

# 实现冷原子、冷分子光学囚禁的组合 三光学势阱方案\*

陆俊发<sup>1)2)</sup> 周琦<sup>1)2)</sup> 纪宪明<sup>3)</sup> 印建平<sup>2)†</sup>

1)(东华理工大学物理系,抚州 344000)

2)(华东师范大学物理系,精密光谱科学与技术国家重点实验室,上海 200062)

3)(南通大学理学院,南通 226007)

(2009年10月30日收到;2010年8月27日收到修改稿)

提出了一种利用单束平面光波照明液晶空间光相位调制器与透镜组合系统实现在透镜焦平面上的可演化组合三光学势阱方案.分析了该组合三光学势阱的形成原理,计算了势阱的相关特征参数,研究了从组合三光学势阱到双阱或到单阱的双向演化过程.最后,探讨了该组合三光学势阱及其新颖三阱光学晶格方案在实现物质波四波混频、三原子样品冷碰撞性质研究等领域中潜在应用前景.

**关键词:** 原子光学, 原子分子囚禁, 液晶空间光相位调制器, 组合三光学势阱

**PACS:** 37. 10. De, 37. 10. Gh, 37. 10. Pq, 42. 50. - p

## 1. 引言

由激光场构成的光学势阱是对冷原子或冷分子进行操控的有效手段<sup>[1]</sup>,人们利用光学晶格研究超冷 Fermi 气体间的相互作用<sup>[2]</sup>、Bose 与 Fermi 子混合过程中的相互作用<sup>[3]</sup>,晶格中冷原子的压缩<sup>[4]</sup>和物质波的发射<sup>[5]</sup>,在三光学阱势中超冷原子间 Bose-Hubbard 参数的确定<sup>[6]</sup>, Bose-Fermi 混合物的超溶解度<sup>[7]</sup>等.特别是一些可产生变化的有相互关系的组合多光学偶极势阱可为原子的冷碰撞、多原子复合等研究提供有效的工具,如研究两种 Bose-Einstein 凝聚体(BEC)经由光学晶格时原子内态的耦合等<sup>[8-10]</sup>.为方便此类研究,纪宪明等<sup>[11]</sup>于2004年提出了可控双光学偶极阱及其光学晶格,其原理是将入射光场波面利用二元相位调制器分成偶数等分,再由这些等分光场的相干即可获得偶数的组合光学势阱.2006年沐仁旺等<sup>[12]</sup>对此进行了实验研究,取得

了与理论基本一致的结果.最近许雪艳等<sup>[13]</sup>提出了一种可控制静电双阱方案.近年来有关三样品原子缔合分子或三样品原子的冷碰撞性质,3种不同的 Fermi 原子气体的配对<sup>[14-19]</sup>、Efimov 量子态的研究<sup>[20]</sup>,物质波的四波混频<sup>[21]</sup>及其相关现象研究<sup>[22-24]</sup>等成为超冷原子分子物理领域中的热门研究课题.可控的组合光学三偶极阱有助于这些课题的研究,但如何产生一种可控制的组合奇数光学势阱,特别是可用于实现3种原子样品分别装载、囚禁及其操控研究的组合可控制光学三阱,如何利用此组合可控光学三阱构成光学晶格还未见到文献报道.本文提出了一种新颖的利用液晶空间光调制器实现的组合三光学偶极阱方案,分析了进行三原子样品冷碰撞或复合分子所需的从三阱到双阱或到单阱的双向连续演化方案和组成该组合三光学阱晶格的方案,并探讨了组合三光学阱在三原子复合、三原子样品冷碰撞性质、物质波的四波混频等研究中的潜在应用.

\* 国家自然科学基金(批准号:10174050,10374029,10674047)、国家自然科学基金重点项目(批准号:10434060)、精密光谱科学与技术国家重点实验室基金和江西省教育厅青年科学基金(批准号:GJJ09530)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

## 2. 组合三光学势阱方案

可变化的组合三光学势阱方案由一边长为  $2a$  的正方形液晶空间光相位调制器和一边长为  $2a$  的正方形透镜组成. 图 1 是长宽均为  $2a$  的正方形液晶空间光相位调制器上的相位分布情况, 分为 3 个区域, 中间区域为上下对称的两个梯形, 在  $x$  轴上的宽度为  $b$ , 梯形角为  $\beta$ , 左右两侧的 2 个区域的面积相同, 形状关于  $y$  轴对称, 其相位调制值也相同, 与中间的区域调制相位之差为  $\pi$ , 当光透过时, 在每个区域内产生的相位改变相同. 在图 1 中, 相位分布相对于  $x, y$  轴对称,  $z$  轴沿透镜光轴方向, 与光调制器平面垂直. 当图 1 中的  $a = 5 \text{ mm}$ ,  $b = 0.37 \text{ mm}$ ,  $\beta = 2.6\pi/29$  时, 沿  $z$  方向传播的平面光波透过光调制器被调制为相位相反的 3 个部分, 如图 1 中间区域透过的光相位值为  $\pi$ , 则两侧相位板区域透过的光相位与中间部分相反, 相位值为零, 光调制器中心与边长为  $2a$  的正方形透镜光心位置重合, 透过光调制器和透镜的光波在光传播空间任意点叠加, 产生 3 种不同的入射光束的干涉图样, 在透镜的焦平面处得到 3 个光强极大——组合三光学势阱, 空间次极大光强小于此主极大约  $1/10$ , 小于一般囚禁原子时最大光强的  $1/e^2$  的值, 可以不予考虑. 当入射光波是红失谐时, 上述组合三光学势阱可用于冷原子或冷分子的操控、物质波四波混频等研究.

