

トポロジカル光波とその広がる可能性

尾松 孝 茂*, **

Topological Lightwaves and Their Potential Applications

Takashige OMATSU

Topological lightwaves such as optical vortices and radially polarized beams have a potential to be applied to various fields such as optical manipulation, super resolution microscopy, and optical telecommunication. For instance, optical vortices exhibit an annular intensity profile and orbital angular momentum owing to a spiral wavefront. Radially polarized beams also enable us to create longitudinal electric field in a focal plane with a tightly focusing. Recently, we and our co-workers have discovered that optical vortices can provide us to form chiral structured materials on nano-scale. In this paper, we review a recent progress of topological lightwaves and their applications. In particular, we address physical properties of chiral structured materials formed by irradiation of optical vortices.

Key words: structured light, singular optics, lasers, nonlinear optics, optical material processing

レーザー共振器の固有モードであるエルミート・ガウスビームとは異なる螺旋波面をもつ光渦¹⁻³⁾、円偏光や直線偏光とは異なる動径方向（あるいは方位方向）に沿った偏光を示す径偏光（あるいは方位偏光）ビーム⁴⁻⁶⁾など、波面や偏光のトポロジカルな構造を制御することで発生する光波を、トポロジカル光波と総称する。

トポロジカル光波のひとつであるラゲール・ガウスビームが示す角運動量⁷⁾について1992年にL. Allenらが論文発表してから、すでに20年が経過する。多くの研究者が指摘してきたように、トポロジカル光波には大きな潜在的可能性がある。しかしながら、トポロジカル光波に関するこれまでの研究は、主として空間伝搬などに関する理論、あるいは、ごく初歩的な基礎実験がほとんどであった。

ところが、この数年、トポロジカル光波に関する研究者数や研究論文数が急増し、大きなブレイクを予感させるものがある。図1に示したのは米国光学学会の主要学術誌（Optics Express, Optics Letters, JOSA A & B, Applied Optics）に掲載された光渦、径偏光ビームに関する論文数の推移を示す（■は総和、□は光渦のみ）。2000年以前にはわずかに年数編しかなかった論文数が、2012年と2013年

（7月時点）の2年間ですでに130編を超える。特に、2004年を境に論文数の伸びは顕著である。

なぜトポロジカル光波が注目を集めているのか、トポロジカル光波のおもな性質を列挙して考えてみよう。第一に、最も重要な特徴である偏光に依存しない角運動量（軌道角運動量）を示すことである。例えば、光渦であるラゲール・ガウスビームは、1光子あたり mh の軌道角運動量を示す。さらに、円偏光によって現れるスピン角運動量 sh と合成すると、1光子あたり jh で与えられる全角運動量を示す⁸⁾。第二に、光のベクトル性が強く現れることである。例えば、径偏光ビームを強く集光すると、軸場縦電場が現れる。そして第三に、円筒座標系における近軸固有モードであるため、空間伝搬しても強度分布が変わらないことである。

これら3つの性質を活用したさまざまな応用が提案されている。特にレーザー加工や光通信などの分野で、具体的な応用研究が目に見えて増えている。その多くは1992年当時から提案されていたが、当時はトポロジカル光波を高出力かつ高効率に発生させるための光学素子やレーザー技術が未成熟であったために、現実性がほとんどなかった。

*千葉大学大学院融合科学研究科（〒263-8522 千葉市稲毛区弥生町 1-33） E-mail: omatsu@faculty.chiba-u.jp

**科学技術振興機構 CREST（〒332-0012 川口市本町 4-1-8 川口センタービル）

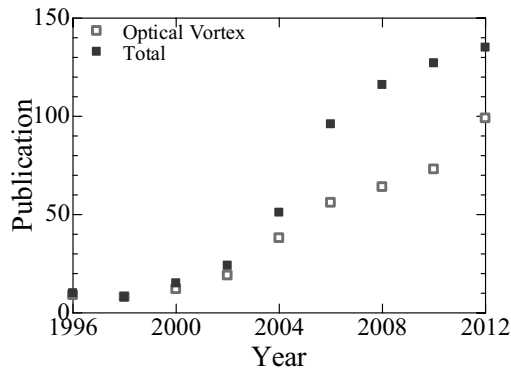


図1 米国光学学会の主要論文誌に掲載された論文数の推移。

1990年後半から2000年初頭におけるレーザー性能の飛躍的な向上によって、初めて可能になったといえる。

個々の事例に関する詳細は個別の解説記事を参照していただくとして、本稿では、トポロジカル光波の発生、制御、ナノ光加工を中心とする応用研究を中心に解説する。

1. ヘルムホルツ方程式とトポロジカル光波

1.1 ラゲール・ガウスビームと軸対称偏光ビーム⁹⁻¹¹⁾

トポロジカル光波の代表的なものに、ラゲール・ガウスビームがある。ヘルムホルツ方程式をスカラー場で考えたとき、その近軸固有解はラゲール・ガウスビームになる(図2)。ラゲール・ガウスビームは一般に、円筒座標系における方位方向の周期的境界条件から現れる量子数 m (トポロジカルチャージ) と動径方向の量子数 p で特徴づけられ、ビームウエストの位置における電場 $E(r, \phi)$ は

$$E(r, \phi) \propto \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega_0} \right)^{|m|} L_p^{|m|} \left(\frac{2r^2}{\omega_0^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} + im\phi \right) \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 ω_0 は光のビームウエストサイズ、 r, ϕ はそれぞれ円筒座標系の動径と方位角度である。ラゲール・ガウスビームの特徴である軌道角運動量を決めるのは方位方向の量子数トポロジカルチャージであり、1光子あたりの角運動量は mh になる。したがって、動径方向の量子数 p は0であることが多い。

参考までに、円筒座標系の変数分離解であるベッセルビーム(図3)は同じくトポロジカルチャージ m を量子数

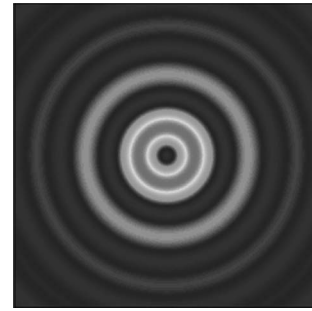


図3 1次ベッセルビームの強度分布。多重の輪帯が特徴。

としてもつ。また、ビーム断面内の強度分布が空間伝搬しても不変であるため、非回折ビームともよばれる。ベッセルビームは次の式で与えられる。

$$E(r, \phi, z) \propto J_m \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r \right) e^{im\phi} e^{ik_z z} \quad (2)$$

ここで、 k_z は波数の z 成分である。このように、軌道角運動量は波面の螺旋性によって現れる。一方、スピン角運動量 sh は円偏光に由来する。また、 m と s の符号から、光波の波面あるいは電場の螺旋性の向きが定義できる。同じ強度分布をもちながら異なる符号の軌道角運動量あるいはスピン角運動量をもつ光は、螺旋性が反転しているという。光の軌道角運動量、あるいは、スピン角運動量がサブミクロンサイズの微粒子に作用すると、微粒子は公転運動、あるいは、自転運動する。この微粒子の回転運動から、軌道角運動量とスピン角運動量、さらには、ベクトル和である全角運動量 jh の大きさと符号が可視化できる。

