

文章编号: 0258-7025(2008)07-1017-07

囚禁冷原子或冷分子的可控制光学八阱 及其光学晶格

陆俊发^{1,2} 纪宪明^{2,3} 印建平^{2*}

(¹ 东华理工大学物理系, 江西 抚州 344000; ² 华东师范大学物理系光谱学与波谱学教育部重点实验室, 上海 200062)
³ 南通大学物理系, 江苏 南通 226007

摘要 提出了一种利用单束平面光波照明二元 π 相位板与透镜组合系统实现冷原子或冷分子囚禁的可控制光学八阱的方案, 计算了光学势阱的光强分布和可控光学八阱的几何与光学特征参数、强度梯度及其曲率; 讨论了从光学八阱到四阱或到双阱的演化过程。研究表明, 通过相对于透镜移动二元 π 相位板可实现光学八阱到四阱或到双阱的连续双向演化。讨论了利用该可控光学八阱组成二维光学晶格的方案。

关键词 原子分子光学; 原子分子囚禁; 可控制光学八阱; 二元 π 相位板

中图分类号 O 436 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20083507.1017

Controllable Eight-Well Optical Trap and the Two-Dimensional Optical Lattices for Cold Atoms or Molecules

Lu Junfa^{1,2} Ji Xianming^{2,3} Yin Jianping²

(¹ Department of Physics, East China Institute of Technology, Fuzhou, Jiangxi 344000, China)
² Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy, Ministry of Education, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China
³ Department of Physics, Nantong University, Nantong, Jiangsu 226007, China

Abstract We propose a novel scheme to form a controllable eight-well optical trap for cold atoms or molecules by using an optical system of a binary π -phase plate and a lens illuminated by a plane light wave. We calculate the intensity distribution of the eight-well optical trap and the characteristic parameters of the eight-well trap (including geometric parameters, the intensity distribution, intensity gradients, and their curvatures), and discuss the evolution process of the optical trap from eight-well to four-well or from eight-well to double-well. The result shows that the proposed eight-well trap can be continuously changed into a four-well or double-well trap by moving the π -phase plate. We discuss the controllable optical lattice of eight-well which comes from combination of binary π -phase plate illuminated by single light beam and the rectangle lens combined system.

Key words atom or molecule optics; atom or molecule trap; controllable eight-well optical trap; binary π -phase plate

1 引 言

自 1986 年 Chu 等^[1]利用聚焦的红失谐高斯光束形成了第一个光学势阱, 并成功地实现了冷钠原子的激光囚禁以来, 由于光学势阱便于冷原子或冷分子的装载、囚禁、操控及其光学势蒸发冷却, 采用

单束聚焦高斯光束构成的光学势阱已成为实现中性冷原子囚禁与操控的基本方案之一。近年来由激光场构成的冷原子或冷分子的微光阱阵列(即光学晶格)的研究及其应用已成为冷原子物理和原子光学领域中的热点之一^[2], 原子光学晶格为精确操控中

收稿日期: 2007-10-22; 收到修改稿日期: 2007-11-22

基金项目: 国家自然科学基金(10174050, 10374029, 10674047), 国家自然科学基金重点项目(10434060), 国家科技部量子调控重大基础研究计划项目(2006CB921604)和上海市重点学科以及教育部 211 专项基金项目资助课题。

作者简介: 陆俊发(1955—), 男, 江苏人, 副教授, 主要从事信息光学和原子光学等方面的研究。E-mail: jflu@ecit.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

性原子和研究一些基本物理问题提供了一种有效的方法。例如:YAG 或 CO_2 激光形成的光学晶格用于研究全光学冷却与囚禁的原子或分子玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)及其全光型原子激光的输出^[3~7],研究光学晶格中 BEC 的自囚禁^[8]、非线性绝热演化^[9]、非线性动力学^[10]、双核素的相位图^[11]和磁孤子间的碰撞^[12]等问题,并进行了光学晶格中单原子的囚禁、测量与操纵^[13,14]、量子计算与量子信息处理^[15~18]等研究。

