ISSN 1000-3290

物理学报
Acta Physica Sinica

2012.6 第 61 卷 第 6 期

http: // wulixb.iphy.ac.cn

中 国 物 理 学 会
中国科学院物理研究所
Chinese Physical Society
Institute of Physics,Chinese Academy of Sciences

物理学报 第六十一卷 第六期 2012年3月

物 理 学 报

61 6 2012 3

总论

KdV ····· 套格图桑 白玉梅

····· 于文健 王继锁 梁宝龙

····· 李盼池 王海英 宋考平 杨二龙

Rosen-Zener ·····

····· 蒙红娟 杨阳 王文元 祁鹏堂 马云云 马莹 王善进 段文山

1 : 22 ····· 任爱娣 何学军 王晓林 张良欣

····· 张国基 李璇 刘清 张夏衍

Lyapunov ·····

····· 姚天亮 刘海峰 许建良 李伟锋

BVP ····· 李绍龙 张正娣 吴天一 毕勤胜

占 ····· 余飞 王春华 胡燕 尹晋文

Hamilton H_∞ ·····

·····任丽娜 刘福才 焦晓红 李俊义

Ginzburg-Landau ··· 吕翎 李钢 徐文 吕娜 范鑫

占 闫 ····· 王兴元 任小丽 张永雷

····· 程钰锋 聂万胜 李国强

····· 张伟 成波 张波

·····

·····董美丽 赵卫雄 程跃 胡长进 顾学军 张为俊

卫 IgG IgG ·····

····· 何立平 孙悦 戴俊 王京义 吕惠宾 王淑芳 金奎娟 周岳亮 杨国桢

核物理学

分子动力学

····· 刘华敏 范永胜 周维 田时海 陈旭

····· 毕鹏 雷海乐 刘元琼 黎军 杨向东

原子和分子物理学

····· 吴太权

杨琼芬　聂汉　陈自然　李权　赵可清

ZnO

王乐　刘阳　徐国堂　李晓艳　董前民　黄杰　梁培

PH, PD　PT

王杰敏　孙金锋　施德恒　朱遵略　李文涛

$^{129}Xe^{30}$　Au　Au M-X　Xe L-X

李耀宗　张小安　梁昌慧　赵永涛　程锐　周贤明　王兴　雷瑜　孙渊博　徐戈

唐田田　王德华　黄凯云　王姗姗

宗

王亚珍　黄平　龚中良

Eu

沈礼　野仕伟　戴长建

电磁学、光学、声学、传热学、经典力学和流体动力学

原理

丁帅　王秉中　葛广顶　王多　赵德双

韩煜　袁学松　马春燕　鄢扬

丁攀峰　蒲继雄

γM

马晶　车驰　于思源　谭丽英　周彦平　王健

赵继芝　江月松　欧军　叶继海

裴丽　刘观辉　宁提纲　高嵩　李晶　张义军

Y　Doppler　VIC

贾克宁　刘中波　梁颖　仝殿民　樊锡君

袁洪春　徐学翔

耿　庭

靳冬欢　刘文广　陈星　陆启生　赵伊君

董小林　肖虎　马阎星　周朴　郭少锋

Er

曹士英　孟飞　方占军　李天初

朱家健　杜文博　周朴　许晓军　刘泽金

方桂娟　孙顺红　蒲继雄

宋云飞　于国洋　殷合栋　张明福　刘玉强　杨延强

张东　张磊　史久林　石锦卫　弓文平　刘大禾

汪盛烈　蔡欣　刘劲松

钟东洲　余卫龙

吴婧　王鸣

司磊　邹永超　陶汝茂　蒋鹏志　马浩统　周朴

李占龙　王一丁　周密　门志伟　孙成林　里佐威

宗　庭　Helmholtz　李善德　黄其柏　李天匀

殷敬伟　杨森　杜鹏宇　余赟　陈阳

宗

李熙斌　袁晓东　贺少勃　吕海兵　王海军　向霞　郑万国

Chetaev　Nielsen　Noether　Noether