ヘルムホルツ方程式をベクトル場で考え、円偏光ラゲール・ガウスビームを重ね合わせると、径偏光ビーム(あるいは方位偏光ビーム)が生成される(図4)。これらのビームを軸対称偏光ビームと総称している。径偏光ビーム(方位偏光)の光を集光して物質に垂直入射させると、物質に対して常に p 偏光(s 偏光)になる。一般に光の反射率は偏光方向によって大きく変化するため、軸対称偏光ビームは空間的に一様で偏光に依存しない物質との相互作用が期待できる。また、径偏光ビームは高NAのレンズで集光すると強い軸場電場が現れ、そのスポット径は、いわゆるスカラー場において回折限界として知られるレイリーリミッ

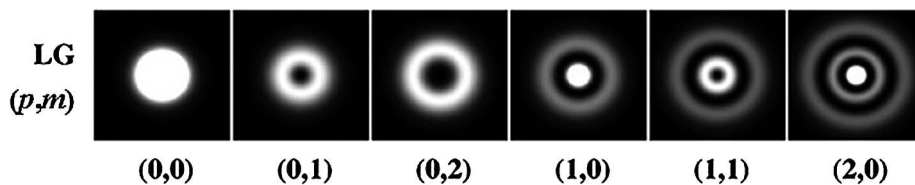


図2 ラゲール・ガウスビームの強度分布。 p は動径方向の量子数、 m は方位方向の量子数を示す。

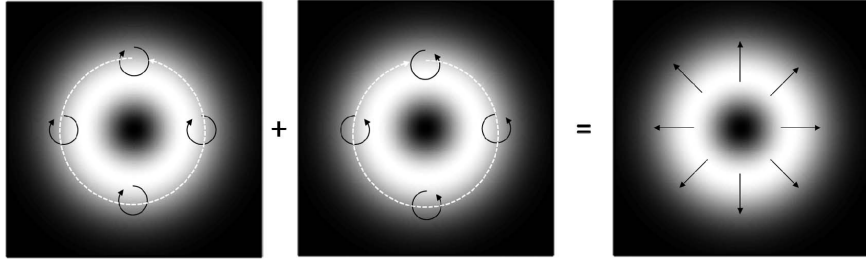


図4 円偏光光渦ビームから軸対称偏光（径偏光）ビームへの変換例。

トより小さくなる。

1.2 全角運動量密度¹²⁻¹⁴⁾

光の角運動量はビーム断面内における方位方向のポインティングベクトルから導き出され、全角運動量密度の空間分布 $j_{m,s}(r)$ は次の式で与えられる。

$$j_{m,s}(r) = \epsilon_0 \left\{ \omega m |u_m|^2 - \frac{1}{2} \omega s r \frac{\partial |u_m|^2}{\partial r} \right\} \quad (3)$$

ここで、 m はトポロジカルチャージ、 s はスピン角運動量を表す量子数 ($0, \pm 1$)、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 $|u_m|^2$ は光の強度分布、 ω は光の角周波数、 r は円筒座標系の動径である。 $p=0$ 、 $m \neq 0$ であるラゲール・ガウスビームを仮定すると、 $|u_m|^2$ は

$$|u_m|^2 \propto \frac{1}{|m|!} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega_0} \right)^{2|m|} \exp(-2r^2/\omega_0^2) \quad (4)$$

で与えられる。その結果、 $j_{m,s}(r)$ は

$$j_{m,s}(r) \propto \frac{\omega}{|m|!} \left(m - |m|s + s \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega_0} \right)^2 \right) \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega_0} \right)^{2|m|} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (5)$$

になる。これらの式から、

$$j_{m,s} = -j_{-m,-s} \quad (6)$$

$$j_{m,0} = j_{m-\frac{m}{|m|}, \frac{m}{|m|}} \quad \text{for } |m| \geq 2 \quad (7)$$

の関係式が得られる。式 (6) から、光の螺旋性が反転すると、全角運動量密度の絶対値は変わらず、符号だけが反転することがわかる。また、式 (7) より、軌道角運動量 $m=m$ 、スピン角運動量 $s=0$ の場合と $m=m \pm 1$ 、 $s=\mp 1$ の場合では、全角運動量密度の空間分布が完全に縮退していることが理解できる (図5)。

2. トポロジカル光波の発生法

エルミート・ガウスビームとラゲール・ガウスビームはともにヘルムホルツ方程式の近軸固有解であり、基底とす

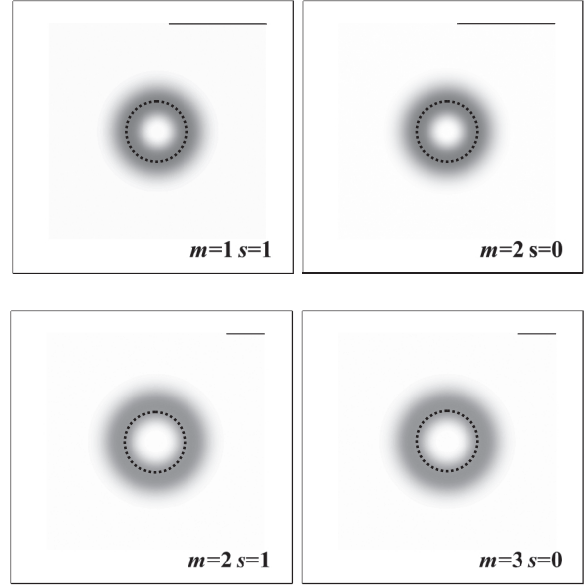


図5 全角運動量密度の空間分布。濃淡は全角運動量密度の大小を示し、破線は光渦のモードフィールド径を示す。

る座標系が違うだけである。したがって、両者は互いに可換であり、変換にはシリンドリカルレンズ対が使われる¹⁵⁾。エルミート・ガウスビームは直交する2つのエルミート・ガウスビームに展開でき、シリンドリカルレンズ対は直交するモード間の位相差を制御する役割を担い、ラゲール・ガウスビームへとモード変換する。モード変換則は

$$HG_{m,n} = LG_{\min(m,n), m-n} \quad (8)$$

で与えられる (図6)¹⁶⁾。

また、ガウスビームからラゲール・ガウスビームへ変換するには、螺旋位相板 (方位方向に沿って16あるいは32分割された位相板で、方位方向に沿って1周すると 2π の整数倍の位相シフト量を与える)¹⁷⁾ や、ホログラム¹⁸⁾ などの波面変調素子を用いる方法が知られている。これらの光学素子を用いると、挿入損失、回折損失が必ず伴う。また、波長域によってはこれらの光学素子が使用できない場合も多い。