近年来,有关多样品原子或分子的冷碰撞性质、新颖光学晶格的构成、全光型原子或分子芯片与全光型费米气体量子简并、玻色-爱因斯坦凝聚以及多原子团间的量子纠缠与量子干涉、圆环形光学晶格中量子多粒子体系的研究^[19~21],已成为超冷原子、分子物理、原子、分子与量子光学领域中的热门研究课题。此类研究需要可控的光学势阱及其晶格,胡建军等^[22]研究了冷原子的双阱微磁表面囚禁和表面双磁光阱及其应用^[23]。2004 年纪宪明等^[24]提出了实现冷原子囚禁的可控光学双阱方案,最近沐仁旺等^[25]对此方案进行了实验研究,取得了与理论基本一致的结果,2006 年也曾提出过可控光学多阱及其光学晶格的新方案^[26]。2007 年,陈丽雅等^[27]提出圆孔衍射形成偶极阱方案,最近,薛冬梅等^[28]提出了局域空心光束的新方案。本文研究了一种利用单束平面光波照明二元 π 相位板与透镜组合系统实现冷原子或冷分子囚禁的可控制光学八阱的方案,计算并分析了该方案产生的光学势阱的光强分布和可控光学八阱的几何与光学特征参数、强度梯度及其曲率,讨论了从光学八阱到四阱或到双阱的演化过程和构建可演化光学八阱阵列的新方案。并探讨了光学八阱在超冷原子物理、冷分子物理、原子光学、分子光学与量子光学甚至量子计算与信息处理等领域中广阔的应用前景。

2 可控制的光学八阱方案

可控制的光学八阱方案如图 1 所示,由一边长为 $4a$ 的矩形二元 π 相位板和一边长为 $2a$ 的矩形透镜组成。长宽均为 $4a$ 的矩形透明介质平板,分为直角边长为 $2a$ 的八个三角形,八个三角形中的任两个对角三角形光学厚度相同,与另两个相邻三角形的光学厚度之差为 $\lambda/2(z=0)$,相应的相位差为 π , z 轴沿透镜像光轴方向与相位板平面垂直。一束沿 z 方向传播的平面光波通过相位板被分为相位相反(相位差为 π) 的四组八个部分,且八部分面积相等,相

位板中心与边长为 $2a$ 的矩形透镜光心的位置重合。由于完全相消干涉效应,通过相位板和透镜的光波在 xoz , $yo z$ 和相对于 xoz 平面 $\pm 45^\circ$ 的平面上任意点叠加的光强均为零,但由于部分相消或相长干涉效应,在其他平面上的光强大小将随空间位置而变化。因此,加入二元 π 相位板后,在透镜焦平面附近将形成八个光学势阱,称之为光学八阱。当入射光波为红失谐时,光学八阱可用于冷原子或冷分子的激光囚禁。

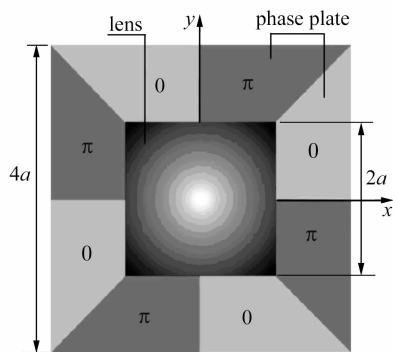


图 1 构成光学八阱的方案示意图

Fig. 1 Schematic diagram of a eight-well optical trap

当用波长为 λ 的平面单色光波照明透镜通光窗口内的相位板时,通过相位板的光波将产生 π 相位差,因此这样的相位板称为二元 π 相位板。分析表明,在二元 π 相位板与透镜组合后,当用平面单色光波(或横向电磁波(TEM_{00})模式激光高斯光束)照明时,将在透镜焦平面上产生光学偶极八阱。当相位板沿 x 或 y 方向移动(透镜不动)时,可实现八阱到四阱的演化,而当相位板沿 xy 对角线方向移动(透镜不动)时,就可实现八阱到双阱的变化。其演化机制如下:当相位板沿 x 方向移动时,相位相反的光波在相对于 $yo z$ 平面上产生的光波将不会发生完全的相消干涉,且随着相位板移动距离 t 的增加,在相对于 $yo z$ 平面上通过 0 与 π 相位两部分的面积差增大,于是在相对于 $yo z$ 平面上的光强将不断增大;当相位板移动距离为 $t = a$ 时,相位板在相对于 $yo z$ 平面通过光波相位为 0 和 π 部分的面积为 $1:3$,在透镜焦平面上的光强分布也就演化为相对于 $yo z$ 平面方向的四阱分布。而当相位板沿 xy 对角线方向移动时,相位相反的光波在相对于 xoz 平面 -45° 的平面上产生的光波将不会发生完全的相消干涉,且随着相位板移动距离 t 的增加,在相对于 xoz 平面 -45° 的平面上通过 0 与 π 相位两部分的面积差增大,于是在相对于 xoz 平面 -45° 的平面上的光强将不断增大;当相位板移动距离为 $t = \sqrt{2}a$ 时,相位板在相对