王肖肖　孙现亭　张美玲　解银丽　贾利群

王伟　杨博

宗　Kirchho

王炜　张琪昌　靳刚

王晶　马瑞玲　王龙　孟俊敏

Schardin

沙莎　陈志华　张焕好　姜孝海

陆海波　刘伟强

常建忠　刘汉涛　刘谋斌　苏铁熊

凝聚物质：结构、力学和热学性质

Al

周国荣　滕新营　王艳　耿浩然　许甫宁

Si(100)-2×1　STM

李玮聪　邹志强　王丹　石高明

朱标　李萍萍　柯见洪　林振权

宗

田嘉彤　冯仕猛　王坤霞　徐华天　杨树泉　刘峰　黄建华　裴俊

宗 $Bi_2Sr_2Co_2O_y$

王淑芳　陈珊珊　陈景春　闫国英　乔小齐　刘富强　王江龙　丁学成　傅广生

凝聚物质：电子结构、电学、磁学和光学性质

GaN(0001)

杜玉杰　常本康　张俊举　李飙　王晓晖

宗 $Ca(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3/CaTiO_3$ +

周静　刘存金　李儒　陈文

Ni

唐志强　齐砚勇　易勇　丁志杰

卫

蒋建军　杨翠红　刘拥军

朱智恩　张冶文　安振连　郑飞虎

1/f ····· 孙鹏 杜磊 陈文豪 何亮

物理学交叉学科及有关科学技术领域

电 ····· 钱利波 朱樟明 杨银堂
····· 张利伟 赵玉环 王勤 方恺 李卫彬 乔文涛
····· 唐光明 苗俊刚 董金明
GaN 杨永富 富容国 张益军 王晓晖 邹继军
····· 李辉 段兆文 窦硕星 王鹏业
····· 于海涛 王江 刘晨 车艳秋 邓斌 魏熙乐
X ····· 晏骥 江少恩 苏明 巫顺超 林稚伟

地球物理学、天文学和天体物理学

动 ····· 金红梅 何文平 侯威 章大全
VHF ····· 曹冬杰 郗秀书 段树 宣越建 王东方
卫 ····· 盛峥 陈加清 徐如海
····· 罗群 黄林海 顾乃庭 李斐 饶长辉
施 ····· 李建勋 柯熙政 赵宝升

分数阶双涡旋光束的实验研究*

方桂娟[1)2)] 孙顺红[1)] 蒲继雄[1)]

1) (华侨大学信息科学与工程学院, 厦门 361021)

2) (三明学院物理与机电工程系, 三明 365004)

(2011 年 4 月 7 日收到; 2011 年 6 月 28 日收到修改稿)

具有分数阶拓扑荷数的涡旋光束的产生及其传输是近几年来人们感兴趣的研究课题. 本文提出了一种新型的分数阶双涡旋光束, 该光束是由两束带有不同分数阶拓扑荷数的涡旋光束共轴叠加产生, 其光强分布为双环结构. 我们对该光束分别进行了理论模拟和实验研究. 研究表明, 分数阶双涡旋光束的双环携带不同的轨道角动量, 且相互独立地传输. 这种新型的涡旋光束相对于整数阶或单个分数阶拓扑荷数的涡旋光束更具有控制多样性, 有望在光学镊子、光学扳手等微粒子操控领域开发新的应用.

关键词: 光学涡旋, 拓扑荷数, 分数阶涡旋光束

PACS: 42.60.Jf, 42.25.Fx, 42.25.Ja

1 引 言

涡旋光束是具有螺线型相位结构的光束, 其涡旋中心光强为零, 该光束的相位因子可描述为 $\exp(\mathrm{i}l\theta)$, 其中 l 称为拓扑荷数 (其取值可以为整数或分数), 光束中的每个光子携带有 $l\hbar$ 的轨道角动量 [1−3] . 涡旋光束的产生方法主要有螺旋相位板、全息光栅和空间光调制器等 [4−7], 如用空间光调制器, 通过加载不同的计算全息图可以方便地产生不同阶数的涡旋光束 [8,9].

