Laser Review

ラゲールガウシアンビームと光の軌道角運動量

宮本 洋子
電気通信大学 電気通信学部情報通信工学科，21世紀COEプログラム「コヒーレント光科学の展開」
（〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘1-5-1）

Laguerre-Gaussian Beams and Optical Orbital Angular Momentum

Yoko MIYAMOTO
Department of Information and Communication Engineering, Faculty of Electro-Communications,
The University of Electro-Communications; 21-st Century COE Program "Innovation in Coherent Optical Science"
1-5-1 Chofugaoka, Chofu, Tokyo 182-8585

（Received February 20, 2004）

Laguerre-Gaussian beams are solutions of the paraxial wave equation and carry orbital angular momentum, which can be transferred to trapped particles. Orbital angular momentum of light beams can be better understood by considering angular momentum flux. Phase singularity and orbital angular momentum are different concepts and should be distinguished.

Key Words: Laguerre-Gaussian beam, Optical orbital angular momentum, Angular momentum flux, Optical trapping, Phase singularity

1．はじめに

ラゲールガウシアン（LG）ビーム[1)]は軸対称光学系の伝搬モードやレーザーの発振モードとして知られて来た．1992年，Allenらによって，このビームが偏光とは異なる起源による角運動量を持つことが指摘され[2)]，一躍脚光を浴びることとなった．この角運動量は電磁場の空間分布に起因することから，偏光状態によるスピン角運動量に対して軌道角運動量と呼ばれる．

LGビームのような近軸近似の光ビームの場合は，光の角運動量をスピン部分と軌道部分とに容易に切り分けることができる．しかし一般の電磁場については理論的な困難があった．S. M. Barnettは光の角運動量と角運動量束（optical angular momentum flux）を分けて議論することによって，この問題を解決した[3)]．

本解説ではこの角運動量束について簡単に述べるとともに，実験を中心に代表的な論文を紹介する．より充実した文献リストについてはAllenによるレビューを参照されたい[4,5)]．文献6）は渦を主題としているが軌道角運動量を含む力学的効果にも1章が割かれており，また論文集[7)]も出版されている．

2．ラゲールガウシアンビーム

ヘルムホルツ方程式

$$\left(\Delta + k^2\right)\psi = 0 \tag{1}$$

を円筒座標系（ρ, ϕ, z）で解く． $\psi = \tilde{\psi}\exp(\mathrm{i}kz)$ とおき，近軸近似を適用すると，次の式を得る．

$$\frac{\partial^2\tilde{\psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\tilde{\psi}}{\partial y^2} + 2\mathrm{i}k\frac{\partial\tilde{\psi}}{\partial z} = 0 \tag{2}$$

この方程式の最も基本的な解の1つが，よく知られているガウシアンビームである[1)]：

$$\tilde{\psi} = \left(w_0/w\right)\exp\left[-\rho^2\left(1/w^2 - \mathrm{i}k/2R\right) - i\Phi\right] \tag{3}$$

ただし，wはzでのビーム径，Rは波面の曲率で，

$$w^2 = w_0^2\left[1 + \left(2z/kw_0^2\right)^2\right],\ R = z\left[1 + \left(kw_0^2/2z\right)^2\right] \tag{4}$$

で与えられる．Φは焦点近傍での平面波との位相ずれを表し，$\Phi = \arctan\,(2z/kw_0^2)$である．

（2）式には，ガウシアンビームの他に，w（z）に従ってスケールする構造を持った一連の解が存在する．その中の1つがLGビームであり，ラゲール関数$L_p^{|m|}(x)$を用いて，次の式で与えられる[1)]．

$$\tilde{\psi} = \left(\sqrt{2}\,\rho/w\right)^{|m|} L_p^{|m|}\left(2\rho^2/w^2\right)\exp(\mathrm{i}m\phi) \cdot \left(w_0/w\right)\exp\left[-\rho^2\left(1/w^2 - \mathrm{i}k/2R\right) - \mathrm{i}\Phi\right] \tag{5}$$

wとRはガウシアンビームと同様であり，ビームはビームウエストに向かって収束した後発散する．平面波との位相ずれはモード指数によって異なり，$\Phi = (2p + m + 1)\arctan(2z/kw_0^2)$である．モード指数$m$と$p$のうち，$p$は$\rho$方向のノードの数を表す．最もよく知られているのは一重のドーナツ状の強度分布を持った$p = 0$のものである．

