

文章编号: 0253-2239(2009)10-2924-05

可控制光学双阱实验及非对称双阱的应用

李雅丽 王志坚 龚天林 张 华 纪宪明

(南通大学理学院, 江苏 南通 226007)

摘要 根据用相位板产生可控制光学双阱的实验方案, 制作了具有不同相位差的相位板, 测量了不同相位差相位板衍射光强分布和从双阱到单阱演变过程中的衍射光强分布, 得到了理论与实验一致的结果。进一步分析实验结果发现: 相位差 $\Delta\varphi \neq \pi$ 的相位板, 产生非对称光学双阱, 在原子光学实验中也有很重要的应用, 从而拓展了光学双阱在原子光学实验中的应用范围。

关键词 原子光学; 冷原子囚禁; 光学双阱

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092910.2924

Experiment of Controllable Double-Well Optical Trap and Application of Asymmetric Double-Well Optical Trap

Li Yali Wang Zhijian Gong Tianlin Zhang Hua Ji Xianming

(Science College, Nantong University, Nantong, Jiangsu 226007, China)

Abstract The phase plates with different phase differences were fabricated according to the experimental scheme that used phase plates to generate controllable double-well optical traps. The diffraction intensity distributions of different phase plates and intensity distribution from double-well to single-well evolution process were measured. The experimental results showed good accordance with the theoretical results. Further analysis of the results revealed that the phase plates with $\Delta\varphi \neq \pi$ can generate asymmetric double-well optical traps. This has important applications in atomic optics experiment and develops their application range.

Key words atomic optics; cold atoms trapping; double-well optical trap

1 引 言

20 世纪 80 年代以来, 原子和分子冷却技术得到了快速的发展^[1~6], 冷原子的温度已达到 nK 数量级, 相应的德布罗意波长与可见光相近, 对冷原子和冷分子的囚禁、导引、分束等操作已经成为原子光学研究领域的重要内容。实践证明, 用光波场操作和控制冷原子有许多独特的优点, 人们已经提出了多种冷原子光学囚禁、光波导、分束和玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC) 的方案, 并进行了广泛的实验研究^[7~20]。在文献[11]中, 提出了用相位板产生双光阱的方案, 在这一方案中, 用一束激光照明由相位板

和会聚透镜组成的简单光学系统, 即可产生一对光学双阱, 并且能够实现双光阱到单光阱连续演化。这一实验方案在双样品原子的囚禁、冷原子的碰撞、双样品玻色-爱因斯坦凝聚性质以及双原子团间量子纠缠等方面有广阔的应用前景。本文运用微光学技术制作二元相位板, 以 He-Ne 激光为光源, 研究了双光阱的产生和双光阱到单光阱演化的过程, 分析了实验误差带来的影响, 得到了与理论一致的实验结果。从实验结果中发现: 相位差 $\Delta\varphi \neq \pi$ 的相位板, 产生光强分布不对称的光学双阱, 这种非对称光阱在原子光学实验中也有重要的应用。

收稿日期: 2008-11-17; 收到修改稿日期: 2009-02-09

基金项目: 国家自然科学基金(10674047), 江苏省自然科学基金(BK2008183)和华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室开放基金资助课题。

作者简介: 李雅丽(1961—), 女, 副教授, 主要从事物理实验教学和光学与原子光学等方面的研究。

E-mail: liyali@ntu.edu.cn

2 实 验

2.1 仪器及材料

Dektek 3ST 型阶仪, JR-2B 型溅射刻蚀台, GSZF-1 型衍射光强自动记录仪, GY-10 型的 He-Ne 激光器, 针孔滤波器, 矩形光阑(边长为 $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$), 傅里叶透镜两个 ($f_1 = 200\text{ mm}$, $f_2 = 500\text{ mm}$), 放大倍数为 $10 \times$ (实际测量为 $8.2 \times$) 的读数显微镜一台, 石英片 ($n=1.46$, 宽度为 $20\text{ mm} \times 20\text{ mm}$) 若干, 北京化学试剂研究所生产的 BP212 紫外正型光刻胶等。

2.2 相位板的制作

根据文献[11], 首先在 JR-2B 型溅射刻蚀台的

表 1 相位板的刻蚀时间、刻蚀深度和相位差

Table 1 etching time, etching depth and phase difference of the phase plate

| serial number | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|----------------------------|-------------|-------------|-------------|------------|------------|
| T/min | 15 | 20 | 30 | 35 | 40 |
| d/nm | 329.8 | 463.4 | 667.3 | 815.9 | 973.7 |
| $\Delta\varphi/\text{rad}$ | 0.4795π | 0.6737π | 0.9702π | 1.186π | 1.416π |