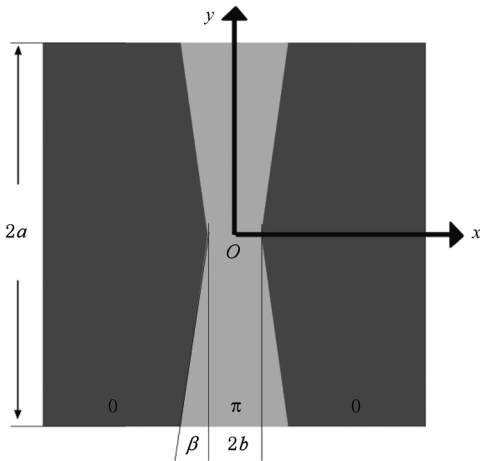


图 1 形成组合三光学势阱的光调制器相位分布

产生组合三光学势阱特殊的光调制器的参数为  $x, y$  方向均长  $2a$ ,  $x$  方向上分为 3 个区域, 光透过

左右两个区域形成的相位增加相同, 透过中间区域形成的相位与左右区域的相位相反, 中间区域的形状为上下对称的两个梯形, 采用此形状的原因是为了减小  $x$  方向上的次级光波的光强, 当  $\beta$  由 0 增大时,  $x$  方向上分布的次级光强减小,  $y$  方向的次级光强分布增强, 当  $\beta = 2.6\pi/29$  时,  $x, y$  所有方向上的次级光的光强强度相近, 均小于主极大的  $1/10$ ; 适当改变光调制器上  $x$  方向上的相位分布, 就可实现三阱到双阱或直接到单阱的演化, 本方案在光路调节以及对冷原子或冷分子的操控上极为方便灵活.

## 3. 组合三光学势阱的特征分析

### 3.1. 组合三光学势阱的形成原理及其特征参数计算

在图 1 中, 光调制器的透过率函数在相位  $\varphi = 0, \pi$  区域可由下式给出:

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

为计算方便, 用波长为  $\lambda$ , 振幅为  $A$  的理想平面光波垂直照射光调制器, 透镜焦距为  $f$ , 根据 Fresnel 衍射理论, 在距透镜  $z$  处垂直于光轴的任一平面  $x'Oy'$  上的光场分布为

$$\begin{aligned} U(x', y', z) &= \frac{A}{i\lambda z} \iint g(x, y) \\ &\quad \times \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[ (x^2 + y^2) \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{2(xx' + yy')}{z} \right] \right\} dx dy \\ &= \frac{A}{i\lambda z} \int_{-a}^a \int_{\text{左侧区域}} \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[ (x^2 + y^2) \right. \right. \\ &\quad \times \left. \left. \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{2(xx' + yy')}{z} \right] \right\} dx dy \\ &\quad - \frac{A}{i\lambda z} \int_{-a}^a \int_{\text{中间区域}} \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[ (x^2 + y^2) \right. \right. \\ &\quad \times \left. \left. \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{2(xx' + yy')}{z} \right] \right\} dx dy \\ &\quad + \frac{A}{i\lambda z} \int_{-a}^a \int_{\text{右侧区域}} \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[ (x^2 + y^2) \right. \right. \end{aligned}$$

$$\times \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{2(xx' + yy')}{z} \Big] \Big\} dx dy, \quad (2)$$

或

$$U(x', y', z) = \frac{A}{i\lambda z} \int_{-a}^a \int_{-a}^a \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[ (x^2 + y^2) \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{2(xx' + yy')}{z} \right] \right\} dx dy - 2 \frac{A}{i\lambda z} \int_{-a}^a \int_{\text{中间区域}} \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[ (x^2 + y^2) \times \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{2(xx' + yy')}{z} \right] \right\} dx dy. \quad (3)$$