相对于整数阶涡旋光束的圆对称光强分布, 分数阶涡旋光束的亮环上会出现缺口 [10,11], 这就是说分数阶涡旋光束提供了更多的控制参数, 使其在原子光学、量子通信及微粒子的旋转与操控方面的应用具有独特的优势 [12−14]. 因此, 具有分数阶拓扑荷数的涡旋光束引起了人们越来越多的关注, 如关于分数阶涡旋光束的产生、传输及其对微粒的旋转和操控的实验研究等 [13−16]. 但这些研究主要局限在单一光束方面, 有关多涡旋光束的研究很少, 如文献 [17] 中提出了一种利用分数阶涡旋阵列进行光学分类的方法, 揭示了分数阶涡旋光束中强度梯度力和相位梯度力的共同作用. 本文提出了一种新型的分数阶双涡旋光束, 该光束是由两束各自独立的涡旋光束共轴叠加产生, 其拓扑荷数皆为分数且数值相差较大, 使其横向光强分布构成双环结构. 本文对该类光束分别进行了理论模拟和实验分析. 研究结果表明, 此类分数阶双涡旋光束的双环是相互独立传输的, 可分别操控, 其合成作用有望在光学镊子、光学扳手等微粒子操控领域开发新的应用.

2 理论分析

根据文献 [18], 分数阶涡旋光束的近轴电场表达式为

$$E(x,y) = \frac{\exp(\mathrm{i}(z+\pi l))\sin(\pi l)}{\pi} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(\mathrm{i}n\phi)\mathrm{P}_n(\rho)}{l-n}, \tag{1}$$

式中, z为传输距离, l为分数阶拓扑荷数, $\phi = \arctan(y/x)$, ρ 为观察点到Z坐标轴距离, 即 $\rho = \sqrt{x^2+y^2}/\sqrt{z}$, $\mathrm{P}_n(\rho)$ 由下式确定:

$$\mathrm{P}_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{8}}(-\mathrm{i})^{|n|/2}\rho\exp\left(\frac{1}{4}\mathrm{i}\rho^2\right) \times \left[\mathrm{J}_{\frac{1}{2}(|n|-1)}\left(\frac{1}{4}\rho^2\right) - \mathrm{i}\mathrm{J}_{\frac{1}{2}(|n|+1)}\left(\frac{1}{4}\rho^2\right)\right], \tag{2}$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 60977068) 和国务院侨办科研基金 (批准号: 10QZR03) 资助的课题.

† E-mail: jixiong@hqu.edu.cn

© 2012 中国物理学会 Chinese Physical Society

式中, J 为第一类贝塞尔函数. 分数阶涡旋光束的光强表达式则可表示为:

$$I(x,y) = E(x,y)E^*(x,y). \tag{3}$$

基于 (1)—(3) 式, 设有两束分数阶涡旋光束在自由空间某处进行相干叠加, 则可得到共轴分数阶双涡旋光束, 其中两涡旋的拓扑荷数取值不同, 分别为 l_1 和 l_2 (且 $l_1 \ll l_2$). 考虑到实验条件的限制, 我们取 l_1 为 0.7 并保持不变, 而只改变 l_2 的大小, 为了观察的方便而又不失一般性, l_2 的取值分布为 6.7—10.7, 并考虑了正负两种情况.

图 1 和 2 为 $l_1 = 0.7$ 保持不变, l_2 取不同值的分数阶双涡旋光束的理论光强分布模拟图. 图 1 描述的是拓扑荷数 l_2 分数部分取值变化时的分数阶双涡旋光强分布演变情况; 图 2 针对的是当 l_2 整数部分变化较大时相应的光强分布图. 图 1 和 2 一致说明了分数阶双涡旋光束的横向涡旋光场是一相互独立的双环结构, 因其相位以螺旋式围绕中心变化, 其中心光场为零, 进而形成中心暗斑并且亮环上会出现缺口. 图 1 清楚地显示了随着分数取值增加分数阶双涡旋光束外环缺口逐渐增大再减小的过程, 其中图 1 (d) $l_1 = 0.7, l_2 = 8.5$ 中, 外环所对应的缺口最大 (即当分数部分取值为 0.5 时); 而图 2 则说明了涡旋光束的拓扑荷数整数部分和涡旋中心暗斑大小之间的关系, 随着拓扑荷数整数值的绝对值增大, 中心暗斑也随之增大且中心光强为零保持不变. 因此, 对于双涡旋光束而言, 当保持其内环拓扑荷数不变, 双涡旋光束的内外两环间的距离会随着其外环拓扑荷数整数值的增加而变大. 例如图 2(c) $l_1 = 0.7, l_2 = 10.7$ 和图 2(f) $l_1 = 0.7, l_2 = -10.7$ 描述的分数阶双涡旋光束两环间的距离比图 2(a) $l_1 = 0.7, l_2 = 6.7$ 和 (d) $l_1 = 0.7, l_2 = -6.7$ 所描述的两环间的距离大. 另外, 对比图 2 上下两行可见, 当外环拓扑荷数符号相反时, 因其旋转方向不同而导致了缺口的位置不同.