Fig. 1に$p = 0, m = 1, 3$のビームのビームウエストでの強度と位相分布を示す．mが大きくなるにつれてドーナツが大きくなるのが分かる．位相分布は，2πの整数倍だけ異なるものを同じとみなして，$-\pi$からπの範囲に折り畳んで図示している．そのため$-\pi$とπの間に境界線が入って見えているが，$\tilde{\psi}$ 自体は滑らかにつながっている．この図では境界線は中心から外側へ向かう直線として見えているが，波面の曲率が有限の場合は曲線となる．

LGビームは$\exp(im\phi)$という位相因子を持つため，伝搬軸上の点は位相が不定となる位相特異点となる．また伝搬軸を中心にポインティングベクトルに渦(ボーテックス)状の構造が生じ，この渦構造が軌道角運動量の起源となる．

3．光の軌道角運動量束

光の電場を$\boldsymbol{E}$，磁束密度を$\boldsymbol{B}$，真空の誘電率をε_0，透磁率をμ_0とする．光の角運動量密度(optical angular momentum density)$\boldsymbol{j}$は，位置ベクトル$\boldsymbol{r}$と運動量密度$\varepsilon_0(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B})$の外積によって下記のように定義される．

$$\boldsymbol{j} = \varepsilon_0 \boldsymbol{r} \times (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}) \tag{6}$$

あるいは，各成分ごとに

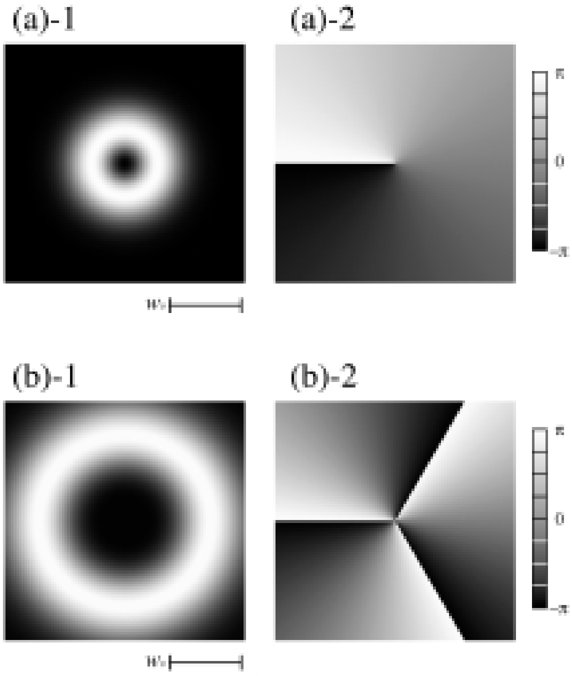

Fig. 1 Intensity distributions ((a)-1, (b)-1) and phase distributions ((a)-2, (b)-2) of Laguerre-Gaussian beams at beam waist. (a) $p = 0, m = 1$. (b) $p = 0, m = 3$.

$$j_i = \varepsilon_0 \varepsilon_{ijk} r_j \varepsilon_{klm} E_l B_m \tag{7}$$

である．ここで指数$i = 1, 2, 3$はそれぞれx成分，y成分，z成分を指し，同じ指数が2つ表れる場合は縮約を取るものとする．またε_{ijk}は$(i, j, k) = (1, 2, 3)$，$(3, 1, 2)$，$(2, 3, 1)$のとき$+1$，$(i, j, k) = (3, 2, 1)$，$(2, 1, 3)$，$(1, 3, 2)$のとき-1，それ以外は0である．AllenらはLGビームについてこの角運動量密度を計算し，z成分の時間平均について，

$$\bar{j}_z \propto \frac{m}{\omega}|\tilde{\psi}|^2 + \frac{\sigma_z \rho}{2\omega}\frac{\partial|\tilde{\psi}|^2}{\partial\rho} \tag{8}$$

という結果を得た[2)]．ここでωは光の角周波数である．σ_zは偏光状態を表し，右回り円偏光では-1，左回り円偏光では$+1$，直線偏光では0である．mに比例する第1項が軌道部分，σ_zに依存する第2項がスピン部分と解釈される．