于 xoz 平面 -45° 的平面上相位的调制作用将消失, 通过相位板的光波相位为 0 和 π 部分的面积相等, 在透镜焦平面上的光强分布也就演化为相对于 xoz 平面 -45° 方向的双阱分布。由此可见, 只要将相位板相对于透镜进行适当平移, 就可以实现光学八阱到双阱的连续演化, 反之亦然。显然, 本文提出的光学八阱方案在元器件制作^[29]、光路调节以及对冷原子或冷分子的激光囚禁与操控上极为简便灵活。

3 理论计算与分析

3.1 光学八阱的参数计算

在图 1 中, 相位板上 0 与 π 相位的突变线位于 x, y 轴和相对于 xoz 平面 $\pm 45^\circ$ 的线上, 透镜中心位于突变线的中点上, 则相位板的透过率函数为

$$g(x, y) = \begin{cases} +1 & \text{phase is } 0 \\ -1 & \text{phase is } \pi \end{cases}, \quad (1)$$

为了计算方便, 假设用理想平面光波垂直照射相位板, 照明光波的波长为 λ , 振幅为 A , 透镜焦距为 f , 根据菲涅耳衍射理论, 在距透镜 z 处, 且垂直于光轴

的任一平面 $x'o'y'$ 上的光扰动分布为

$$U(x', y', z) = \frac{A}{\lambda z} \times \iint g(x, y) \exp\left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[(x^2 + y^2) \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{2(xx' + yy')}{z} \right] \right\} dx dy, \quad (2)$$

相应的光强分布为 $I(x', y', z) = |U(x', y', z)|^2$ 。当系统参数 $a = 100 \mu\text{m}$, $f = 500 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $P = 100 \text{ mW}$, $I_0 = 2.5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ 时, 根据(2)式, 当 $z = f$ 时, 透镜焦平面($x_0o'y_0$)上的光强分布的二维等值线图、二维密度图和二维光强分布图分别如图 2(a), (b) 和 (c) 所示, 可见在透镜的焦平面上存在着八个光强极大值, 即存在着八个光学偶极势阱, 其最大光强为 1.457 GW/m^2 。计算结果表明, 第二极大的最大光强将小于第一极大光强的 $1/7$, 约与最大光强的 $1/e^2$ 相当, 因此可以忽略不计。光学八阱的相关参数如光强分布半宽度及 $1/e^2$ 宽度、光阱体积、强度梯度及其曲率等如表 1 所示。

由表 1 可见, 光阱的体积 $\Delta V_{1/e^2} = 1459 \mu\text{m}^3$, 相

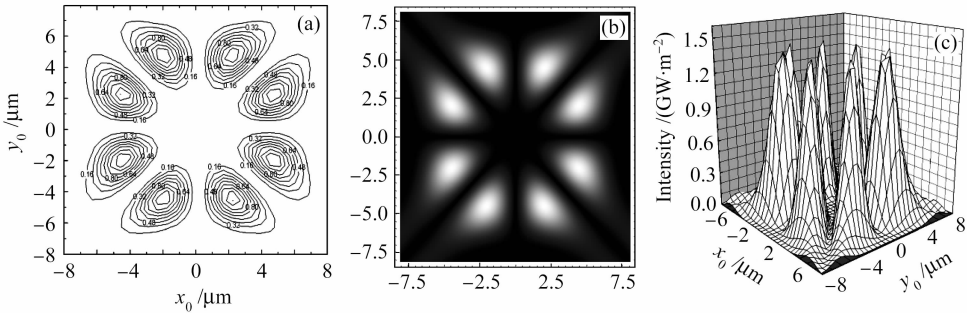


图 2 当 $a = 100 \mu\text{m}$, $f = 500 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $P = 100 \text{ mW}$, $I_0 = 2.5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, $z = f$ 时, 透镜焦平面($x_0o'y_0$)上的光强分布的 (a) 二维等值线图, (b) 二维密度图和 (c) 二维光强分布图

Fig. 2 Intensity distributions of the eight-well optical trap on the focal plane ($x_0o'y_0$) of lens. (a) two-dimensional (2D) intensity contours, (b) 2D intensity density distributions, and (c) intensity distributions for $a = 100 \mu\text{m}$, $f = 500 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $P = 100 \text{ mW}$, $I_0 = 2.5 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, $z = f$