根据表 1, 作出刻蚀深度 d 与刻蚀时间 T 关系曲线如图 1, 图 1 表明: 射频功率为 50 W 、气体流量为 $50\text{ cm}^3/\text{min}$ 时, 刻蚀深度 d 与刻蚀时间 T 之间的关系接近于线性关系。刻蚀时间 $T=30\text{ min}$ 的 3 号相位板, 相位差 $\Delta\varphi=0.97\pi$, 与文献[11]中要求的 $\Delta\varphi=\pi$ 误差 3% , 其它 4 块相位板的相位差 $\Delta\varphi$ 与 π 相差都比较大。

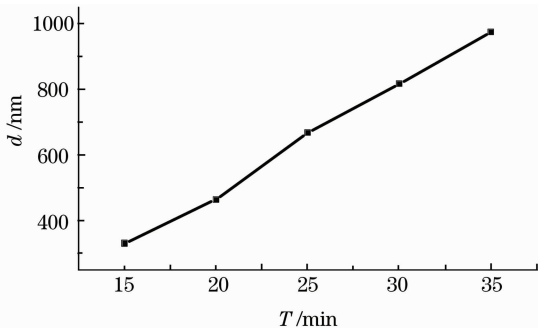


图 1 刻蚀深度 d 与刻蚀时间 T 的关系曲线

Fig. 1 Relation curve between etching depth d and etching time t

2.3 产生光学双阱实验

产生光学双阱的实验光路如图 2 所示, 相位板 P 安装在五维精密调节支架上, 可沿图 2 中 x 方向平移, 可调光阑 G、相位板 P 和聚焦透镜 L_2 三者共轴, G 和 L_2 相对固定, 用 He-Ne 激光器做光源, 光源实际输出功率为 5.5 mW , 经过针孔滤波器 F 和准直透镜 L_1 滤波、扩束、准直, 扩束后激光的束腰半径 $\omega_0=3.5\text{ mm}$, 照射到光阑 G 上, 光阑紧靠相位板

溅射腔中, 给石英片的一半镀上铬膜保护层, 然后置于 JR-2B 型溅射刻蚀台的刻蚀腔中, 用 SF_6 离子气体对未镀铬膜层的一半石英片进行刻蚀。在实验过程中, 通过反复调试, 最终在射频功率为 50 W 、气体流量为 $50\text{ cm}^3/\text{min}$ 的条件下, 取不同的刻蚀时间 T , 刻制了 5 片二台阶相位板。通过清洗去掉铬膜保护层后, 用 Dektek 3ST 型台阶仪分别测量了这 5 片相位板的刻蚀深度 d , 取照明光波长 $\lambda=632.8\text{ nm}$, 根据相位差 $\Delta\varphi$ 与刻蚀深度 d 的关系, 即 $\Delta\varphi=2\pi(n-1)d/\lambda$, 计算了各片相位板的相位差, 结果如表 1 所示。

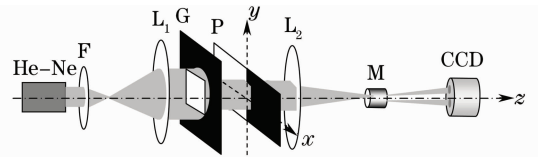


图 2 光学双阱的测试光路

Fig. 2 Measurement light path of double-well optical trap P, 相位板实际受光照的宽度与光阑的透光孔 ($5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$) 相同, 透镜 L_2 对相位板的衍射光聚焦, 在 L_2 的焦平面上得到光学双阱。双光阱间的距离很小(约 0.1 mm 量级), 因此, 我们先用显微镜 M 对 L_2 焦平面上的衍射光强分布图进行放大, 然后用衍射光强自动记录仪记录光强分布曲线。实验分两项内容进行:

实验一 光强分布与相位差的关系

按表 1 中相位板序号, 分别把 5 片具有不同的相位差的相位板插入图 2 所示光路中, 调节相位板和光阑的相对位置, 使相位板的相位跃变线和光阑的中线重合, 从而使得光阑窗口内两个不同相位区域的面积相等 ($5\text{ mm} \times 2.5\text{ mm}$)。保持相位板在光路中的相对位置不变, 更换相位板, 测出衍射光强分布。图 3 是衍射光强记录仪输出的光强分布曲线, 图 3(a)~(e) 是对应于 1-5 号相位板的光强分布曲线。

