、入射角 $\theta_0 = 0^\circ$ の z 軸正方向に伝搬する柱軸方向に偏波 (E 偏波) した最低次モード ($n=0$) を考える。2本のキラル円柱は、 (x, z) 座標系において $(0, 0)$ および $(0, 2.5\lambda)$ の z 軸上に配置され、その半径は $a_1 = a_2 = \lambda$ 、比誘電率は $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 4.0$ 、比透磁率は $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1.0$ とした。また、電磁界の展開項数は界の収束が十分と考えられる値をとっている。なお、本研究では円柱を z 軸上に配置した場合のみを示し、 x 軸上に配置した場合は文献¹⁹⁾ に示す。

まず、未知係数の妥当性を確認するため2本の誘電体円柱 ($\kappa=0.0$) によるエルミート・ガウスビーム波の遠方散乱電界を文献¹⁷⁾ と比較したところ、大変よく一致した。

図2は、円柱中心間の距離を 2.5λ 、観測面を2本の円柱前方 ($z > 3.5\lambda$) の z 軸と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、円柱から遠ざかるにつれて、散乱界が減衰していることがわかる。キラル係数が 0.06 付近までは最大値の位置が円柱から遠ざかり、減衰が小さくなっている。また、 z 軸上で最大値をとることから等価的に2本の円柱がレンズの作用として働いていることを示している。さらに、キラル係数が大きくなるに従い、減衰効果は大きくなっている。交叉偏波成分 $|E_x|$ は、キラル係数が 0.06 付近までは大きくなり、さらにキラル係数が大きくなるに従い小さくなる。交叉偏波成分 $|E_z|$ は、いかなるキラル係数に対しても 0 をととなり、散乱波が TEM 波となっていることを示している。



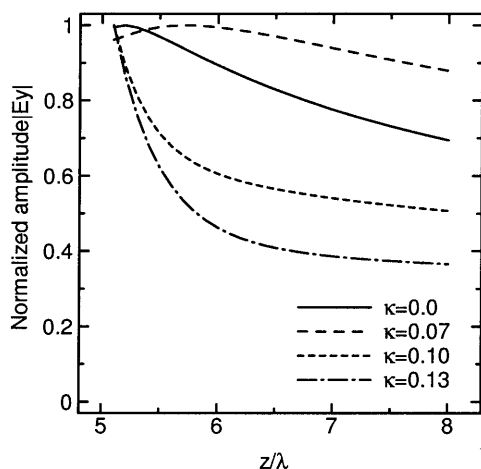
(a) y 成分



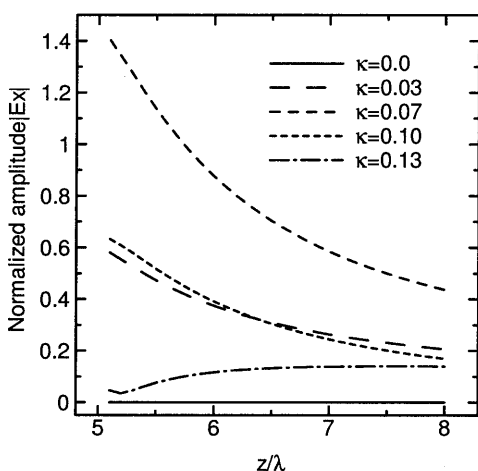
(b) x 成分

図2 近傍散乱電界 ($r_{12} = 2.5\lambda$)

図3は、円柱中心間の距離を 4.0λ 、観測面を2本の円柱前方 ($z > 5.0\lambda$) の z 軸と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。円柱間の距離による影響を検討するため図2と比較を行なう。主偏波成分は、キラル係数が 0.07 付近までレンズの作用として働いており、各キラル係数に対する電界の最大値の位置が円柱方向へ移動している。また、減衰効果にも影響が及んでいることがわかる。交叉偏波成分 $|E_x|$ は、キラル係数が 0.07 付近までは大きくなり、さらにキラル係数が大きくなるに従い小さくなる。交叉偏波成分 $|E_z|$ は、図2のパラメータの場合と同様にいかなるキラル係数の値に対しても 0 となっている。