表 1 光学八阱的几何参数、最大光强梯度和曲率等参数的计算结果

Table 1 Calculation results on geometric and optical properties of each well in a eight-well optical trap

$\Delta x_{1/2} / \mu\text{m}$	$\Delta y_{1/2} / \mu\text{m}$	$\Delta z_{1/2} / \mu\text{m}$	$\Delta x_{1/e^2} / \mu\text{m}$	$\Delta y_{1/e^2} / \mu\text{m}$	$\Delta z_{1/e^2} / \mu\text{m}$	$\Delta V_{1/2} / \mu\text{m}^3$
2.2374	2.1367	47.04	3.579	3.3052	78.55	353.237
$\Delta V_{1/e^2} / \mu\text{m}^3$	$ \partial I / \partial x_0 _{\max} / (\text{W/m}^3)$	$ \partial I / \partial y_0 _{\max} / (\text{W/m}^3)$	$ \partial I / \partial z _{\max} / (\text{W/m}^2)$	$ \partial^2 I / \partial x^2 _{\max} / (\text{W/m}^4)$	$ \partial^2 I / \partial y^2 _{\max} / (\text{W/m}^4)$	$ \partial^2 I / \partial z^2 _{\max} / (\text{W/m}^4)$
1459.57	1.13×10^{15}	1.01×10^{15}	2.39×10^{14}	1.62×10^{21}	1.521×10^{21}	3.877×10^{19}

应的最大光强梯度及其曲率分别达到 $1.1265 \times 10^{15} \text{ W/m}^3$ 和 $1.6152 \times 10^{21} \text{ W/m}^4$ 左右。当粒子密度为 $n = 10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 时, 光阱中囚禁的粒子数可达到 $N \approx 1.5 \times 10^4 \sim 1.5 \times 10^5$ 。显然, 这样的光阱可用于原子或分子 BEC 的光学囚禁, 甚

至于全光型原子或分子 BEC 的实现。

为简便起见, 在以上的讨论中, 采用平面光波进行计算, 但实际应用中一般采用高斯激光光波照明透镜系统。如果使用横向电磁波模高斯光波照明系统, 则理论计算表明^[24], 当束腰半径 ω_0 较小时, 高

斯光阱与平面波光阱的差异较大,而当 $\omega_0 \geq \sqrt{2}a$, 且平面光波 I_0 与高斯光波 I_G 满足近似关系 $\bar{I}_G/I_0 = 1 + 1.054\exp(-1.625a/\omega_0)$ 时,横向电磁波 TEM_{00} 模高斯光波与平面光波照明产生的光阱最大光强相同,光强分布很相近,而且 ω_0 越大,两者的差别越小。因此,只要满足上述条件,即可用高斯光波取代平面光波。

3.2 光学八阱的演化过程

3.2.1 光学八阱到四阱的演化

若二元相位板相对于透镜沿 x 正方向移动(透镜不动),且移动距离为 t ,则经过计算,光学八阱将演化为光学四阱。图3为计算结果,(a)~(c)为二

是可逆的,当相位板从 a 沿 x 负方向移动到零时,四阱恢复为八阱。但从图中可见,在这四个光阱中,沿 x 方向的二个光阱不完全是独立的。二光阱的最大光强与二光阱间的最小光强约为 $1/2$,此时可用于研究一些特殊的隧道效应。

3.2.2 光学八阱到双阱的演化

当相位板沿 xy 对角线(即 45° 方向)方向移动 $\sqrt{2}t$ 时,计算表明,当相位板沿 45° 方向从零移动 $\sqrt{2}a$ 时,光学八阱将连续演变为双阱,相应的光强等值线和光强二维分布分别如图4(a)~(c)和(d)~(f)所示。