图 3 和 4 分别给出了与图 1 和 2 相对应的分数阶双涡旋光束的相位分布图 (图右为灰度标尺, 从黑到白的颜色渐变表征了相位的变化, 其中黑色表示相位为 0, 白色表示相位为 2π). 由此二图可知, 分数阶双涡旋光束的相位分布和它们的拓扑荷数是一致的, 并且内外两光束是相互独立的, 可以同时携带不同的拓扑荷数, 即可携带不同的轨道角动量.

这里只讨论了分数阶双涡旋光束内环拓扑荷数 $l_1 = 0.7$ 的情况, 如果内环拓扑荷数取其他分数值, 上述结论也是成立的.

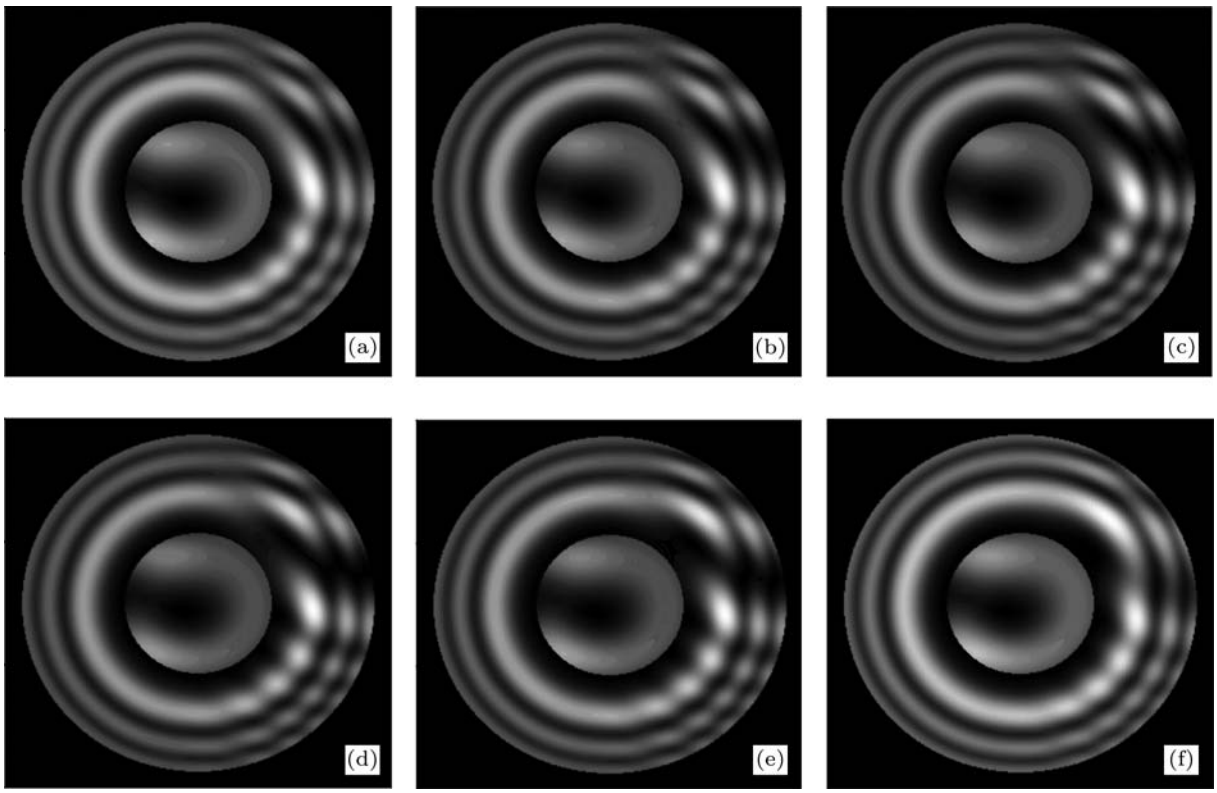

图 1 分数阶双涡旋光束的理论光强分布图 内环拓扑荷数为 $l_1 = 0.7$ 保持不变, 外环拓扑荷数 l_2 取值为 (a) $l_2 = 8.2$; (b) $l_2 = 8.3$; (c) $l_2 = 8.4$; (d) $l_2 = 8.5$; (e) $l_2 = 8.6$; (f) $l_2 = 8.8$