2.1 光渦ファイバーレーザー

ガウスビームをラゲール・ガウスビームへ変換する有効

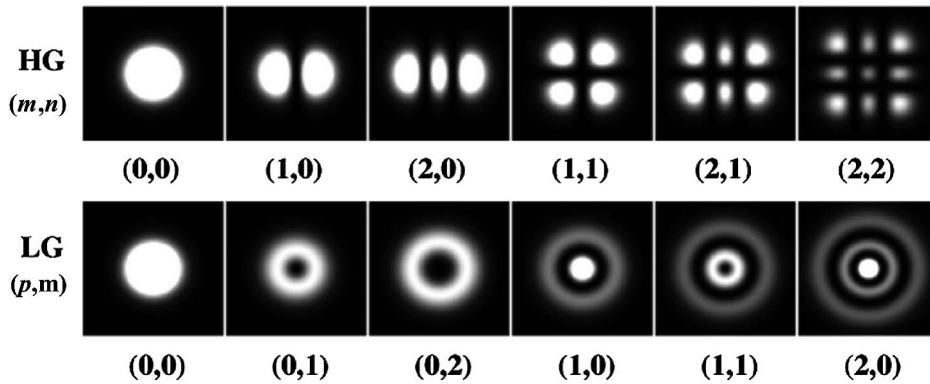


図6 エルミート・ガウスビームとラゲール・ガウスビームのモード変換。

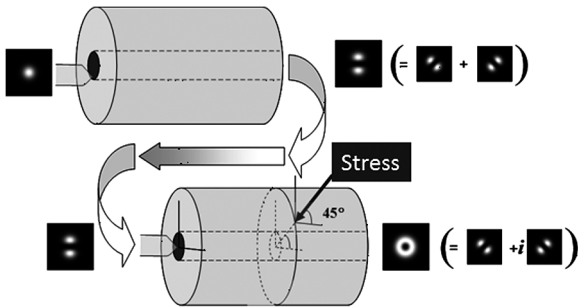


図7 ファイバーを用いたモード変換の基本概念図。

な方法のひとつに、円筒対称性を有するファイバーを用いる方法がある¹⁹⁾。しかしながら、ファイバー内で選択的に高次モードを励振させる必要があるため、大きな損失を伴い、変換効率は最大でもたかだか30%程度である。そこでわれわれは、ファイバー内で光渦を発生させると同時にレーザー増幅によって結合損失を上回る実効的な光増幅が可能なYb添加ラージモードエリアファイバー増幅器(ファイバー増幅器)をモード変換器として用いる方法を提案した²⁰⁻²²⁾。基本概念図を図7に示す。ガウスモードを光軸からわずかに外してファイバー増幅器へ入射し、ファイバーの高次モードであるLP₁₁モードを選択的に励振する。LP₁₁モードは互いに直交するLP₁₁モードに展開できる。ファイバーに加圧することでファイバーに現れる応力性複屈折により直交するLP₁₁モード間の位相差が $\pi/2$ もしくは $-\pi/2$ となると、LP₁₁モードは光渦に変換される。

ファイバー増幅器に入射するマスターレーザーにNd:YVO₄レーザー(CWモードロックもしくはQスイッチ、波長1064nm)を使用し、増幅器には長さ4m、コア径30 μ m、クラッド径400 μ mのYbドープダブルクラッドファイバーを使用した。また、ファイバー増幅器の励起には、975nm半導体レーザー(ファイバー径200 μ m、最大出力75W)を用いた。実験配置図を図8に示す。

マスターレーザーがピコ秒レーザー(繰り返し周波数

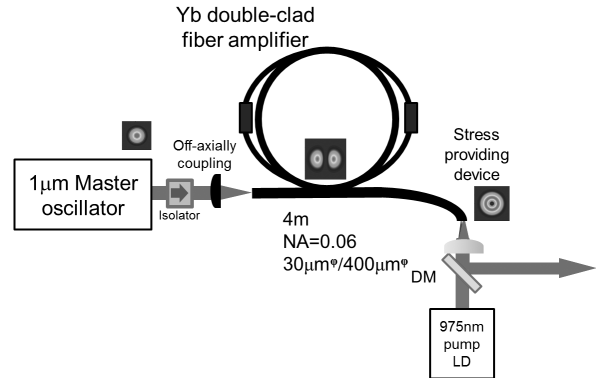


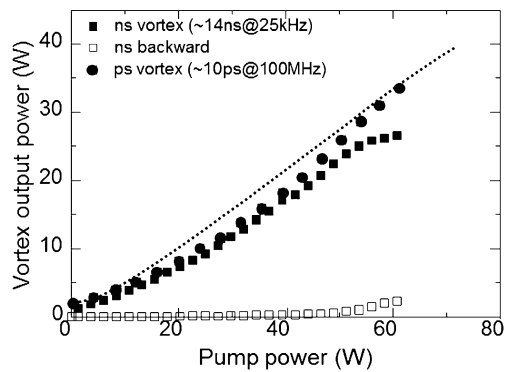
図8 ファイバー増幅器を用いた光渦レーザーの実験配置図。

100 MHz)の場合、最大出力33Wが得られ、光-光変換効率は50%を超えている(図9)。出力光のパルス幅は ~ 11 psであった。マスターレーザーがQスイッチレーザーの場合、誘導ブリュアン散乱に起因する後方散乱光の影響によりレーザー出力が25W(パルスエネルギー1mJ)を超えると飽和し始める。

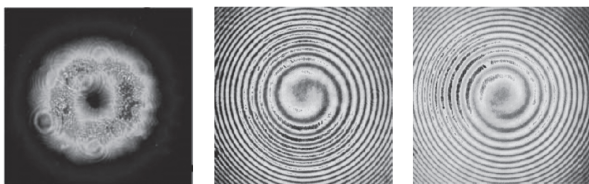
ピコ秒パルスでもナノ秒パルスでも、出力光の空間強度分布はドーナツ型になる(図9)。また、発生した光渦と光渦の波面の一部を切り出して作った球面波との干渉によって得られる干渉縞が螺旋を描くことから、波面中央に位相特異点があることがわかる。さらに、螺旋波面の向きはファイバーへの加圧を調整することで反転する。また、ファイバー内で高次モードが励振できるようにマルチモードファイバーを使用する必要がある。

2.2 トポロジカル光波を発振するレーザー共振器

レーザー共振器から直接トポロジカル光波を発生させることができれば、追加の光学素子が不要になると同時に、高出力化が可能になる。しかしながら、通常のレーザー共振器はxy座標系に従うので、エルミート・ガウスビームが固有モードであり、ラゲール・ガウスビームを発振させることは難しい。この問題を克服するいくつかの方法が提



(a)



(b)

(c)

(d)

図9 光渦ファイバーレーザーの性能。(a) 励起パワーに対するレーザー出力, (b) 空間ビームパターン, (c) (d) 光渦ビームと球面参照波面との干渉縞パターン。加圧の変化により渦の向きが時計回りから反時計回りへと反転する。