軌道角運動量に関する研究は従来この角運動量密度についての結果を元にして来たが，一般の電磁場については軌道部分とスピン部分の分離がうまく定義できないという問題があった．これに対してBarnettは角運動量の「流れ」に着目すべきだと考え，光の角運動量束(optical angular momentum flux)の検討を行った[3)]．角運動量束密度(angular momentum flux density)は，運動量束密度(momentum flux density)

$$T_{ij} = \frac{1}{2}\delta_{ij}\left(\varepsilon_0 E^2 + \mu_0^{-1} B^2\right) - \varepsilon_0 E_i E_j - \mu_0^{-1} B_i B_j \tag{9}$$

を用いて，

$$M_{li} = \varepsilon_{ijk} r_j T_{kl} \tag{10}$$

と定義される．δ_{ij}はクロネッカーのデルタである．
M_{li}は角運動量のi成分のl方向の流れを表し，j_iとの間には連続の式

$$\frac{\partial}{\partial t} j_i + \frac{\partial}{\partial r_l} M_{li} = 0 \tag{11}$$

が成り立つ．

角運動量束密度の時間平均を伝搬軸に垂直な平面にわたって積分したものが，伝搬方向の角運動量束$\mathcal{M}_{zz}$であり，この量についてはスピン部分と軌道部分の分離を容易に定義することができる．電場E_iと磁束密度B_iに対応する複素場$\mathcal{E}_i$と$\mathcal{B}_i$を次のように導入する．

$$E_i = \mathrm{Re}\left[\mathcal{E}_i \exp(-\mathrm{i}\omega t)\right] \tag{12}$$

$$B_i = \mathrm{Re}\left[\mathcal{B}_i \exp(-\mathrm{i}\omega t)\right] \tag{13}$$

すると，$\mathcal{M}_{zz}$はスピン部分$\mathcal{M}_{zz}^{\mathrm{spin}}$と軌道部分$\mathcal{M}_{zz}^{\mathrm{orbit}}$に次のように分けられる．ただし$c$は光速である．

$$\mathcal{M}_{zz}^{\mathrm{spin}} = \frac{\varepsilon_0 c^2}{2\omega}\mathrm{Re}\left[-\mathrm{i}\iint \rho \mathrm{d}\rho \mathrm{d}\phi \left(\mathcal{E}_x \mathcal{B}_x^* + \mathcal{E}_y \mathcal{B}_y^*\right)\right] \tag{14}$$

$$\mathcal{M}_{zz}^{\mathrm{orbit}} = \frac{\varepsilon_0 c^2}{4\omega}\mathrm{Re}\Bigg[-\mathrm{i}\iint \rho \mathrm{d}\rho \mathrm{d}\phi \left(-\mathcal{B}_x^* \frac{\partial}{\partial\phi}\mathcal{E}_y + \mathcal{E}_y\frac{\partial}{\partial\phi}\mathcal{B}_x^* - \mathcal{E}_x \frac{\partial}{\partial\phi}\mathcal{B}_y^* + \mathcal{B}_y^*\frac{\partial}{\partial\phi}\mathcal{E}_x\right) \tag{15}$$

特に，$\mathcal{E}_x$と$\mathcal{E}_y$のϕ依存性がexp(i$m\phi$)で与えられz方向に伝搬するビームについては，パワー(エネルギー束)$\mathcal{F}$に対して

$$\mathcal{M}_{zz}^{\mathrm{spin}} = \frac{\sigma_z}{\omega}\mathcal{F} \tag{16}$$

$$\mathcal{M}_{zz}^{\mathrm{orbit}} = \frac{m}{\omega}\mathcal{F} \tag{17}$$

となる．

このように角運動量束を導入することによって，一般の電磁場についてスピン部分と軌道部分をすっきりと分けることができる．また，物体との相互作用等を議論するには，角運動量密度よりは角運動量束密度の方が適している．ただし近軸近似の場合においては，角運動量束密度と角運動量密度の時間平均について $\overline{M}_{zz} \sim c\bar{j}_z$ が成り立ち，従来の角運動量密度による議論をほぼそのまま用いることができる．