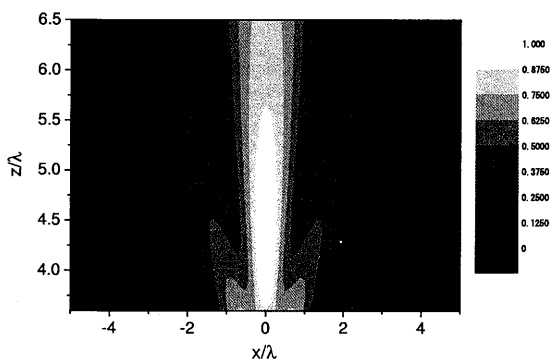
(a) y 成分



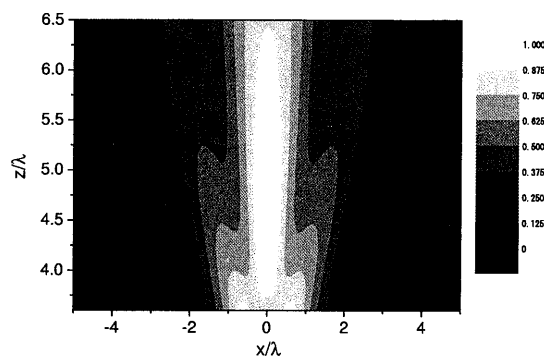
(b) x 成分

図3 近傍散乱電界 ($r_{12} = 4.0\lambda$)

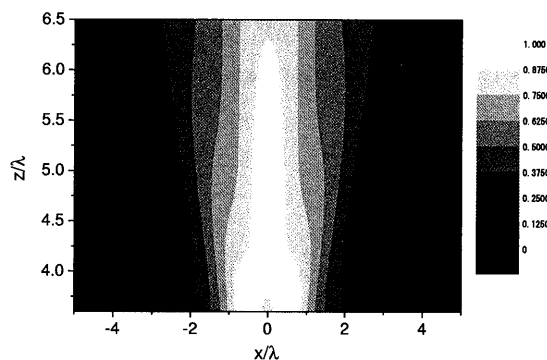
図4は、図2のパラメータを用いた等高線分布図をいくつかのキラル係数に対して主偏波成分 $|E_y|$ のみ示している。散乱電界分布の特徴として、キラル係数が0.06と大きくなるに従い分布が滑らかになっており、また分布が広がっていることがわかる。



(a) $\kappa = 0.0$



(b) $\kappa = 0.04$



(c) $\kappa = 0.06$

図4 近傍散乱電界 $|E_y|(r_{12} = 2.5\lambda)$

図5は、キラル係数が0.1の円柱が単独に存在している場合の散乱電界の和と2本のキラル円柱による散乱電界との比較を散乱パターンにより示している。単円柱からの散乱電界の和の表現には、多重散乱の影響は含まれない。図5より両者に十分差が生じているため、多重散乱の影響が確認できる。

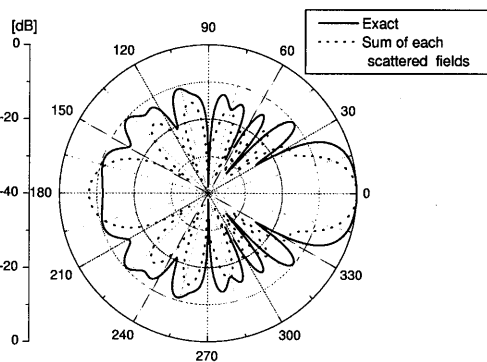


図5 単円柱散乱電界の和との散乱パターンによる比較 ($\kappa = 0.1$)