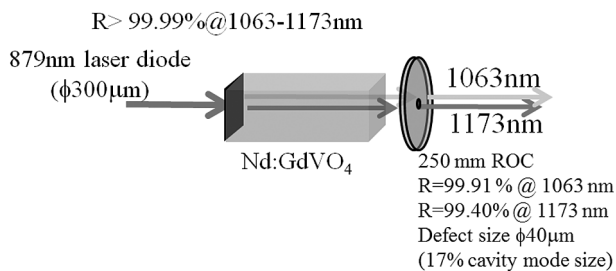


図10 光渦ラマンレーザー。出力鏡の中央部に欠陥を作って、ガウスビームの発振を抑制している。

案されている。最も容易な方法は、共振器ミラーの中央部に小さな暗点を作り、ガウスビームの発振を抑制すると同時に円筒対称性を共振器に与える方法である。この方法を用いたラゲール・ガウスビームのレーザー発振が He-Ne レーザーや Nd:YAG レーザーで報告されている^{23,24)}。われわれは、この方法を Nd:YVO₄ レーザーに適用して、1 μm と 1.2 μm の 2 波長でラゲール・ガウスビームが同時発振するレーザーを開発した²⁵⁾ (図 10)。Nd:YVO₄ は強いラマン散乱を示すレーザー結晶である。その誘導ラマン散乱を利用することで、2 波長同時発振が可能になる。レーザー出力は CW で 1 μm 光、1.2 μm とともに ~0.4 W であった。これら 2 つの波長の第二高調波を発生させれば、532 nm と 600 nm で発振する光渦レーザーが開発でき、後述する超解像顕微鏡に応用できる。この方法は、簡便であらゆるレーザーに応用可能である反面、トポロジカルチャージの

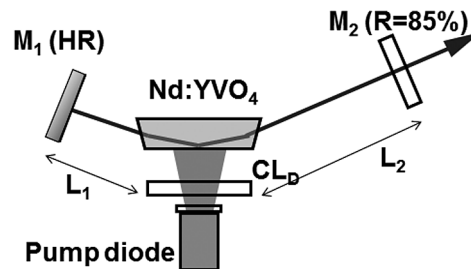


図 11 側面励起光渦レーザーの実験配置図。レーザー結晶に Nd:YVO₄ を用いている。

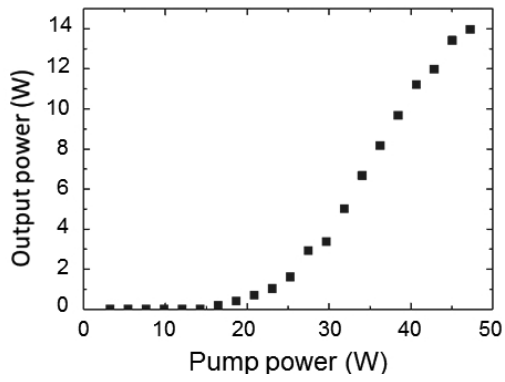
符号は共振器のミスアライメントで全くランダムに決まり、制御が難しい。

次に、励起光とラゲール・ガウスビームの空間的な重なり積分を大きくするために、励起光をドーナツ・ビームに強度変調する方法がある²⁶⁻²⁸⁾。Nd:YVO₄ レーザーや Er:YAG レーザーなどで、トポロジカル光波の発生がすでに確認されている。励起光学系にアキシコンレンズやキャピラリーファイバーなどの特殊な光学系が必要であるため、報告例は少ない。

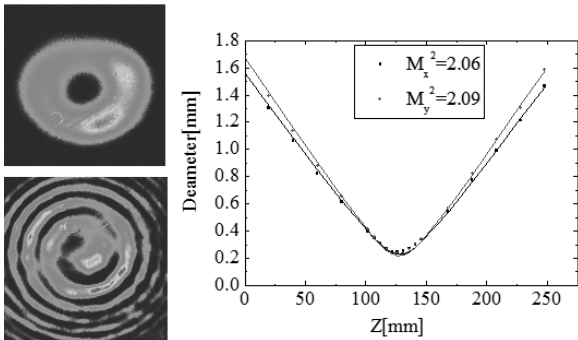
これらの方法とは別に、われわれは、固体レーザーで顕在する熱レンズ効果を積極的に利用し、ガウスビームの発振を抑制する方法を提案した²⁹⁻³¹⁾。この方法は付加的な光学部品を必要としないため、高出力化に向いている。以下に少し詳しく紹介する。側面励起固体レーザーでは、共振器を伝搬するレーザーモードが感じる熱レンズの大きさは、レーザーモードのビームサイズによって変化する。具体的には、低次モードであるガウスビームは強い熱レンズ効果を感じ、高次モードである光渦モードは比較的弱い熱レンズ効果を感じる。したがって、共振器長を適切に調整することで、ガウスモードに対して不安定で光渦モードに対して安定なレーザー共振器を設計できる。

実験例を図 11 に示す。Nd:YVO₄ スラブ結晶 (Nd イオン濃度 1at.%, 結晶サイズ 2 mm × 5 mm × 20 mm) を半導体レーザーアレイ (最大パワー 55 W, 波長 808 nm) で側面から励起している。レーザー共振器は全反射鏡, Nd:YVO₄ 結晶励起面での全反射, 出力鏡 (反射率 80%) で構成されている。低励起時には、レーザーは多モード発振するが、40 W を超えると熱レンズ効果が強くなりガウスモードの発振が抑制され、光渦モードが支配的に発振する。

最大励起時のレーザー出力は 14 W, 光-光変換効率は 27% であった。発振モードの強度分布はドーナツ型で波面中央部にある位相特異点を有する (図 12)。音響光学素子を共振器に挿入することで Q スイッチ動作させることもできる。また、最近、トポロジカルチャージの符号も選択的に制御できることがわかった。



(a)



(b)

図12 光渦レーザーのレーザー特性. (a) レーザー出力, (b) ビームパターンとビーム伝搬特性.

2.3 トポロジカル光波の制御技術

発生したトポロジカル光波を応用するには、非線形波長変換や光増幅などのレーザー制御技術が必要である。1990年代のトポロジカル光波の制御技術に関する研究報告はほとんどが原理実験であり、変換効率や光エネルギーや増幅率を定量的に議論するようなものはほとんどなかった。

波面の構造や偏光の構造によって現れるトポロジカル光波としての性質は、非線形波長変換や光増幅に際して起こ

る波面収差で簡単に消失してしまう。例えば、非線形光学結晶を用いて第二高調波発生を行う場合、結晶の複屈折性を利用した角度位相整合法が最もよく用いられるが、結晶の複屈折性によって第二高調波がウォークオフし、光渦の位相特異点が空間分離してしまう。この課題は、近年、品質向上の著しい周期分極反転素子や非臨界位相整合を活用することで、初めて解決できるようになった。

また、第二高調波発生や和周波光発生のような周波数アップコンバージョンでは、基本波のトポロジカルチャージはそのまま加算されて、波長変換後の光波に転写される。例えば、基本波が $m=1$ のチャージをもつ場合、第二高調波のチャージは $m=2$ となるので話は簡単である^{32,33}。これに対して、励起光の1光子がシグナル光、アイドラー光の2つの光子に分割されなければならない周波数ダウンコンバージョンの場合、励起光のトポロジカルチャージがシグナル光、アイドラー光にどのように分配されるのかは自明ではない³⁴。

われわれは、 $m=1$ のトポロジカルチャージをもつ $1\mu\text{m}$ 光を使って光パラメトリック発振器を励起し、シグナル光、アイドラー光のトポロジカルチャージを干渉計測した^{35,36}。非線形光学結晶にはKTP結晶を用いた。入出力の2枚の共振器ミラーに凹面鏡を用いた安定共振器の場合、励起光のトポロジカルチャージはウォークオフ効果を受けないシグナル光へそのまま転写され、アイドラー光のトポロジカルチャージは常に0になった。トポロジカルチャージが量子数であるので、この結果はわかりやすい。