4. ラゲールガウシアンビームの生成

LGビームは条件を整えればレーザーからほぼ直接得ることができる[8,9]．レーザーの発振モードとしては TEM_{01}^* のように*を用いて表記される．しかし一般にはレーザー共振器内の非点収差により，エルミートガウシアン(HG)モードでの発振の方が起きやすい．円筒レンズを用いたモード変換器により，HGビームからLGビームを生成することができる[10,11]．ガウシアンビームの一部にガラス板を挿入して得られる疑似HGモードからも生成が可能である[12]．ルビジウムの蒸気に磁場を用いて書き込んだ位相を光で読み出すことによってLGビームを生成する実験も行われている[13]．

最も簡便で広く用いられているのは計算機ホログラムによる生成である．ホログラムを用いてガウシアンビームに位相因子exp (i$m\phi$)を付加すると，自然に中心に穴が開いてドーナツ状のビームが生成される．入射光に対してLGビームが同軸に生成される同軸ホログラム[14]や位相プレート[15]はmの異なる成分の分離に問題があるため，非同軸ホログラム[16-18]を用いるのが一般的である．我々のグループでは，電子ビームによる微細加工を用いて作成した位相ホログラムによるLGビームの生成を行っている[19,20]．

我々のグループで作成しているホログラムの設計パターンをFig. 2に示す．非同軸ホログラムでは付加する位相因子はexp{i[$m\phi$ +($2\pi/d$) x]}であるが，実際にはこの位相分布をそのまま実現するのではなく，-π(図の黒い部分)からπ(図の白い部分)の範囲に折り畳んだものをガラス基板上のポリマー膜の厚みの分布として実現する．透明なポリマーをそのまま透過型ホログラムとして使用するほか，金属を蒸着した反射型ホログラムも作成している．

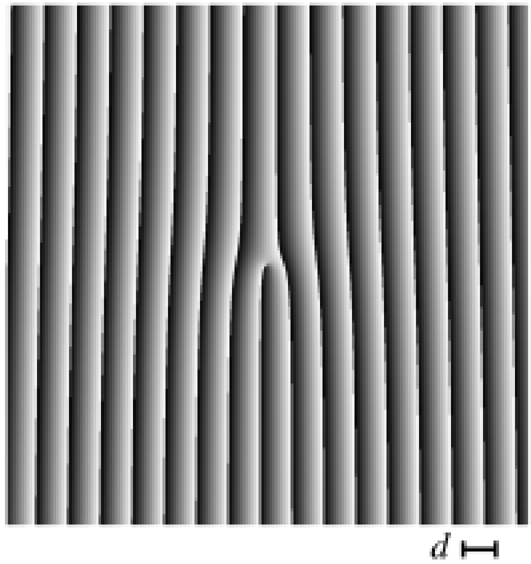

Fig. 2 Hologram pattern for an off-axis phase hologram for m = 1 beam. Scale for hologram pitch d is shown at bottom.

基本ピッチdは通常5～10 μmとし，回折効率は65 %程度を達成している．

Fig. 2のホログラムは中心に欠陥を持つ回折格子と見なすことができる．1次回折光が位相因子exp(i$m_0\phi$)を持つ場合，s次回折光は位相因子exp(i$sm_0\phi$)を持つビームとなる．回折角θは波長λ，回折次数sのときsin θ = ($s\lambda/d$)で与えられるので，波長が簡単な整数比の場合は回折次数の組み合わせをうまく選ぶことによって複数波長のLGビームを同軸に発生させることができる[21]．Fig. 3は波長1064 nmと532 nmのガウシアンビームを同軸にFig. 2のホログラムに入射させ，同じ方向に出力された2波長のビームを撮影したものである．波長1064 nmのビームは1次回折光で，m = 1のLGビームとなっている．532 nmのビームは2次回折光なのでm = 2となっている．位相因子のみを付加するホログラムでは厳密にpを選択することはできないが，いずれのビームもほぼp = 0のビームとなっている．

Fig. 3のm = 2のビームの位相分布((b)-2)では，中心の位相特異点が1つでなく2つに分かれて見えている．$|m|$ >1のビームではこのような分裂が起きやすいことが知られている[22]．原因の1つとして加工装置の特性によるホログラムの歪みが考えられるので，複数のホログラムを用いてこの歪みを補正する実験を行っている[23]．また複数のホログラムを用いれば広帯域ビームの回折角拡がりを補正することも可能である．モード同期チタンサファイアレーザーを用いて，パルス幅175 fsのLGビームを発生させることに成功している[24]．