5. 結論

本研究は、通常のエルミート・ガウスビーム波と複素多重極界との関係を用いて複数のキラル円柱によるエルミート・ガウスビーム波の散乱電界について解析

を行った。

数値例として2本の円柱の場合について検討を行った。まず、2本の誘電体円柱によるエルミート・ガウスビーム波の遠方散乱電界が文献¹⁷⁾と一致したことにより未知係数の妥当性が確認できた。さらに、2本のキラル円柱を入射ビーム波の伝搬軸に配置すると、円柱間の距離によりレンズの作用として働くキラル係数の範囲やその電界の最大値の位置、減衰効果に影響を及ぼすことを示した。また、レンズの作用として働く場合の散乱特性としてキラル係数が大きくなるに従い、電界分布が滑らかに広がることを示した。

今後の課題としては、複数のキラル媒質に対するH波入射による散乱、高次モード波による散乱、また任意のキラル媒質の散乱問題の解析などが挙げられる。

参考文献

- 1) N. Engheta and D. L. Jaggard, "Electromagnetic Chirality and Its Applications," IEEE Antennas and Propagation Society Newsletter, 1988.
- 2) 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.
- 3) M. Tanaka and A. Kusunoki, "Scattering characteristics of stratified chiral slab," Trans. Inst. Electron. Info. Commun. Eng. Jpn., vol. E76-C, pp. 1443-1448, 1993.
- 4) K. Matsumoto, K. Rokushima, and J. Yamakita, "Analysis of diffracted waves from isotropic chiral gratings," Trans. Inst. Electron. Info. Commun. Eng. Jpn., vol. J79-C-I, pp. 165-172, 1996.
- 5) C. F. Bohren, "Scattering of electromagnetic waves by an optically active cylinder," J. Colloid and Interface Sci., vol. 66, pp. 105-109, 1978.
- 6) C. F. Bohren, "Light scattering by an optically active sphere," Chemical Phys. Lett., vol. 29, pp. 458-462, 1974.
- 7) M. S. Kluskens and E. H. Newman, "Scattering by a chiral cylinder of arbitrary cross section," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 38, pp. 1448-1455, 1990.
- 8) M. A. Al-Kanhal and E. Arvas, "Electromagnetic scattering from a chiral cylinder of arbitrary cross section," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 44, pp. 1041-1048, 1996.
- 9) A. E. Siegman, "Hermite-Gaussian functions of complex argument as optical-beam eigenfunctions," J. Opt. Soc. Am., vol. 63, pp. 1903-1904, 1973.
- 10) S. Y. Shin and L. B. Felsen, "Gaussian beam modes by multipoles with complex source points," J. Opt. Soc. Am., vol. 67, pp. 699-700, 1977.
- 11) 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, vol. J68-C, pp. 1130-1131, 1985.
- 12) M. Yokota, S. He, and T. Takenaka, "Scattering of a Hermite-Gaussian beam field by a chiral sphere," J. Opt. Soc. Am. A, vol. 18, pp. 1681-1689, 2001.
- 13) 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界," 電子情報通信学会電磁界理論研究会, EMT-01-132, 2001.
- 14) A. Ishimaru, Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering, Prentice Hall, New Jersey, 1991.
- 15) L. Tsang, J. A. Kong, and K.-H. Ding, Scattering of Electromagnetic Waves - Theory and Applications -, John-Wiley & Sons, N.Y., 2000.
- 16) 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.
- 17) M. Yokota, T. Takenaka, and O. Fukumitsu, "Relation between conventional and complex-argument Hermite-Gaussian beam and its application to scattering by cylinders," Proceedings of ISAP, pp. 827-830, 1985.
- 18) M. Yokota, T. Takenaka, and O. Fukumitsu, "Scattering of a Hermite-Gaussian beam mode by parallel dielectric circular cylinders," J. Opt. Soc. Am. A, vol. 3, pp. 580-586, 1986.
- 19) 木下政美, "複数のキラル円柱によるエルミート・ガウスビーム波の散乱に関する研究," 宮崎大学工学研究科修士論文, 2003.