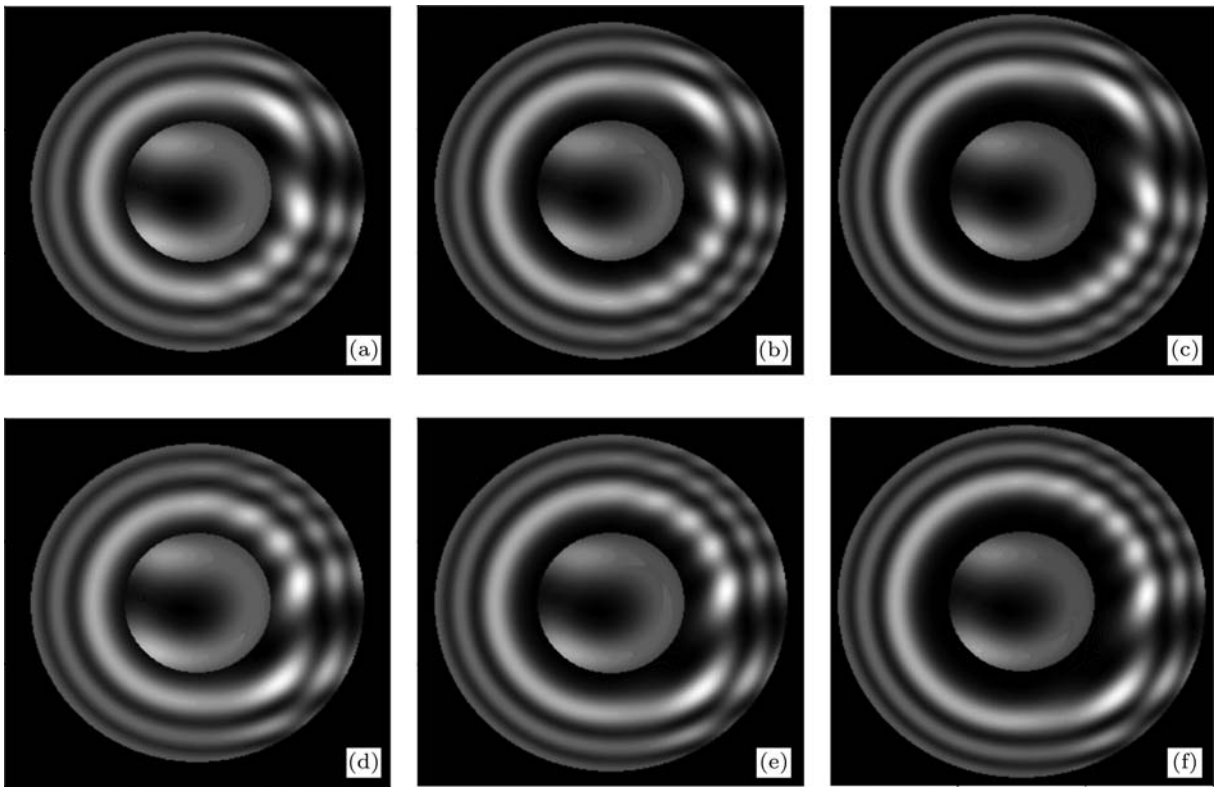

图 2 分数阶双涡旋光束的理论光强分布图 内环拓扑荷数 $l_1 = 0.7$ 保持不变, 外环拓扑荷数 l_2 取值为 (a) $l_2 = 6.7$; (b) $l_2 = 8.7$; (c) $l_2 = 10.7$; (d) $l_2 = -6.7$; (e) $l_2 = -8.7$; (f) $l_2 = -10.7$