5. 軌道角運動量の実験的確認

光のスピン角運動量については，複屈折を持つ物体に生じるトルクの測定実験[25]がよく知られている．

軌道角運動量についても，光トラップ[26]中の微粒子に生じるトルクの観測が行われている．光吸収によって光

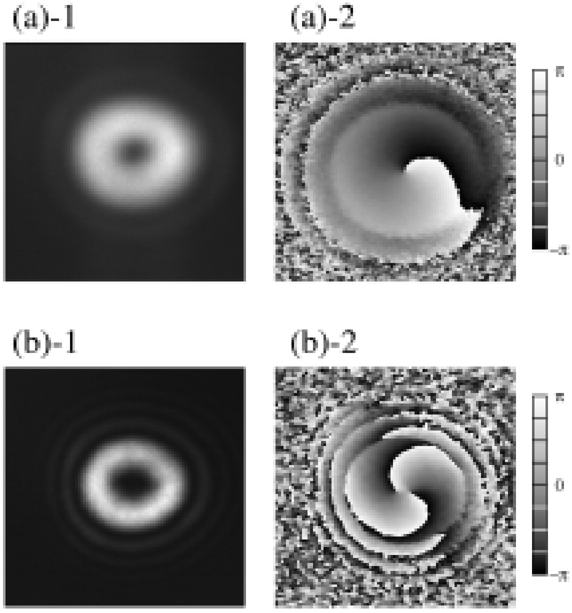

Fig. 3 Intensity distributions ((a)-1, (b)-1) and phase distributions ((a)-2, (b)-2) of beams generated by hologram (6.2 mm × 6.2 mm area). The distributions were recorded at the same position, with filters to select each wavelength. (a) $m = 1$ beam with wavelength λ =1064 nm.(b) $m = 2$ beam with λ =532 nm, coaxially generated with the λ =1064 nm beam.

の軌道角運動量がマクロな物体の回転に変換されること[27]，電子の軌道角運動量と同じくスピン角運動量との合成が可能であること[28]が確認されている．特に$m = 1$のビームについては円偏光によるスピン角運動量との打ち消し合いが観測されている[29]．

物体がどのように角運動量を受け取るかは，物体の大きさによって異なる．ドーナツ状の強度分布の穴よりも微粒子が大きく，ビームの中心にトラップされる場合は，上述のように軌道角運動量とスピン角運動量を合成して考えるのがよい．一方，小さな微粒子の場合は，ドーナツの環の部分にトラップされる．この時，微粒子はLGビームの一部としか相互作用しないため，光は場所によって傾きの異なる平面波として感じられる．そのような場合には，スピン角運動量は微粒子のその場回転に変換され，軌道角運動量は傾きが徐々に変化する平面波に押されて微粒子がドーナツの環を一周する運動となって表れる[30]．この場合には2種類の角運動量を合成して議論することは不適切となる．

LGビームは冷却原子の光トラップの実験にも使われている[31]．またTabosaらは冷却セシウム原子について光ポンピングによる軌道角運動量の書き込みを報告しているが，回転運動を観測するには至っていない[32]．

6．位相特異点の次数と軌道角運動量

光の軌道角運動量はLGビームに関する議論をきっかけとして着目されるようになったため，位相特異点の次数と混同されがちである．しかし実際には両者は異なる概念である．

位相特異点の次数は，特異点を囲む閉経路上の位相勾配の積分値を2πで割ったものである．簡単のためx方向の直線偏光を考えると，次数Cは

$$C = \frac{1}{2\pi}\int d\phi \frac{\partial}{\partial\phi}\mathrm{Arg}(\mathcal{E}_x) \tag{18}$$

となる．これに対して，近軸近似では$\mathcal{B}_y \sim \mathcal{E}_x/c$，$\mathcal{B}_x \sim -\mathcal{E}_y/c = 0$だから，伝搬方向の軌道角運動量束は，

$$\mathcal{M}_{zz}^{\mathrm{orbit}} = \frac{\varepsilon_0 c}{i2\omega}\iint \rho d\rho d\phi \mathcal{E}_x^* \frac{\partial}{\partial\phi}\mathcal{E}_x \tag{19}$$