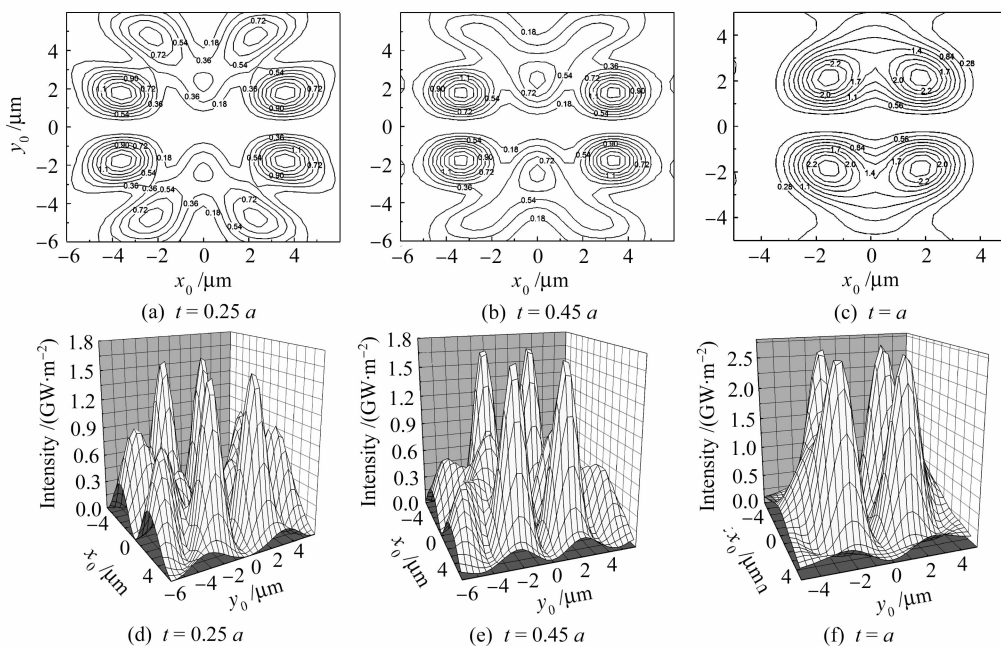


图3 当相位板沿 x 轴正方向移动时,光学八阱到四阱的演化过程。(a)~(c) 光强等值线;(d)~(e) 二维光强分布

Fig.3 Evolution from eight-well optical trap to four-well one by moving phase plate along the x direction. (a)~(c) intensity contours on the focal plane of lens, (d)~(e) 2D intensity distributions on the focal plane of lens for the moving distance

此外,若将二元相位板绕 z 轴转动,则可实现光学八阱中冷原子相对空间位置随相位板的旋转操纵与控制。

4 可控制的光学八阱阵列

4.1 可演化光学八阱阵列方案

如图1中的二维 π 相位板作为一个周期,沿着 x, y 方向延伸,将形成一个特殊的二维 π 相位光栅,当一波长为 λ 的平面波通过二元 π 相位光栅和二维微透镜阵列构成的光学系统时,将在透镜阵列的焦平面附近形成一个二维的光学八阱阵列。

图5(a)为二维相位光栅和二维透镜阵列光学

系统的示意图。当二维 π 相位光栅和二维微透镜组成的光学系统由平面波照明时,在微透镜阵列的焦平面附近获得二维的光学八阱阵列,如图5(b)所示。另外,如果 π 相位光栅相对微透镜阵列沿 x 方向从零移动到 a 时,二维的可演化光学八阱阵列将演化为光学四阱阵列,而当相位板阵列相对于透镜阵列沿 xy 对角线方向移动时,二维的光学八阱阵列将演化为双阱阵列。

4.2 光学八阱阵列的强度分布

当 $a^2 \gg f\lambda$ 时,在透镜的焦点附近,每个透镜的衍射光强分布互相独立,从不同透镜出射的衍射光波的干涉效应可以忽略。此时,当用平面波照明二