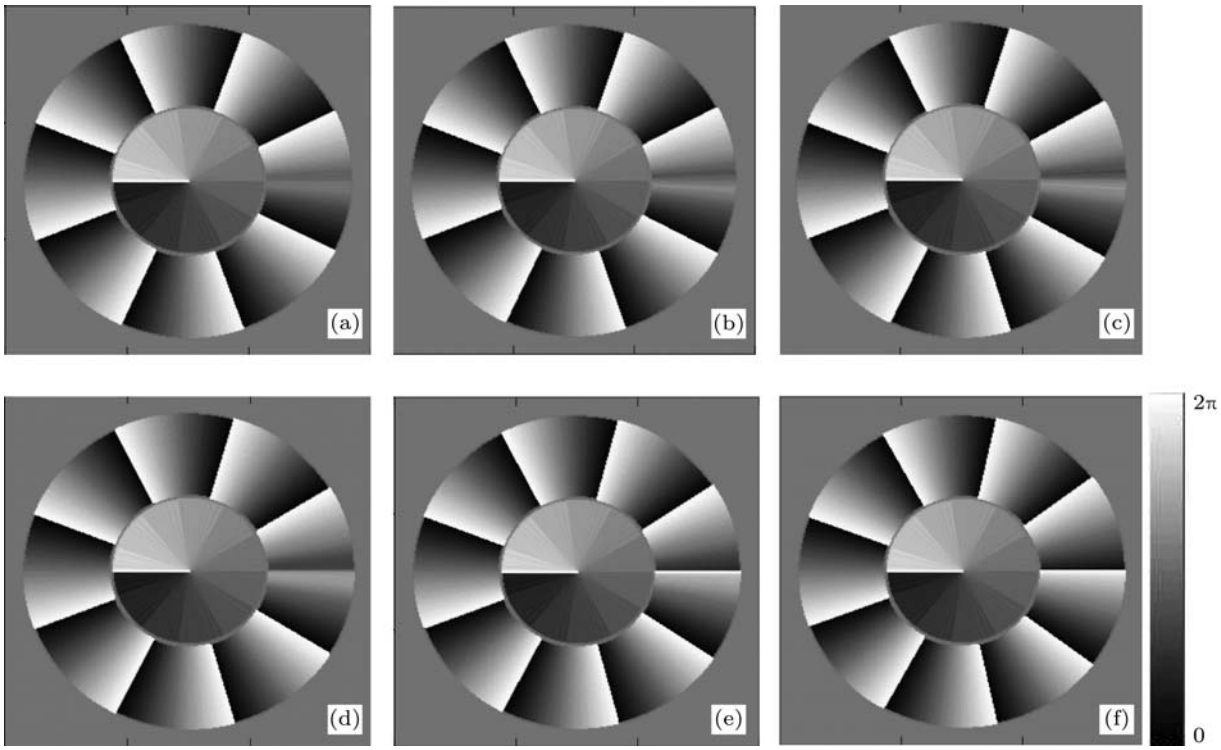

图 3 分数阶双涡旋光束的相位分布图 内环拓扑荷数 $l_1 = 0.7$ 保持不变, 外环拓扑荷数 l_2 取值为 (a) $l_2 = 8.2$; (b) $l_2 = 8.3$; (c) $l_2 = 8.4$; (d) $l_2 = 8.5$; (e) $l_2 = 8.6$; (f) $l_2 = 8.8$

3 实验装置及结果

3.1 实验装置

实验装置示意图如图 5 所示, 由氦氖激光器 ($\lambda = 0.6328\ \mu$m) 发出的激光经 7 : 3 分束器 (BS) 后分成两束, 其中一束经过拓扑荷数近似为 0.7 的螺旋相位板 (SPP) 后变成分数阶涡旋光束 ($l = 0.7$), 另外一束经过空间光调制器 (SLM), 通过改变加载在 SLM 上的能产生不同拓扑荷数的全息片, 得到拓扑荷数较大 (大于 5 以上) 的分数阶涡旋光束, 这两束涡旋光经合束器 (BC) 后合成共轴分数阶双涡旋光束, 再由 CCD 拍摄其光强分布情况. 图 5 中偏振片 1 和 2 分别用于调节两束分数阶涡旋光束的偏振方向, 使它们的偏振方向互相垂直, 发生相干叠加; 反射镜 1 和 2 的作用一是调节 SLM 出来的涡旋光束到 BC 的距离, 使两束涡旋光束到 BC 的距离等臂, 二是调整光路方向, 保证两路光束在合束时相互垂直.