となる．振幅にϕ依存性がない場合は両者は比例関係にあるが，一般には別の量であることが分かる．

円筒レンズを通過した位相特異点の次数が反転する例が報告されているが[33]，レンズ通過後の伝搬は自由空間中で行われるので反転の前後で軌道角運動量は変化しないはずである．我々は非点収差を与えたLGビームの伝搬について広範囲にシミュレーションを行って来たが[20,34]，上記のような位相特異点の反転の他，再反転が起きるケースもある．Fig. 4に反転が起きる場合を示す．位相分布の-πとπの間の境界線に沿ってビームの中心から外側に向かうとき，反転前の位相分布（(a)-2）では境界線の右側がπ，左側が-πであるのに対して，反転後（(b)-2）は右側が-π，左側がπとなっており，位相の回転方向が逆転している．また同時に位相特異点の分裂も起きている．

このような反転・再反転が起きる場合について数値的に軌道角運動量を計算してみたところ，理論通り一定で

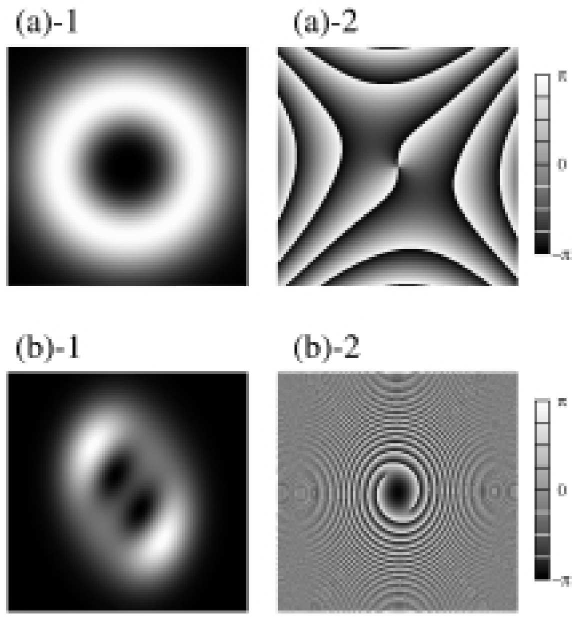

Fig. 4 Intensity distributions ((a)-1, (b)-1) and phase distributions ((a)-2, (b)-2) of astigmatic Laguerre-Gaussian beam (numerical simulation for wavelength 632.8 nm). (a) Initial beam at $z = 0$ mm with $p = 0$, $m = 2$, spot size parameter w = 300 μm, wavefront curvature in x and y directions $R_x = -100$ μm and $R_y = 100$ μm (1 mm × 1 mm area). (b) Beam after phase singularity inversion ($z = 600$ mm, 8 mm × 8 mm area).

あることが確認された[35,36]．位相特異点の反転に伴って位相分布の対称軸と振幅分布の対称軸の間にねじれが生じるが，このねじれが軌道角運動量の一部を担っていることが分かって来ている．

将来，光の軌道角運動量の利用技術が精密化するにつれてビームの軌道角運動量を正確に見積もる必要が高まると考えられるが，位相特異点のみに惑わされず強度分布も含めて検討することが大切である．

7．おわりに

光の軌道角運動量およびラゲールガウシアンビームに関する研究は10年あまりの間に大きく進展して来た．

スピン角運動量との切り分けはBarnettの論文によって整理され，新たな理論的発展につながることが期待される．

物体へのトルク付与は「光スパナ」として応用が進められつつある．最近ではさらに，光子の軌道角運動量のもつれ合いに関する研究が進行中であり[37-39]，量子情報技術等への発展が期待される．