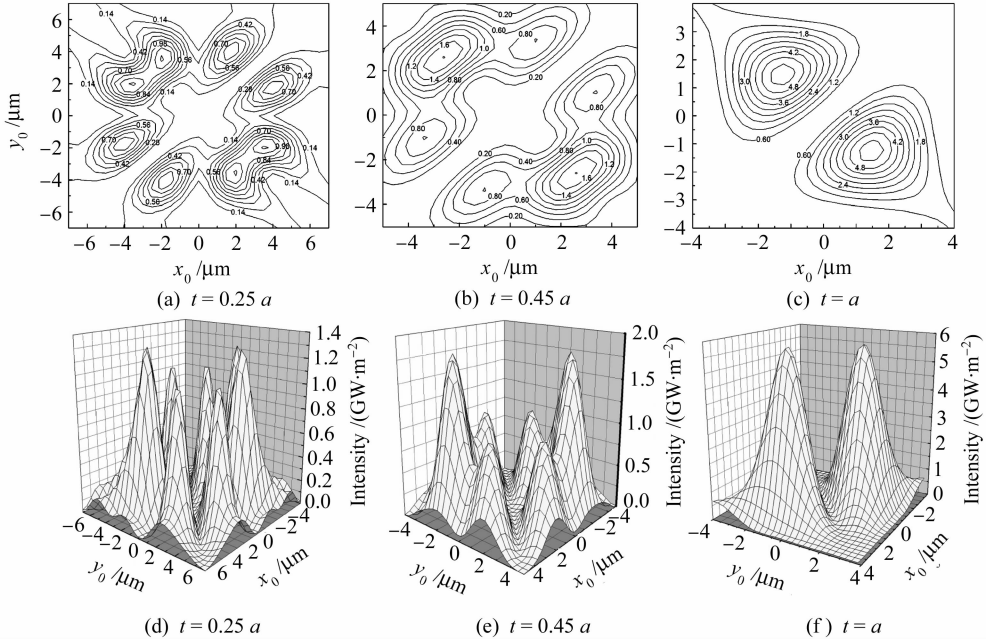


图 4 当相位板沿 45° 方向(即 xy 对角线)移动时,光学八阱到双阱的演化过程。(a)~(c) 光强等值线; (d)~(f) 二维光强分布

Fig. 4 Evolution from eight-well optical trap to double-well one by moving phase plate along the diagonal direction of x and y coordinates. (a)~(c) intensity contours on the focal plane of lens; (d)~(f) 2D intensity distributions on the focal plane of lens for the moving distance

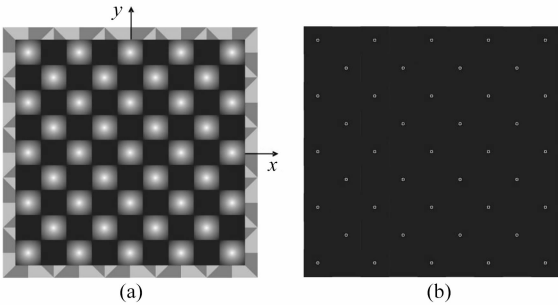


图 5 可演化光学八阱晶格形成方案示意图。(a) 形成可演化光学八阱晶格方案;(b) 当单束光垂直照射此系统时,在透镜阵列的焦平面处形成的可演化八阱光学晶格的光强分布

Fig. 5 Schematic diagram of a 2D array of controllable eight-well optical traps. (a) top view of the 2D eight-well array; (b) intensity distribution of the 2D array of eight-well optical traps on the focal plane of the lens array

维 π 相位光栅和二维微透镜阵列组成的光学系统时,每一个透镜的出射光强分布是相同的,因此,仅需要讨论单个透镜的光强分布,晶格中每个八阱分布仅是单个光学八阱沿 x 方向 $4ma$ 和沿 y 方向 $2na$ 的一个平移;因此,每个光阱的几何和光学参数及光强最大梯度及其曲率与表 1 相同,当每个透镜的平均照明功率 $P_{m,n} = 100 \text{ mW}$, $a = 100 \mu\text{m}$, $f =$

$500 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 时,每个光阱的最大光强 $I_{\max} = 1.457 \text{ GW/m}^2$ 。当 π 相位光栅相对于透镜沿 x 或 y 方向移动距离 t 等于 a 时,光学八阱的二维阵列演变为一个二维的四阱阵列,当 π 相位光栅相对于透镜沿 xy 对角线方向移动距离 t 等于 $\sqrt{2}a$ 时,光学八阱的二维阵列演变为一个二维的双阱阵列。

由表 1 可见,当 $a = 100 \mu\text{m}$, $f = 500 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $P_{m,n} = 100 \text{ mW}$ 时,光学八阱的二维阵列每个光阱的几何尺寸在 $3 \sim 50 \mu\text{m}$ 的范围内,是典型的 BEC 原子云的尺寸,而且最大光强梯度及其曲率大于 $1.1265 \times 10^{15} \text{ W/m}^3$ 和 $1.6152 \times 10^{21} \text{ W/m}^4$ 。很明显,这样的光学八阱阵列不仅可用于全光型原子或分子 BEC 光学八阱二维阵列,而且在量子计算和量子信息处理中也有许多重要应用。

5 可控制光学八阱的潜在应用

5.1 冷原子或冷分子样品的光学囚禁

当一个二能级原子在非均匀光场中运动时,由于交流斯塔克效应,将受到一个光场偶极力的作用。当失谐量 $\delta = \omega_1 - \omega_a$ (ω_1 为激光频率, ω_a 为原子共振频率) 较大时,相互作用势 $U_D(\mathbf{r})$ 由文献[24] 中的公式(17) 给出,当光场为红失谐时,相互作用的光学偶极势 $U_D(\mathbf{r})$ 为吸引势,原子被吸引到光强最强