实验二 双阱到单阱的演变过程

在实验一已调好的光路基础上, 相位板在五维调节支架上沿 x 方向平移, 则可实现双阱到单阱的演变, 图 4(a)~(d) 分别是 3 号相位板沿 x 方向移动距

离 $t=0, 1.0 \text{ mm}, 2 \text{ mm}, 2.5 \text{ mm}$ 时, 衍射光强记录仪输出的光强分布曲线。把 3 号相位板换为 4 号相位板, 作同样移动时光强分布曲线如图 5(a)~(d)。

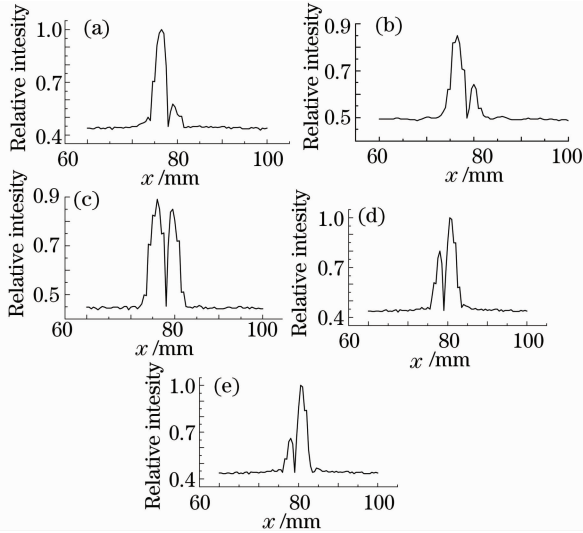


图 3 相位差不同的相位板产生双光阱的光强分布

Fig. 3 Intensity distributions of the double-well optical trap generated by the phase plates with different phase difference

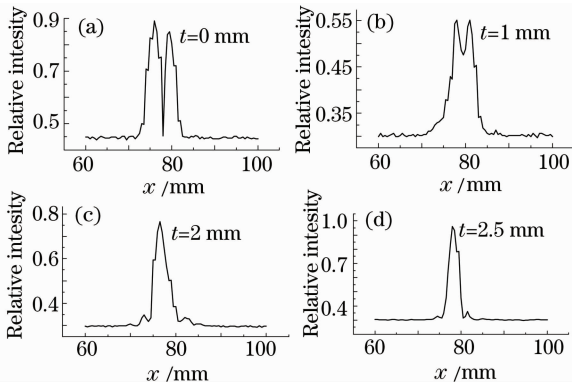


图 4 3 号相位板光学双阱到单阱的演变过程

Fig. 4 Evolution process from double-well optical trap to single well generated by No. 3 phase plate

图 3~图 5 中各光强分布曲线是衍射光强记录仪输出的原图, 图中光强分布有一定大小的衬底光强, 包含衍射光强记录仪的暗电流和暗室内环境杂散光以及仪器表面漫反射光, 实际衍射光强分布应

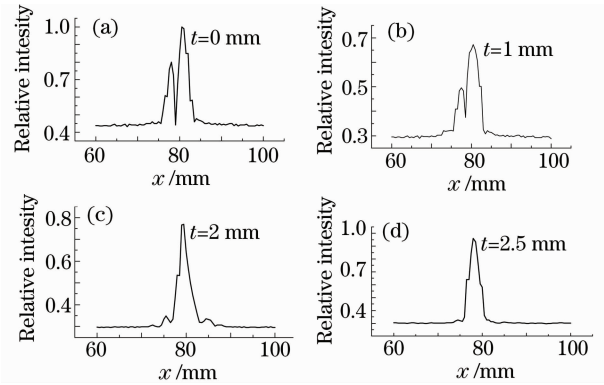


图 5 4 号相位板光学双阱到单阱的演变过程

Fig. 5 Evolution process from double-well optical trap to single well generated by No. 4 phase plate