参考文献

1）H. Kogelnik and T. Li: *Proc. IEEE* **54**（1966）1312.
2）L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman: Phys. Rev. A **45**（1992）8185.
3）S. M. Barnett: J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **4**（2002）S7.
4）L. Allen, M. J. Padgett, and M. Babiker: Prog. Opt. **39**（1999）291.
5）L. Allen:J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **4**（2002）S1.
6）M. Vasnetsov and K. Staliunas（Eds.）: *Optical Vortices*（Nova Science Publishers, Inc., Commack, 1999）.
7）L. Allen, S. M. Barnett, and M. J. Padgett（Eds.）: *Optical Angular Momentum*（Institute of Physics Publishing, Bristol, 2003）.
8）J. M. Vaughan and D. V. Willets: J. Opt. Soc. A **73**（1983）1018.
9）C. Tamm and C. O. Weiss: J. Opt. Soc. Am. B **7**（1990）1034.
10）M. W. Beijersbergen, L. Allen, H. E. L. O. van der Veen, and J. P. Woerdman: Opt. Comm. **96**（1993）123.
11）M. Padgett, J. Arlt, N. Simpson, and L. Allen: Am. J. Phys. **64**（1996）77.
12）Y. Yoshikawa and H. Sasada: J. Opt. Soc. Am. A **19**（2002）2127.
13）D. Akamatsu and M. Kozuma: Phys. Rev. A **67**（2003）023803.
14）N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, and A. G. White: Opt. Lett. **17**（1992）221.
15）M. W. Beijersbergen, R. P. C. Coerwinkel, M. Kristensen, and J. P. Woerdman: Opt. Comm. **112**（1994）321.
16）V. Yu. Bazhenov, M. V. Vasnetsov, and M. S. Soskin: JETP Lett. **52**（1990）429.
17）N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, H. Rubinsztein-Dunlop, and M. J. Wegener: Opt. Quantum Electron. **24**（1992）S951.
18）H. He, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop: J. Mod. Opt. **42**（1995）217.
19）Y. Miyamoto, M. Masuda, A. Wada, and M. Takeda:*Proc. SPIE* **3740**（1999）232.
20）A. Wada, Y. Miyamoto, T. Ohtani, N. Nishihara, and M. Takeda: *Proc. SPIE* **4416**（2001）376.
21）西原 昇，大谷 巧，和田 篤，宮本 洋子，武田 光夫：Optics Japan 2001 講演予稿集（2001）245.
22）I. V. Basistiy, V. Yu. Bazhenov, M. S. Soskin, and M. V. Vasnetsov: Opt. Comm. **103**（1993）422.
23）大湊 寛之，和田 篤，米村 高志，宮本 洋子，武田 光夫：Optics Japan 2003 講演予稿集（2003）328.
24）Y. Miyamoto, N. R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop, A. Wada, T. Ohtani, N. Nishihara, and M. Takeda: *International Quantum Electronics Conference 2002, Moscow*（2002）59.
25）R. A. Beth: Phys. Rev. **50**（1936）115.
26）A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu: Opt. Lett. **11**（1986）288.
27）H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop: Phys. Rev. Lett. **75**（1995）826.
28）M. E. J. Friese, J. Enger, H. Rubinsztein-Dunlop, and N. R. Heckenberg: Phys. Rev. A **54**（1996）1593.
29）N. B. Simpson, K. Dholakia, L. Allen, and M. J. Padgett: Opt. Lett. **22**（1997）52.
30）A. T. O'Neil, I. MacVicar, L. Allen, and M. J. Padgett: Phys. Rev. Lett. **88**（2002）053601.
31）T. Kuga, Y. Torii, N. Shiokawa, and T. Hirano: Phys. Rev. Lett. **78**（1997）4713.
32）J. W. R. Tabosa and D. V. Petrov: Phys. Rev. Lett. **83**（1999）4967.
33）G. Molina-Terriza, J. Recolons, J. P. Torres, L. Torner, and E. M. Wright: Phys. Rev. Lett. **87**（2001）023902.
34）A. Wada, Y. Miyamoto, T. Ohtani, N. Nishihara, and M. Takeda: *Proc. SPIE* **5137**（2003）177.
35）Y. Miyamoto, A. Wada, H. Ohminato, and M. Takeda: *16th International Conference on Laser Spectroscopy*（*ICOLS 03*）*, Palm Cove*（2003）199.
36）和田 篤，大湊 寛之，宮本 洋子，武田 光夫： 日本物理学会講演概要集 **58-2**（2003）123.
37）A. Mair, A. Vaziri, G. Weihs, and A. Zeilinger: Nature **412**（2001）313.
38）N. K. Langford, R. B. Dalton, M. D. Harvey, J. L. O'Brien, G. J. Pryde, A. Gilchrist, S. D. Bartlett, and A. G. White: e-print quant-ph/0312072（2003）.
39）川瀬 大輔，辻野 賢治，竹内 繁樹，笹木 敬司，和田 篤，大湊 寛之，西原 昇，宮本 洋子：日本物理学会講演概要集 **58-2**（2003）124.