处。对于 ^{85}Rb 原子的 D_2 线, $\omega_a = 2\pi \times 3.85 \times 10^{14}$ Hz, $\Gamma = 2\pi \times 6.1 \times 10^6$ Hz, 对于最大光强为 $I_{\max} = 1.457 \times 10^9$ W/m² 的光学八阱, 相应的偶极势为 $U_{D\max} = 220$ μK , 远高于光学粘胶中的冷 ^{85}Rb 原子温度(约 10 μK)。且增大透镜的相对孔径还可进一步提高光阱的最大光强, 从而获得更高的光学囚禁势。

此外, 当二能级原子在光场中运动时还将发生自发辐射, 其辐射速率由文献[24]中公式(18)估计, 当光学八阱的最大光强为 1.457×10^9 W/m² 时, 囚禁原子的自发辐射速率为 0.76 s⁻¹。由此可见, 本文提出的光学八阱不仅具有较高的偶极势和较大的囚禁体积, 而且自发辐射率较低, 完全可用于收集并囚禁来自光学粘胶的冷原子, 实现多原子样品的光学囚禁。此外, 根据交流斯塔克效应, 光学八阱同样可用于冷分子样品的光学囚禁。

5.2 具有大晶格常数的新颖光学晶格

从图 5 可见, 当冷原子或冷分子装进 YAG 或 CO₂ 激光囚禁的光学八阱阵列, 形成一个具有大光学晶格常数的类似于二维驻波光晶格的光学八阱的光学晶格, 但它的晶格常数远大于驻波光晶格常数, 这是单光束照明的情况。然而, 如果用不同方向的几束激光来照明由二维 π 相位光栅和二维微透镜阵列组成的光学系统, 可以在透镜的焦平面处获得具有相同晶格常数和不同晶格形状的光学八阱晶格。这样的光学八阱及其一维或二维光学晶格可用于实现全光型原子或分子 BEC 及其一维或二维 BEC 阵列。

5.3 多原子(或多分子)样品冷碰撞性质

当二元相位板相对透镜移动时, 光学势阱将从光学囚禁势较低的八阱演化为光学势较高的四阱(相位板沿 x 或 y 方向移动)或双阱(相位板沿 xy 轴的对角线移动)。因此, 可以先将冷原子(或冷分子)样品分别装载到八光阱中, 待装载完成后加上一个偏置磁场, 将不同光阱中的样品制备在不同的磁量子态; 然后移动相位板将八光阱中处于不同量子态的冷原子(或冷分子)合并装载至较高光学势的四阱或双阱中, 以便研究处于不同量子态的同种原子(或分子)的冷碰撞性质, 或用于研究囚禁体积减小时发生的绝热压缩(绝热加热)或囚禁体积增大时的绝热膨胀(绝热冷却)效应等。

6 结 论

提出了一种采用平面光波(或 TEM₀₀ 模高斯光

波)照明二元 π 相位板与透镜组合系统产生可控制光学八阱的方案, 计算并分析了该方案产生的势阱光强分布、光阱的特征参数及其强度梯度与曲率, 探讨了光学八阱在原子物理、原子光学、分子光学和量子光学中的应用。研究表明, 当 π 相位板相对于透镜沿 x 方向移动时, 光学八阱将连续演化为四阱, 反之亦然; 而当 π 相位板相对于透镜沿 xy 对角线(或沿 45° 方向)移动时, 光学八阱将连续演化为双光阱, 反之亦然; 此外, 每个光阱的几何参数及其光强参数与透镜系统的相对孔径与照明波长有关, 通过改变透镜系统的相对孔径或移动 π 相位板即可实现光阱中冷原子的激光操纵与控制。因此, 可控制光学八阱在多原子或多分子样品冷碰撞性质的研究、新颖光学晶格的制备、全光型原子或分子 BEC 及其 BEC 阵列的实现、多原子团间的量子纠缠和量子信息科学等领域中有着广阔的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin *et al.*. Experimental observation of optically trapped atoms [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57**:314~317
- 2 Yun Min, Yin Jianping. Lattice atom optics and its applications [J]. *Chin. J. Quantum Electron.*, 2006, **23**(1):10~21
恽 旻, 印建平. 晶格原子光学及其应用[J]. *量子电子学报*, 2006, **23**(1):10~21
- 3 S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer *et al.*. Bose-Einstein condensation of molecules [J]. *Science*, 2003, **302**:2101~2103
- 4 P. R. Berman, G. Raithel, R. Zhang. Sub-Doppler cooling in reduced-period optical lattice geometries [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(3):033415
- 5 Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark *et al.*. Bose-Einstein condensation of cesium [J]. *Science*, 2003, **299**:232~235
- 6 Giovanni Cennini, Gunnar Ritt, Carsten Geckeler *et al.*. All-optical realization of an atom laser [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(24):240408
- 7 K. Xu, Y. Liu, J. R. Abo-Shaeer *et al.*. Sodium Bose-Einstein condensates in an optical lattice [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(4):043604
- 8 Bingbing Wang, Panming Fu, Jie Liu *et al.*. Self-trapping of Bose-Einstein condensates in optical lattices [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**(6):063610
- 9 Andrea Fratallocchi, Gaetano Assanto. Nonlinear adiabatic evolution and emission of coherent Bloch waves in optical lattices [J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **75**(1):013626
- 10 Zhengwei Xie, Zexian Cao, E. I. Kats *et al.*. Nonlinear dynamics of a dipolar Bose-Einstein condensate in optical lattice [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(2):025601
- 11 Gan-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
- 12 Z. D. Li, P. B. He, L. Li *et al.*. Magnetic soliton and soliton collisions of spinor Bose-Einstein condensates in an optical lattice [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(5):053611
- 13 Chuanwei Zhang, S. L. Rolston, S. Das Sarma. Manipulation of single neutral atoms in optical lattices [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**(4):042316