これに対して、平行平面ミラーを用いた共振器の場合、励起光のトポロジカルチャージはシグナル光、アイドラー光に均等分割され、非整数のトポロジカルチャージをもつスプリットリングに近い強度分布の $2\mu\text{m}$ 光が発振した(図13)。

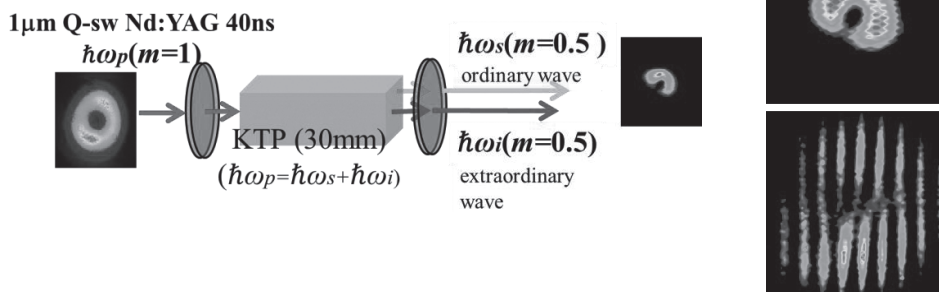


図13 光渦ビームで励起した光パラメトリック発振器。平行平面共振器にした場合、励起光のトポロジカルチャージがシグナル光とアイドラー光に分割されて、非整数光渦が発生する。右図はシグナル光の空間強度分布と自己参照干渉画像。方位方向に開口があるのが非整数光渦の特徴。

このような非整数のトポロジカルチャージは $m=0$, $m=1$ のチャージをもつ光のコヒーレントな重なり状態とみなすことができ、共振器が次数の異なる空間モードのコヒーレント結合器の役割を果たしていると考えられる。このような非整数のトポロジカルチャージをもつトポロジカル光波がなぜレーザー発振するのかは、まだ完全には理解されていない。また、非整数のトポロジカルチャージを定量的に計測する手段も確立されていない。空間変調器を用いた軌道角運動量分解³⁷⁾が最も一般的な手法として知られているが、測定誤差が大きすぎる。今後、周辺技術の進展とともにその全貌が解明されることを期待したい。

また、非整数トポロジカル光波の発振はレーザーとして興味深いだけでなく、そのユニークな強度分布はメタマテリアルのためのスプリットリング共振器の加工に有効かもしれない。

トポロジカル光波の光パラメトリック増幅や再生増幅も研究されている³⁸⁾。サファイアの自己位相変調を用いてオクターブ近い波長帯域をもつ白色光渦を作り、そのパラメトリック増幅によって得られた増幅された光渦を2-3サイクルのパルス幅まで圧縮している。

このように、波長やパルス幅の制御技術も着実に進展している。

3. トポロジカル光波の展開

以下に、トポロジカル光波の特徴を利用した応用例をいくつか取り上げる。

3.1 超解像顕微鏡

トポロジカル光波は、位相特異点あるいは偏光特異点を有するため、ドーナツ型の円環状の強度分布を示す。蛍光顕微鏡をはじめとする光学顕微鏡では、蛍光を誘起するレーザー光（励起レーザー）の回折像の大きさが空間分解能が制限されてしまう。そこで、蛍光分子の誘導放出やアップコンバージョン遷移を誘導できる第二の円環状のレーザー光（消去レーザー）を同時に照射することで、励起レーザーと消去レーザーの空間重なり部分における蛍光信号を抑制し、空間分解能を向上させる方法が提案されている（図14）。この方法は stimulated emission depletion の頭文字から STED 法とよばれ、実効的な空間分解能 D は

$$D \propto \frac{\lambda}{NA\sqrt{I/I_s}} \quad (9)$$

で定義される。式中の I_s は蛍光試料の飽和強度、 I は消去レーザーの光強度、 NA は光学系の開口数である。したがって、 I を大きくしていけば、空間分解能は極限まで小さくできる。この方法の発明者であるマックス・プランク

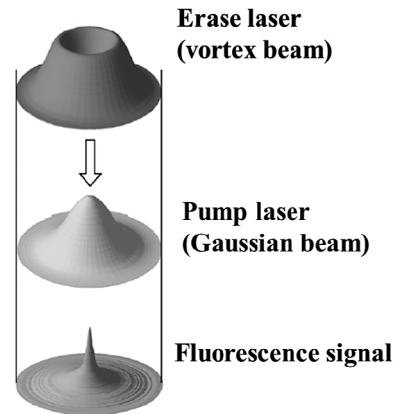


図14 超解像顕微鏡の概念図。 Gaussビームの励起光と光渦ビームの消去光を空間的に重ねて試料に照射する。消去光である光渦ビームは誘導放出を誘起し、蛍光信号を抑制する。

研究所の S. Hell のグループでは、可視～近赤外のレーザーを用いながら、20 nm を切る空間分解能を実現している^{39,40)}。彼らの計算によると空間分解能限界は5 nm 以下であり、光学顕微鏡で走査型電子顕微鏡なみの空間分解能が達成できる日も遠くないかもしれない。

また、径偏光ビームを強く集光したときに現れる縦電場が作るスポット径 ω の最小値は

$$\omega = 0.36 \frac{\lambda}{NA} \quad (10)$$

と見積もることができ、消去レーザーを使用しなくても100 nm を切る分解能を達成できることが予測される^{41,42)}。

3.2 光多重通信

データ通信容量はインターネットの普及とともに限界に達しつつある。最近、円筒座標系の固有モードであるラゲール・ガウスビームを光ファイバー内で多重化することで、通信容量を増加させる方法が提案され、米国を中心に活発な研究がなされている^{43,44)}。これまでも波長多重や時間多重通信などが研究されてきたが、これらの技術に加えた空間多重光通信といえる（図15）。

ボストン大学の S. Ramachandran らは、円偏光に加え、0次と1次のラゲール・ガウスビーム（0次のラゲール・ガウスビームは通常のガウスビームと同じ）の4モードを多重化させて、伝送距離1.1 km において-21 dB 以下のクロストークを達成した。ファイバーはドーナツ型の強度分布をもつラゲール・ガウスビームがファイバー中を安定に伝搬できるように円環状コアを設けた特殊なファイバー（彼らは vortex fiber とよんでいる）を設計、使用している⁴³⁾。単一波長で毎秒400 Gbit、波長多重と併用すると1.6 Tbits のデータ転送が可能であるといわれている。国内では、情報通信研究機構（NICT）でフォトニック結晶ファイバー

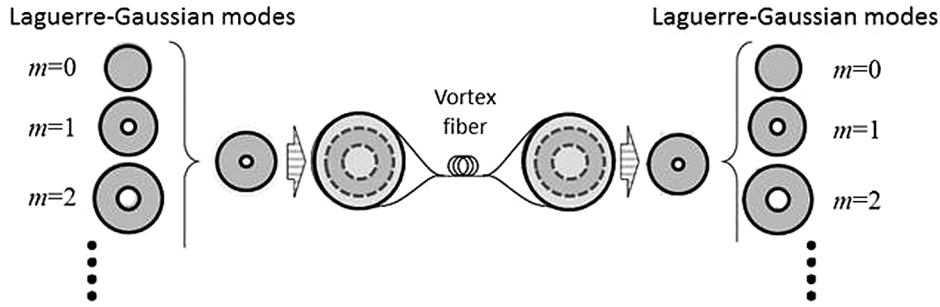


図 15 空間多重光通信の概念図. ファイバーコア部の屈折率分布を制御することで、ラゲール・ガウスモードを安定に伝送できる。現状では、ガウスモード、1次のラゲール・ガウスモードと円偏光の組み合わせで空間的に4モード空間多重通信が可能。