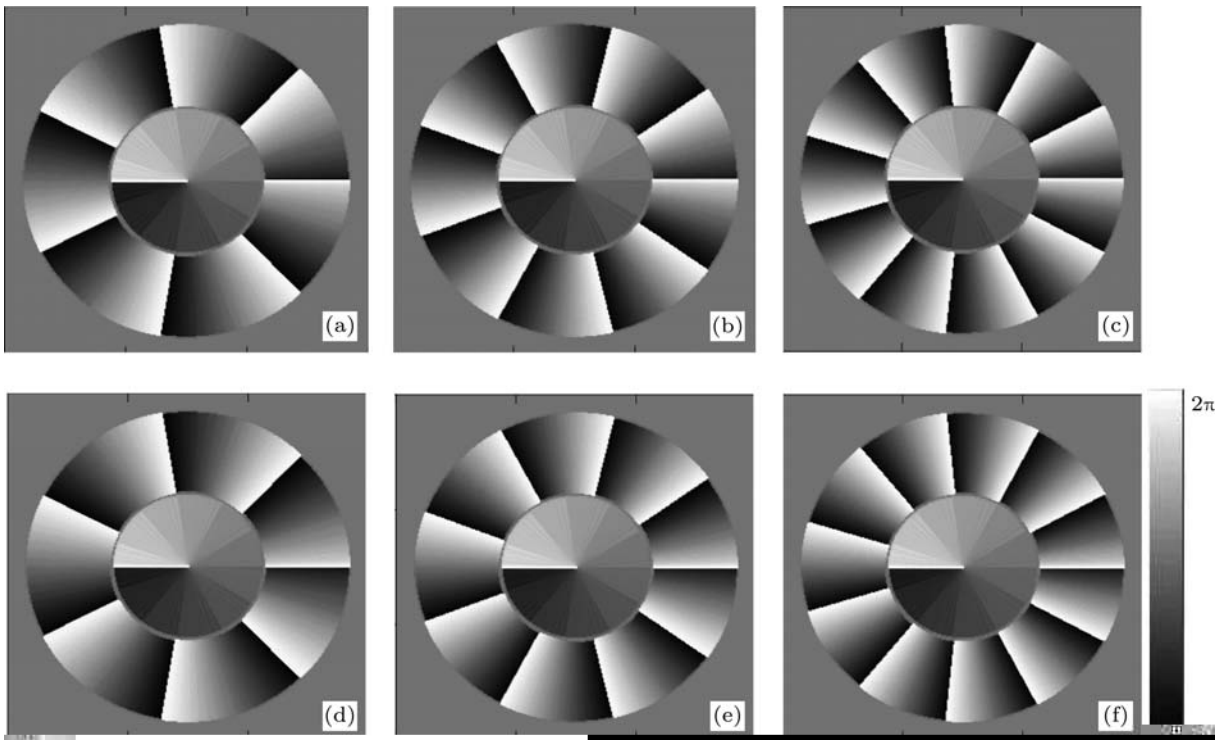

图 4 分数阶双涡旋光束的相位分布图 内环拓扑荷数 $l_1 = 0.7$ 保持不变, 外环拓扑荷数 l_2 取值为 (a) $l_2 = 6.7$; (b) $l_2 = 8.7$; (c) $l_2 = 10.7$; (d) $l_2 = -6.7$; (e) $l_2 = -8.7$; (f) $l_2 = -10.7$

图 5 实验装置示意图

由图 6 与 1, 图 7 与 2 比较可得实验拍摄图与理论模拟图基本符合, 也可以看出, 分数阶双涡旋光束的内外两环是相互独立传输的. 另外我们还测得了两路光束偏振片方向平行时的情况, 发现其光强分布图和两路光束偏振片方向垂直时也是一致的.