- 14 A. Micheli, A. J. Daley, D. Jaksch *et al.*. Single atom transistor in a 1D optical lattice [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(14):140408
- 15 Chaohong Lee, Elena A. Ostrovskaya. Quantum computation with diatomic bits in optical lattices [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(6):062321
- 16 K. G. H. Vollbrecht, J. I. Cirac. Delocalized entanglement of atoms in optical lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(19):190502
- 17 Fei Zhou, Gordon W. Semenoff. Quantum insulating states of $F = 2$ cold atoms in optical lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(18):180411
- 18 S. Yi, T. Li, C. P. Sun. Novel quantum phases of dipolar Bose gases in optical lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(26):260405
- 19 Y. Shin, M. Saba, T. A. Pasquini *et al.*. Atom interferometry with Bose-Einstein condensates in a double-well potential [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(5):050405
- 20 L. Pitaevskii, S. Stringari. Thermal vs quantum decoherence in double well trapped Bose-Einstein condensates [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(18):180402
- 21 Luigi Amico, Andreas Osterloh, Francesco Cataliotti. Quantum many particle systems in ring-shaped optical lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(6):063201
- 22 Hu Jianjun, Yin Jianping. Double-well magnetic surface microtraps for cold atoms [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(7):769~776
胡建军, 印建平. 冷原子的双阱微磁表面囚禁[J]. 光学学报, 2003, **23**(7):769~776
- 23 Hu Jianjun, Yin Jianping. Double-well surface magneto-optical trap for neutral atoms and its potential applications [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(3):412~418
- 胡建军, 印建平. 中性原子的表面双磁光阱及其应用[J]. 光学学报, 2005, **25**(3):412~418
- 24 Ji Xianming, Yin Jianping. Controllable four-well optical trap for cold atoms or molecules [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(12):4163~4172
纪宪明, 印建平. 冷原子或冷分子囚禁的可控制光学双阱[J]. 物理学报, 2004, **53**(12):4163~4172
- 25 Mu Renwang, Li Yali, Ji Xianming *et al.*. Generation of controllable double-well optical trap for cold atoms (molecules) and its experimental studies [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(12):6333~6341
沐仁旺, 李雅丽, 纪宪明 等. 实现冷原子(分子)的可控制光学双阱的产生及其实验研究[J]. 物理学报, 2006, **55**(12):6333~6341
- 26 Junfa Lu, Xianming Ji, Jianping Yin *et al.*. Two-dimensional novel optical lattices with multi-well traps for cold atoms or molecules [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(12):683~686
- 27 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
- 28 Xue Dongmei, Liu Tingting, Guo Chengshan. Localized hollow beams generated through interference of double zero-order Bessel beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5):771~775
薛冬梅, 刘婷婷, 国承山. 基于零级贝塞尔光束干涉产生的局域空心光束[J]. 光学学报, 2007, **27**(5):771~775
- 29 Jin Guofan, Yan Yingbai, Wu Minxian *et al.*. Binary Optics [M]. 1st edn.. Beijing: National Defence Industry Press, 1998. 1~335
金国藩, 严瑛白, 邬敏贤 等. 二元光学[M]. 第一版. 北京: 国防工业出版社, 1998. 1~335