该减去衬底光强; 图中纵坐标是光强的相对值, 横坐标 x 的标度是显微镜放大后的尺寸, 再缩小 8.2 倍 (显微镜的放大倍数) 后是实际尺寸。

3 实验结果分析

在相位板的制作过程中, 刻蚀深度直接决定相位板的相位差。刻蚀深度与射频功率、气体流量和刻蚀时间 (或刻蚀速率) 等因素有关, 在实际刻蚀过程中, 由于射频功率和气体流量有波动起伏, 实际刻蚀深度与设计之间必然有一定的偏差。表 1 和图 1 表明, 在制作相位板时, 我们调节射频功率和气体流量, 获得了比较合适的刻蚀速率 (速率过慢, 刻蚀时间长, 气流量波动影响大, 速率过快, 不容易准确控制刻蚀时间), 使刻蚀时间与刻蚀深度接近于正比关系, 能够通过控制刻蚀时间来比较精确地控制刻蚀深度。

相位板刻蚀深度 (相位差) 的偏差对衍射光强分布有较大影响, 由图 3 可以看出, 相位差 $\Delta\varphi \neq \pi$ 时, 也能产生光学双阱, 但两个光阱的光强分布不对称, 即产生非对称双光阱, $\Delta\varphi$ 取不同值, 光强分布不同, $\Delta\varphi = \pi$ 时, 两个光阱的光强对称分布。根据文献 [11], 我们可以从理论上推出: 相位板的相位差为 $\Delta\varphi$ 、相位板相对光阑移动距离为 t 时焦平面上的光强分布为

$$I_t(x, y) = \frac{4I_0 a^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^2(2u + \Delta\varphi/2) + \sin^2(\Delta\varphi/2) - 2\sin(2u + \Delta\varphi/2)\sin(\Delta\varphi/2)\cos(2tu/a)}{u^2} \cdot \frac{\sin^2(2v)}{(2v)^2}, \quad (1)$$

式中 $u = \pi ax/(\lambda f)$, $v = \pi ay/(\lambda f)$ 。当 $t = 0$ 时,

$$I_t(x, y) = \frac{16I_0 a^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^2 u \cos^2(u + \Delta\varphi/2)}{u^2} \cdot \frac{\sin^2(2v)}{(2v)^2}, \quad (2)$$

根据 (2) 式, 通过数值计算, 我们得到计算光阱中心位置的近似公式为

$$u_{c\pm} = \pm 0.371\pi - 0.371(\Delta\varphi - \pi), v_c = 0, \quad (3)$$

两光阱的最大光强分别为

$$I_f(x_{c\pm}, 0) = \frac{16I_0 a^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^2 u_{c\pm} \cos^2(u_{c\pm} + \Delta\varphi/2)}{u_{c\pm}^2}. \quad (4)$$

(3)和(4)式说明, $\Delta\varphi = \pi$ 时, 光阱的中心和光强分布关于 x 轴对称, 两光阱的最大光强相同, 囚禁同一种粒子时阱深相同; $\Delta\varphi \neq \pi$ 时, 两光阱中心随 $\Delta\varphi$ 的变化向一侧移动, 两光阱中心的距离基本不变, 光强分布不对称, 一个光阱的光强变大, 另一个光强变小, 两光阱的最大光强之比为

$$\frac{I_{f+c}}{I_{f-c}} = \frac{\sin^2[0.371(\Delta\varphi - 2\pi)] \cos^2(0.129\Delta\varphi + 0.742\pi)}{\sin^2(0.371\Delta\varphi) \cos^2(0.129\Delta\varphi)} \left[\frac{0.371\Delta\varphi}{0.371(\Delta\varphi - 2\pi)} \right]^2, \quad (5)$$

当 $\Delta\varphi \rightarrow 0$ 或 $\Delta\varphi \rightarrow 2\pi$ 时, 双光阱中一个光阱的光强变为 0, 双阱变为单光阱。

在图 3 所示的实验结果中减去衬底光强, 实验光强分布曲线与根据(2)式得到的理论曲线相比较,

曲线的形状是非常相似的。根据实验结果和(3)和(5)式, 分别计算双阱中心的距离和最大光强的比值, 结果如表 2, 表 2 充分说明, 实验结果与理论是相符的。

表 2 不同相位板双阱的实验结果与理论比较

Table 2 comparison of the experimental results, which was measured from the double-well optical trap generated by different phase plates, with theoretical ones

| serial number of the phase plate | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|----------------------------------|--------------------|--------------|--------------|--------------|-------------|-------------|
| $\Delta\varphi/\text{rad}$ | | 0.4795 π | 0.6737 π | 0.9702 π | 1.186 π | 1.416 π |
| maximum intensity | experimental value | 1:0.248 | 1:0.431 | 1:0.909 | 1:1.660 | 1:2.993 |
| ratio of the double well | theoretical value | 1:0.236 | 1:0.411 | 1:0.923 | 1:1.654 | 1:3.138 |
| distance between the | experimental value | 0.360 | 0.367 | 0.389 | 0.385 | 0.388 |
| optical traps/mm | theoretical value | 0.376 | 0.376 | 0.376 | 0.376 | 0.376 |