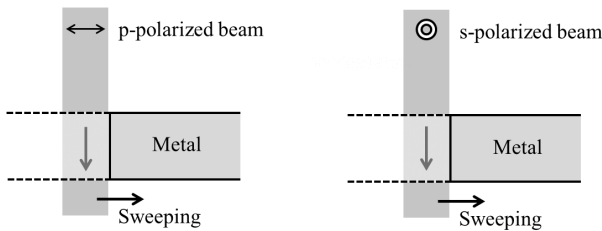


図 16 レーザー加工と偏光依存性. p 偏光に比べ、s 偏光の吸収効率が低いため、偏光と走査方向が垂直にあると加工効率が落ちる。

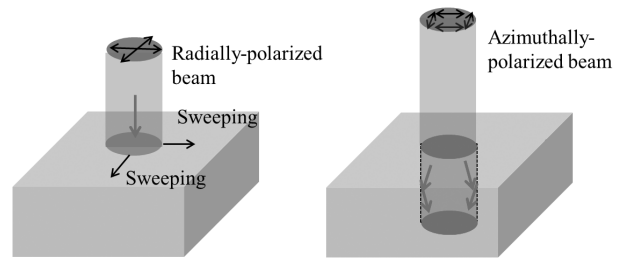


図 17 軸対称偏光ビームによる加工. 線引きには径偏光ビーム、穴あけ加工には方位偏光ビームが適している。

を用いたより高次モードの空間多重光通信の研究が行われている⁴⁵⁾。

3.3 レーザー加工⁴⁶⁻⁵⁰⁾

レーザー切断では、レーザーで材料を加熱し溶融させながら走査していくので、レーザー光は材料に対してほぼ90°に近い角度で入射する。これに対して、レーザー光が直線偏光である場合、材料に対してs偏光、あるいは、p偏光となる。材料の吸収率は偏光によって大きく変わり、特に、金属面に対して入射角が大きい場合、p偏光は吸収されるが、s偏光はほとんど吸収されない。その結果、直線偏光しているレーザーで切断加工するとレーザーの走査方向により、切断効率が大きく変わってしまう(図16)。この課題を回避する方法としてレーザー光を円偏光にするのが一般的であるが、円偏光に対する金属の吸収効率は実効的にp偏光の半分にしかならない。

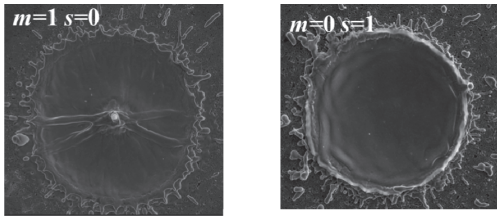
V. G. Nizievらは径偏光ビームを用いたレーザー加工を提案した。径偏光ビームは金属面に対して常にp偏光になるため、金属のレーザー吸収効率が円偏光の場合に比べて2倍向上し、切断効率も格段に改善する。また、逆に、方位偏光ビームは金属面に対して常にs偏光となるため、レーザーの進行方向に向かって効率よく全反射されるため、スルーホールの加工に向いている(図17)。このように、トポロジカル光波を用いたレーザー加工が精力的に研究されている。

3.4 角運動量による螺旋構造制御^{51, 52)}

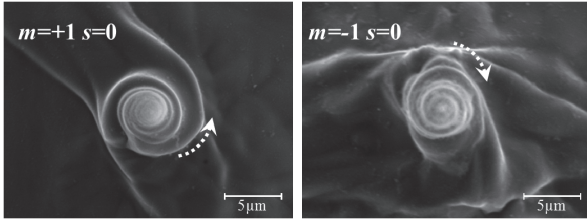
われわれは、光渦に変換されたパルスレーザー(光渦パルスレーザー)を金属に照射すると、ナノ空間における金属の構造を螺旋状に変形できることを発見した。このプロセスをわれわれは光渦レーザーアブレーションとよんでいる。光渦パルスレーザーを照射した際に発生する溶融もしくは蒸散した金属微粒子(金属クラスター)が光渦の角運動量を受け取ることで、この現象が起こると考えられている。以下、簡単に結果を概説する。

QスイッチNd:YAGレーザー(波長1064nm, パルス幅20ns)光を螺旋位相板でガウスビームから光渦へ変換し、さらに四分の一波長板を用いて円偏光に変換することで、全角運動量 j を $-3 \sim 3$ の範囲で変調する。このように全角運動量を制御された光渦パルスレーザーを対物レンズで金属(タンタル)ターゲット上に集光した。金属面でのレーザーの集光径は $65 \mu\text{m}$ 、レーザーパルスエネルギーは $0.1 \sim 1 \text{ mJ}$ となるように調整し、1か所に4パルスを重ねて照射した。実験は室温でかつ大気雰囲気中で行った。

図18は直線偏光の光渦($j = \pm 1 (m = \pm 1, s = 0)$)によって加工されたターゲット表面を走査型電子顕微鏡(SEM)で観測した画像である。加工痕中央部には、小さな針状の構造体が見える。一方、同じ $j = 1$ でも、円偏光のガウスモードによって加工された加工痕には、このような構造体は何も形成されない。すなわち、光の軌道角運動量が針状の構造体の形成には必要である。レーザー走査型



(a)



(b)

図 18 光渦レーザー照射によってできたカイラル金属ナノニードルの電子顕微鏡画像。(a) 軌道角運動量とスピン角運動量の比較。軌道角運動量が 0 の場合、スピン角運動量があってもニードルはできない。(b) 軌道角運動量の符号によるナノニードルのカイラリティー制御。

顕微鏡による三次元計測によると、針状の構造体は金属ターゲットの表面から突き出ている、その高さは $10 \mu\text{m}$ に達する。針状の構造体を拡大すると、針状構造体の先端直径は $<70 \text{ nm}$ であることがわかった。レーザーを照射するだけでレーザー波長のわずか $<1/15$ の構造体ができることになる。さらに、針状の構造体は、底から頂点に向かって螺旋を巻いていて、螺旋の向きは j の符号によって決まる (j の符号を反転すると螺旋の向きも反転する)。また、 j の大きさを大きくしていくと、螺旋の単位高さ当たりの巻数 (ここでは螺旋周波数と定義している) が増える (図 19)。これらのことから、光の軌道角運動量が金属を螺旋の針 (カイラル金属ナノニードル) に変形すること、その螺旋の巻数は全角運動量で決まること、がわかる。

対物レンズの NA を大きくしていくとカイラル金属ナノニードルの先端直径は反比例して小さくなり、最短直径は 36 nm になった。さらに、照射するパルス数を増やしていくとカイラル金属ナノニードルの高さは徐々に高くなり、8 パルスでほぼ飽和する。カイラル金属ナノニードルと金属基板間の抵抗値は $50 \text{ m}\Omega$ 以下と見積もられ、基板の物性値とほとんど変わらない金属特性を示す。