4 结 论

本文对分数阶双涡旋光束分别进行了理论模拟和实验分析. 研究结果表明, 此类分数阶双涡旋光束的双环是相互独立传输的, 可分别操控, 通过改变内外环拓扑荷数的分数大小和正负, 可方便地得到缺口大小和朝向都不同的双涡旋; 而且在保持其内环拓扑荷数不变而只改变其外环拓扑荷数整数时, 可改变两环的间距. 由此可见, 分数阶双涡旋光束提供了丰富的控制参数, 其轨道角动量相对于整数阶或单个分数阶拓扑荷数的涡旋光束更具有多样性, 它们的合成作用可同时对所操控的微米、亚微米等微粒子施加不同大小和方向的力, 实现对微粒子的囚禁、平移和旋转等. 因此这类新型的分数阶双涡旋光束在光学镊子、光学扳手等微粒子操控领域具有十分重要的应用前景.

[1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev.* A **45** 8185

[2] Zhang L, Cai Y J, Lu X H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1777 (in Chinese) [张蕾, 蔡阳健, 陆璇辉 2004 物理学报 **53** 1777]

[3] Liu P S, Lu B D 2007 *Chin. Phys.* **16** 411

[4] Tao S H, Lee W M, Yuan X C 2003 *Opt. Lett.* **28** 1867

[5] Sueda K, Miyaji G, Miyanaga N, Nakatsuka M 2004 *Opt. Express* **12** 3548

[6] Basisity I V, Pas'ko V A, Slyusar V V, Soskin M S, Vasnetsov M V 2004 *J. Opt.* A: *Pure Appl. Opt.* **6** S166

[7] Zhang X B, Zhang W, Shu F J, Li Y P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 0213 (in Chinese) [张晓波, 张巍, 舒方杰, 李永平 2007 物理学报 **56** 0213]

[8] Li Y Y, Chen Z Y, Liu H, Pu J X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1740 (in Chinese) [李阳月, 陈子阳, 刘辉, 蒲继雄 2010 物理学报 **59** 1740]

[9] Liu Y X, Pu J X 2011 *Opt. Commun.* **284** 2424

[10] Lee W M, Yuan X C, Dholakia K 2004 *Opt. Commun.* **239** 129

[11] Tao S H, Lee W M, Yuan X C 2004 *Appl. Opt.* **43** 122

[12] Chattrapiban N, Rogers E A, Arakelyan I V, Roy R, Hill W T 2006 *Opt. Phys.* **23** 94

[13] Oemrawsingh S S R, de Jong J A, Ma X, Aiello A, Eliel E R, Hooft G W, Woerdman J P 2006 *Phys. Rev.* A **73** 032339

[14] Tao S H, Yuan X C, Lin J 2005 *Opt. Express* **13** 7726

[15] Vyas S, Singh R K, Senthilkumaran P 2010 *Opt. Laser Tech.* **42** 878

[16] Zhang N, Davis J A, Moreno I, Lin J, Moh K J, Cottrell D M, Yuan X C 2010 *Appl. Opt.* **49** 2456

[17] Guo C S, Yu Y N, Hong Z P 2010 *Opt. Commun.* **283** 1889

[18] Berry M V 2004 *J. Opt.* A: *Pure Appl. Opt.* **4** 259

Experimental study on fractional double-vortex beams*

Fang Gui-Juan[1)2)] Sun Shun-Hong[1)] Pu Ji-Xiong[1)†]

1) (*College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen* 361021, *China*)

2) (*Department of Physics and Electromechanical Engineering, Sanming University, Sanming* 365004, *China*)

(Received 7 April 2011; revised manuscript received 28 June 2011)

Abstract

The generation of fractional vortex beams and their propagation have been interesting research topics in recent years. In this paper we introduce a new type of fractional double-vortex beam, which is generated by the coaxial superposition of the vortex beams with two different fractional topological charges, and its total intensity distribution is of double-ring. We study the generation of this kind of beam theoretically and experimentally. It is shown that the rings of the fractional double-vortex beams carry different orbital angular momenta, from each other and propagate independently. The fractional double-vortex beams possess diverse manipulations as compared with the vortex beams with integer or single fractional charges. Therefore, the fractional double-vortex beam will be of great significance in optical rotation and manipulation of microscopic particles.

Keywords: optical vortex, topological charges, fractional double-vortex beams

PACS: 42.60.Jf, 42.25.Fx, 42.25.Ja

* Project supported by the National Natural Science Foundations of China (Grant No. 60977068) and the Science Foundation of Overseas Chinese Affairs Office of the State Council, China (Grant No. 10QZR03).

† E-mail: jixiong@hqu.edu.cn