在双阱到单阱的演变过程中, 由于 3 号相位板的相位差 $\Delta\varphi = 0.97\pi$, 与 $\Delta\varphi = \pi$ 的误差仅为 3%, 实验所得到的光强分布图 4 与文献[11]中的图 4 基本上是一致的。4 号相位板的相位差 $\Delta\varphi = 1.186\pi$, 与 $\Delta\varphi = \pi$ 的误差为 18.6%, 图 5 所示的实验结果与用(1)式计算的结果是一致的。4 号相位板产生的两个光阱的最大光强不同, 在双阱到单阱演变过程中, 两光阱保持一定的光强差, 逐渐靠近, 演变为单光阱。

理论分析和实验结果都表明: $\Delta\varphi \neq \pi$ 的相位板产生的非对称双阱, 也能实现双阱到单阱演变, 双阱的相对光强随相位差改变。这种非对称双阱在原子光学和分子光学中同样有很重要的应用。因为对于同一种粒子(原子或分子), 两个非对称光阱的光强不同, 有不同的囚禁阱深, 可囚禁不同温度的粒子; 而对于不同种类的粒子, 相对同一波长的激光, 失谐量不同, 光强相同时, 囚禁阱深则不同。选择合适的 $\Delta\varphi$, 可以使两个非对称光阱有相同的阱深, 在阱深相同的条件下研究不同粒子碰撞。如用波长 $\lambda_l = 1.06 \mu\text{m}$ 的 YAG 激光囚禁 ^{84}Kr 和 ^{85}Rb 冷原子时, ^{84}Kr 的谐振角频率和自然线宽分别为 $\omega_{a\text{Kr}} = 2\pi \times 3.7 \times 10^{14} \text{ Hz}$, $\Gamma_{\text{Kr}} = 2\pi \times 5.56 \times 10^6 \text{ Hz}$, 而对于 ^{85}Rb

则有 $\omega_{a\text{Rb}} = 2\pi \times 3.85 \times 10^{14} \text{ Hz}$, $\Gamma_{\text{Rb}} = 2\pi \times 6.1 \times 10^6 \text{ Hz}$, 根据文献[11]中的计算方法, 可得 ^{84}Kr 和 ^{85}Rb 的阱深之比为

$$\frac{U_{\text{DKr}}}{U_{\text{DRb}}} = \frac{1 - \omega_l^2/\omega_{a\text{Kr}}^2}{1 - \omega_l^2/\omega_{a\text{Rb}}^2} \frac{\Gamma_{\text{Kr}}}{\Gamma_{\text{Rb}}} \frac{I_{c+}}{I_{c-}}, \quad (6)$$

$\Delta\varphi = \pi$ 时, 光学双阱的光强相同, 对 ^{84}Kr 和 ^{85}Rb 原子阱深之比为 0.83; 取 $\Delta\varphi = 1.07\pi$ 时, 两个非对称光阱的最大光强之比为 1.21, 对 ^{84}Kr 和 ^{85}Rb 原子则有相同的阱深。因此, 我们可以根据双样品粒子的具体情况, 选择相位板的相位差, 得到具有不同光强的光学双阱, 用于双样品粒子的冷碰撞的性质和物质波干涉的实验研究。

4 结 论

根据文献[11]提出的可控制光学双阱实验方案, 用 JR-2B 型溅射刻蚀台制作了具有不同相位差的相位板, 简要分析了射频功率和气体流量相同时, 刻蚀深度 d 与刻蚀时间 T 之间的关系; 测量了不同相位差的相位板产生的衍射光强分布和双阱到单阱演变过程中的衍射光强分布, 对实验数据和理论计算进行了比较, 结果表明: 文献[11]理论分析与实验结果是一致的。进一步分析还发现: 相位差 $\Delta\varphi \neq \pi$