カイラル金属ナノニードルは潜在的にさまざまな分野への応用が期待できる。例えば、二次元のアレイ状に配列すれば、旋光性をもつ人工材料 (カイラルメタマテリアル) やバイオ MEMS が創成できる可能性がある。また、最近の研究では、金属以外の材料も螺旋構造に変形することがわかってきた。電界放射型電極、マイクロマシンのため

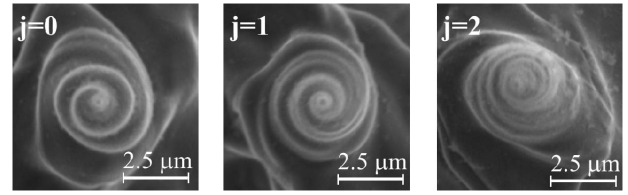


図 19 全角運動量 j をパラメーターにして計測したカイラルナノニードル。 j が大きくなるにつれて螺旋の巻数が密になる (螺旋周波数が高くなる)。

のナノネジ、太陽電池など、機能性デバイスの表面加工にも応用できるかもしれない。

ここでは紹介しないが、物質の構造制御のほか、リング型結晶における電荷密度波の励振⁵³⁾、窒化物半導体における A, B 励起子による波面構造のホログラム記録とそのダイナミクス計測⁵⁴⁾ など、トポロジカル光波を用いた物質科学が進展している。

軌道角運動量を提唱した Allen の論文から早 20 年が経過する。この間、多くの研究者がトポロジカル光波の潜在的な可能性に指摘してきたが、学術的な興味だけが先行していた感は否めない。

超解像顕微鏡や光多重空間通信やカイラルナノニードル創成など、学術研究からイノベーションへの展開が期待できる研究がこの数年の間に次々に提案されるようになり、ようやくテイクオフする兆しがみえてきた。この背景には、トポロジカル光波を支えるレーザー技術やファイバーや空間変調器などのデバイス技術の進展があることは間違いない。

トポロジカル光波に関する研究者数や研究論文の増加と歩調を合わせるように、昨年の米国光学学会国際会議 CLEO (Conference on Laser and Opto-electronics) では Joint Symposium、今年の CLEO では Special Session が企画され、さらに、10 月には米国光学学会主催 Incubator Meeting がワシントン DC で開かれる。この大きな流れが断ち切られないように、これまで以上に研究者間の密な連携と討議が必要だと思われる。

トポロジカル光波のユニークな性質、軌道角運動量や軸上縦電場を直接活用した応用が、今後、ますます登場することが予測される。特に、トポロジカル光波を用いた物質の構造や物性制御などの物質科学は、まだまだ研究の緒についたばかりである。われわれは、この分野をカイラル光科学と位置付け、今後の研究展開に期待したい。

光渦レーザーアブレーションに関する有意義な研究討議をさせていただいた北海道大学の森田隆二教授、実験の一部を担当いただいた千葉大学の宮本克彦准教授、時実悠博

士研究員に感謝の意を表す。

文 献

- 1) M. Padgett, J. Courtial and L. Allen: "Light's orbital angular momentum," *Phys. Today*, **57** (2004) 35–40.
- 2) G. Indebetouw: "Optical vortices and their propagation," *J. Mod. Opt.*, **40** (1993) 73–87.
- 3) S. Franke-Arnold, L. Allen and M. J. Padgett: "Advances in optical angular momentum," *Laser Photon. Rev.*, **2** (2008) 299–313.
- 4) K. Youngworth and T. Brown: "Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams," *Opt. Express*, **7** (2000) 77–87.
- 5) A. Shoham, R. Vander and S. G. Lipson: "Production of radially and azimuthally polarized polychromatic beams," *Opt. Lett.*, **31** (2006) 3405–3407.
- 6) J. Hamazaki, A. Kawamoto, R. Morita and T. Omatsu: "Direct production of high-power radially polarized output from a side-pumped Nd: YVO₄ bounce amplifier using a photonic crystal mirror," *Opt. Express*, **16** (2008) 10762–10768.
- 7) L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw and J. P. Woerdman: "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes," *Phys. Rev. A*, **45** (1992) 8185–8189.
- 8) A. T. O'Neil, I. MacVicar, L. Allen and M. J. Padgett: "Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam," *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002) 053601.
- 9) A. E. Siegman: *Lasers* (University Science Books, 1986).
- 10) D. G. Hall: "Vector-beam solutions of Maxwell's wave equation," *Opt. Lett.*, **21** (1996) 9–11.
- 11) A. A. Tovar: "Production and propagation of cylindrically polarized Laguerre-Gaussian laser beams," *J. Opt. Soc. A*, **15** (1998) 2705–2711.
- 12) K. Toyoda, F. Takahashi, S. Takizawa, Y. Tokizane, K. Miyamoto, R. Morita and T. Omatsu: "Transfer of light helicity to nanostructures," *Phys. Rev. Lett.*, **110** (2013) 143603.
- 13) Y. Zhao, J. S. Edgar, G. D. M. Jeffries, D. McGloin and D. T. Chiu: "Spin-to-orbital angular momentum conversion in a strongly focused optical beam," *Phys. Rev. Lett.*, **99** (2007) 073901.
- 14) N. B. Simpson, K. Dholakia, L. Allen and M. J. Padgett: "Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner," *Opt. Lett.*, **22** (1997) 52–54.
- 15) M. W. Beijersbergen, L. Allen, H. E. L. O. van der Veen and J. P. Woerdman: "Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum," *Opt. Comm.*, **96** (1993) 123–132.
- 16) V. Y. Bazhenov, M. V. Vasnetsov and M. S. Soskin: "Laser beams with screw dislocations in their wavefronts," *JETP Lett.*, **52** (1990) 429–431.
- 17) M. W. Beijersbergen, R. P. C. Coerwinkel, M. Kristensen and J. P. Woerdman: "Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate," *Opt. Commun.*, **112** (1994) 321–327.
- 18) N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith and A. G. White: "Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms," *Opt. Lett.*, **17** (1992) 221–223.
- 19) D. McGloin, N. B. Simpson and M. J. Padgett: "Transfer of Orbital Angular Momentum from a Stressed Fiber-Optic Waveguide to a Light Beam," *Appl. Opt.*, **37** (1998) 469–472.
- 20) Y. Tanaka, M. Okida, K. Miyamoto and T. Omatsu: "High power picosecond vortex laser based on a large-mode-area fiber amplifier," *Opt. Express*, **17** (2009) 14362–14366.
- 21) M. Koyama, T. Hirose, M. Okida, K. Miyamoto and T. Omatsu: "Power scaling of a picosecond vortex laser based on a stressed Yb-doped fiber amplifier," *Opt. Express*, **19** (2011) 994–999.
- 22) M. Koyama, T. Hirose, M. Okida, K. Miyamoto and T. Omatsu: "Nanosecond vortex laser pulses with millijoule pulse energies from a Yb-doped double-clad fiber power amplifier," *Opt. Express*, **19** (2011) 14420–14425.
- 23) K. Kano, Y. Kozawa and S. Sato: "Generation of a purely single transverse mode vortex beam from a He-Ne laser cavity with a spot-defect mirror," *Int. J. Opt.*, **2012** (2012) 359141.
- 24) A. Ito, Y. Kozawa and S. Sato: "Generation of hollow scalar and vector beams using a spot-defect mirror," *J. Opt. Soc. Am. A*, **27** (2010) 2072–2077.
- 25) A. J. Lee, T. Omatsu and H. M. Pask: "Direct generation of a first-Stokes vortex laser beam from a self-Raman laser," *Opt. Express*, **21** (2013) 12401–12049.
- 26) J.-F. Bisson, Y. Senatsky and K.-I. Ueda: "Generation of Laguerre-Gaussian modes in Nd: YAG laser using diffractive optical pumping," *Laser Phys. Lett.*, **2** (2005) 327–333.
- 27) J. W. Kim, J. I. Mackenzie, J. R. Hayes and W. A. Clarkson: "High power Er: YAG laser with radially-polarized Laguerre-Gaussian (LG01) mode output," *Opt. Express*, **19** (2011) 14526–14531.
- 28) Y. F. Chen and Y. P. Lan: "Dynamics of the Laguerre Gaussian TEM_{0,1}* mode in a solid-state laser," *Phys. Rev., A*, **63** (2001) 063807.
- 29) M. Okida, M. Itoh, T. Yatagai and T. Omatsu: "Direct generation of high power Laguerre-Gaussian output from a diode-pumped Nd: YVO₄ 1.3- μ m bounce laser," *Opt. Express*, **15** (2007) 7616–7622.
- 30) M. Okida, Y. Hayashi, T. Omatsu, J. Hamazaki and R. Morita: "Characterization of 1.06 μ m optical vortex laser based on a side-pumped Nd: GdVO₄ bounce oscillator," *Appl. Phys. B*, **95** (2009) 69–73.
- 31) S. P. Chard, P. C. Shardlow and M. J. Damzen: "High-power non-astigmatic TEM₀₀ and vortex mode generation in a compact bounce laser design," *Appl. Phys. B*, **97** (2009) 275–280.
- 32) K. Dholakia, N. B. Simpson, M. J. Padgett and L. Allen: "Second-harmonic generation and the orbital angular momentum of light," *Phys. Rev. A*, **54** (1996) R3742–R3745.
- 33) A. Beržanskis, A. Matijošius, A. Piskarskas, V. Smilgevičius and A. Stabinis: "Conversion of topological charge of optical vortices in a parametric frequency converter," *Opt. Commun.*, **140** (1997) 273–276.
- 34) M. Martinelli, J. A. O. Huguenin, P. Nussenzveig and A. Z. Khoury: "Orbital angular momentum exchange in an optical parametric oscillator," *Phys. Rev. A*, **70** (1) (2004) 013812.
- 35) K. Miyamoto, S. Miyagi, M. Yamada, K. Furuki, N. Aoki, M. Okida and T. Omatsu: "Optical vortex pumped mid-infrared optical parametric oscillator," *Opt. Express*, **19** (2011) 12220–12226.
- 36) T. Yusufu, Y. Tokizane, M. Yamada, K. Miyamoto and T. Omatsu: "Tunable 2- μ m optical vortex parametric oscillator," *Opt. Express*, **20** (2012) 23666–23675.
- 37) G. Molina-Terriza, J. P. Torres and L. Torner: "Twisted photons," *Nat. Phys.*, **3** (2007) 305–310.
- 38) K. Yamane, Y. Toda and R. Morita: "Ultrashort optical-vortex pulse generation in few-cycle regime," *Opt. Express*, **20** (2012) 18986–18993.
- 39) S. Bretschneider, C. Eggeling and S. W. Hell: "Breaking the diffraction barrier in fluorescence microscopy by optical shelving," *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 218103.
- 40) F. Göttfert, C. A. Wurm, V. Mueller, S. Berning, V. C. Cordes, A. Honigmann and S. W. Hell: "Coaligned dual-channel STED nanoscopy and molecular diffusion analysis at 20 nm resolution," *Biophysical J.*, **105** (2013) L01–L03.