的相位板产生的非对称光学双阱,在原子光学实验中也有重要的应用,从而拓展了光学双阱在原子光学实验中的应用范围。

参 考 文 献

- 1 W. D. Phillips, Harold Mitalf. Laser deceleration of an atomic beam[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**(9): 596~599
- 2 S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm *et al.*. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **55**(1): 48~51
- 3 F. M. H. Crompvoels, R. T. Jongma, H. L. Bethlem *et al.*. Longitudinal focusing and cooling of a molecular beam[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(9): 093004
- 4 Li Shiqun. Laser cooling and neutral atom trapping ① [J]. *College Physics*, 1999, **18**(1): 1~5
李师群. 激光冷却和捕获中性原子 ① [J]. *大学物理*, 1999, **18**(1): 1~5
- 5 Li Shiqun. Laser cooling and neutral atom trapping ② [J]. *College Physics*, 1999, **18**(2): 1~6
李师群. 激光冷却和捕获中性原子 ② [J]. *大学物理*, 1999, **18**(2): 1~6
- 6 Li Shiqun. Laser cooling and neutral atom trapping ③ [J]. *College Physics*, 1999, **18**(3): 1~4,17
李师群. 激光冷却和捕获中性原子 ③ [J]. *大学物理*, 1999, **18**(3): 1~4,17
- 7 S. R. Granade, M. E Gehm, K. M O'Hara *et al.*. All-optical production of a degenerate fermi gas[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(12):120405
- 8 G. Birkel, F. B. J. Buchkremer, R. Dumke, *et al.*. Atom optics with microfabricated optical elements[J]. *Opt. Commun.*, 2001, **191**(1-2): 67~81
- 9 Ji Xianming, Xia Yong, Yin Jianpin. Generation of one-dimensional array of focused hollow-beam pipes and its surface microscopic waveguide for cold atoms or molecules[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(7): 1272~1275
- 10 Ji Xianming, Yin Jianping. Controllable double-well optical trap for cold atoms or molecules and its one-dimensional and two-dimensional optical lattices [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2005, **22**(8): 1737~1748
- 11 Ji Xianming, Yin Jianping. Controllable double-well optical trap for cold atoms or molecules [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(12): 4163~4172
纪宪明, 印建平. 冷原子或冷分子的可控制光学双阱[J]. *物理学报*, 2004, **53**(12): 4163~4172
- 12 Ji Xianming, Yin Jianping. A novel beam-splitter for surface wave-guided atoms or molecules[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(10): 4659~4665
纪宪明, 印建平. 一种新颖的表面光波导型原子(或分子)分束器 [J]. *物理学报*, 2005, **54**(10): 4659~4665
- 13 Lu Junfa, Ji Xianming, Yin Jianping. Two-dimensional novel optical lattices with multi-well traps for cold atoms or molecules [J]. *Chin Opt. Lett.*, 2006, **4**(12): 683~686
- 14 Lu Junfa, Ji Xianming, Yin Jianping. Controllable eight-well optical trap and the two-dimensional optical lattices for cold atoms or molecules[J]. *Chinese. J. Lasers*, 2008, **35**(7): 1017~1023
陆俊发, 纪宪明, 印建平. 囚禁冷原子或冷分子的可控制光学八阱及其光学晶格[J]. *中国激光*, 2008, **35**(7): 1017~1023
- 15 Lu Junfa, Ji Xianming, Zhou Qi *et al.*. A novel controllable four-well optical trap for cold atoms or molecules and its two-dimensional optical lattices[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(2): 211~218
陆俊发, 纪宪明, 周琦等. 一种新颖的实现冷原子或冷分子囚禁的可控制光学四阱及其二维光学晶格[J]. *光学学报*, 2008, **28**(2): 211~218
- 16 Chen Liya, Yin Jianping. Optical dipole traps for cold molecules (or cold atoms) using a red-detuned small-hole diffracted light field[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1852~1857
陈丽雅, 印建平. 通过圆孔衍射实现冷分子(或冷原子)囚禁的光学偶极阱[J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1852~1857
- 17 A. C. Ji, W. M. Liu, J. L. Song *et al.*. Dynamical creation of fractionalized vortices and vortex lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(1): 010402
- 18 W. M. Liu, B. Wu, Q. Niu. Nonlinear effects in interference of Bose-Einstein condensates [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(11): 2294~2297
- 19 G. P. Zheng, J. Q. Liang, W. M. Liu. Phase diagram of two-species Bose-Einstein condensates in an optical lattice [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(5): 053608
- 20 Z. W. Xie, Z. X. Cao, E. I. Kats *et al.*. Nonlinear dynamics of a dipolar Bose-Einstein condensate in an optical lattice[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(2): 025601