- 41) S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Glöckl and G. Leuchs: "Focusing light to a tighter spot," *Opt. Commun.*, **179** (2000) 1–7.
- 42) Y. Kozawa, T. Hibi, A. Sato, H. Horanai, M. Kurihara, N. Hashimoto, H. Yokoyama, T. Nemoto and S. Sato: "Lateral resolution enhancement of laser scanning microscopy by a higher-order radially polarized mode beam," *Opt. Express*, **19** (2011) 15947–15954.
- 43) N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner and S. Ramachandran: "Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers," *Science*, **340** (2013) 1545–1548.
- 44) Y. Ren, Y. Zhang, Y. Yue, N. Bozinovic, G. Xie, H. Huang, M. Tur, P. Kristensen, I. B. Djordjevic, S. Ramachandran and A. E. Willner: "Efficient crosstalk mitigation of OAM based 400-Gbit/s QPSK data transmission in 1.1-km vortex fiber by using soft-decision LDPC codes," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) CM2G.5* (San Jose, 2013).
- 45) Y. Awaji, N. Wada and Y. Toda: "Observation of orbital angular momentum spectrum in propagating mode through seven-core fibers," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) JTU2K.3* (San Jose, 2012).
- 46) V. G. Niziev and A. V. Nesterov: "Influence of beam polarization on laser cutting efficiency," *J. Phys. D*, **32** (1999) 1455–1461.
- 47) A. V. Nesterov and V. G. Niziev: "Laser beams with axially symmetric polarization," *J. Phys. D*, **33** (2000) 1817–1822.
- 48) M. Meier, V. Romano and T. Feurer: "Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation," *Appl. Phys. A*, **86** (2007) 329–334.
- 49) K. Venkatakrishnan and B. Tan: "Dual-focus laser micromachining," *J. Micromech. Microeng.*, **16** (2006) 2603–2611.
- 50) T. Omatsu, K. Chujo, K. Miyamoto, M. Okida, K. Nakamura, N. Aoki and R. Morita: "Metal microneedle fabrication using twisted light with spin," *Opt. Express*, **18** (2010) 17967–17973.
- 51) K. Toyoda, K. Miyamoto, N. Aoki, R. Morita and T. Omatsu: "Using optical vortex to control the chirality of twisted metal nanostructures," *Nano Lett.*, **12** (2012) 3645–3649.
- 52) K. Toyoda, F. Takahashi, S. Takizawa, Y. Tokizane, K. Miyamoto, R. Morita and T. Omatsu: "Transfer of light helicity to nanostructures," *Phys. Rev. Lett.*, **110** (2013) 143603.
- 53) Y. Tokizane, K. Shimatake, Y. Toda, K. Oka, M. Tsubota, S. Tanda and R. Morita: "Global evaluation of closed-loop electron dynamics in quasi-one-dimensional conductors using polarization vortices," *Opt. Express*, **17** (2009) 24198–24207.
- 54) Y. Ueno, Y. Toda, S. Adachi, R. Morita and T. Tawara: "Coherent transfer of orbital angular momentum to excitons by optical four-wave mixing," *Opt. Express*, **17** (2009) 20567–20574.

(2013年8月26日受理)