(2), (3) 式在数学上是完全相等的, 计算结果也完全相同, 但在物理含义上有所区别. (2) 式是根据相位板上相位分布情况由 Fresnel 光波衍射理论直接写出的计算衍射光场分布的积分式, 而 (3) 式是根据补偿法写出的计算表达式, (3) 式中的第一个积分直接代表矩形孔径中无相位调制 (相位为零) 时的衍射光场分布, 第二个积分则代表中间相位为  $\pi$  的区域透射光波所形成的衍射光场分布的 2 倍, 这个光场分布的相位恰与矩形孔的衍射光场分布的相位相反, 因此 (3) 式可理解为可控三阱的形成是由于矩形孔径的 Fraunhofer 衍射和一个反相的梯形孔径的 Fraunhofer 衍射的 2 倍的振幅叠加的结果. 根据 (2) 或 (3) 式的计算, 其相应的光强分布  $I(x', y', z) = |U(x', y', z)|^2$ . 图 2 描绘了在焦平面  $x$  轴上的计算结果, 图 2(a) 中分别示出了矩形孔径和中间梯形孔径形成的反相的振幅分布, 图 2(b) 是由这 2 个光波叠加形成的合振幅分布, 图 2(c) 是光强分布. 透镜焦平面 ( $x_0 O y_0$ ) 上 ( $z = f$ ) 光强的二维等值线分布和二维光强分布分别如图 3(a) 和 (c) 所示, 图 3(b) 和 (d) 则是沿  $z$  方向三阱的光强的二维等值线分布和二维光强分布. 由此可见, 当  $a = 5 \text{ mm}$ ,  $f = 500 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $I_0 = 1.27 \times 10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ,  $b = 0.37 \text{ mm}$ ,  $\beta = 2.6\pi/29$  时, 在透镜的焦平面上存在着三个光强极大值, 也即存在着组合三光学偶极势阱, 其最大光强为  $1.43 \text{ GW} \cdot \text{m}^{-2}$ .

图 4 给出了组合三光学阱的光强分布及其梯度与曲率的变化情况, 图 4(a) 是透镜焦平面  $x$  方向上的光强分布及其梯度与曲率的变化情况, 图 4(b) 是中间光阱在  $y$  方向上的变化情况, (c) 图是两侧光阱在  $y$  方向上的相关参数的情况. 由此可见, 中间阱

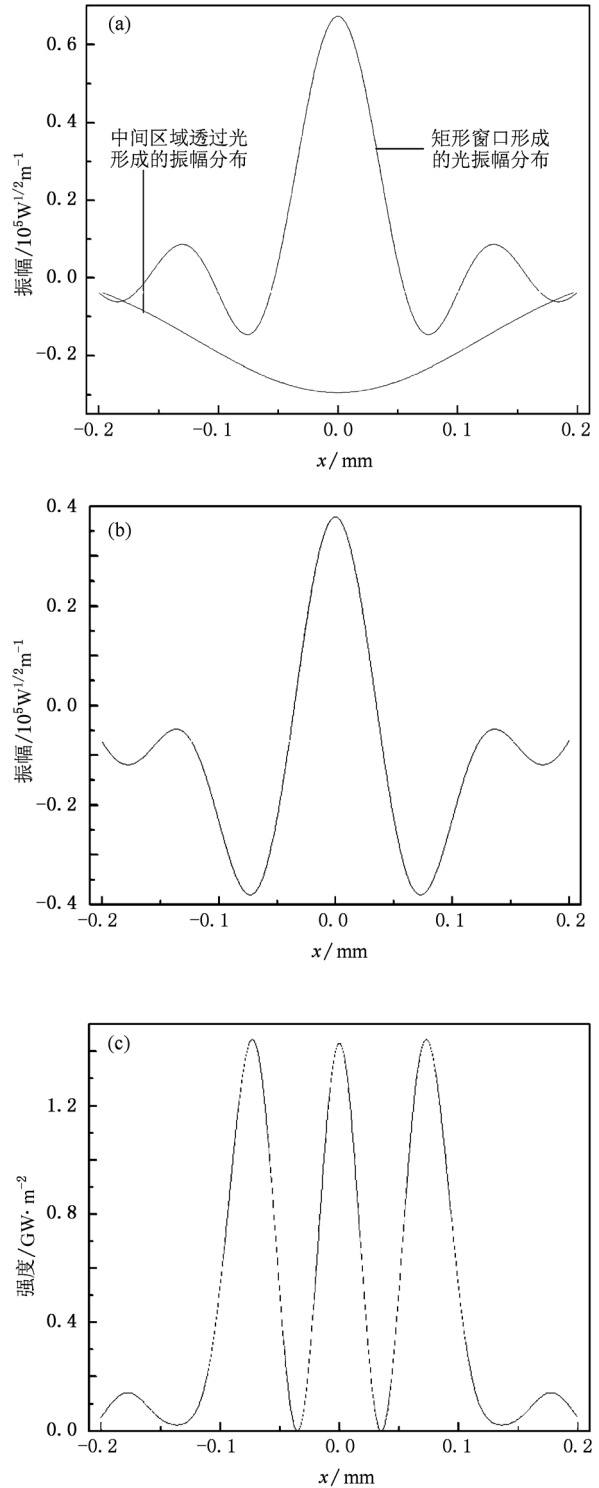


图 2 三阱光强分布形成原理示意图, 在透镜焦平面上沿  $x$  方向的 (a) 由矩形窗口与中间反相部分分别形成的振幅分布, (b) 合振幅分布, (c) 光强分布

与两侧阱的参数相差并不大, 因此可同等看待. 研究表明, 当实际使用  $\text{TEM}_{00}$  模 Gauss 激光取代平面光照明时, 在一定条件下<sup>[11]</sup> 形成的光强分布差别不大.

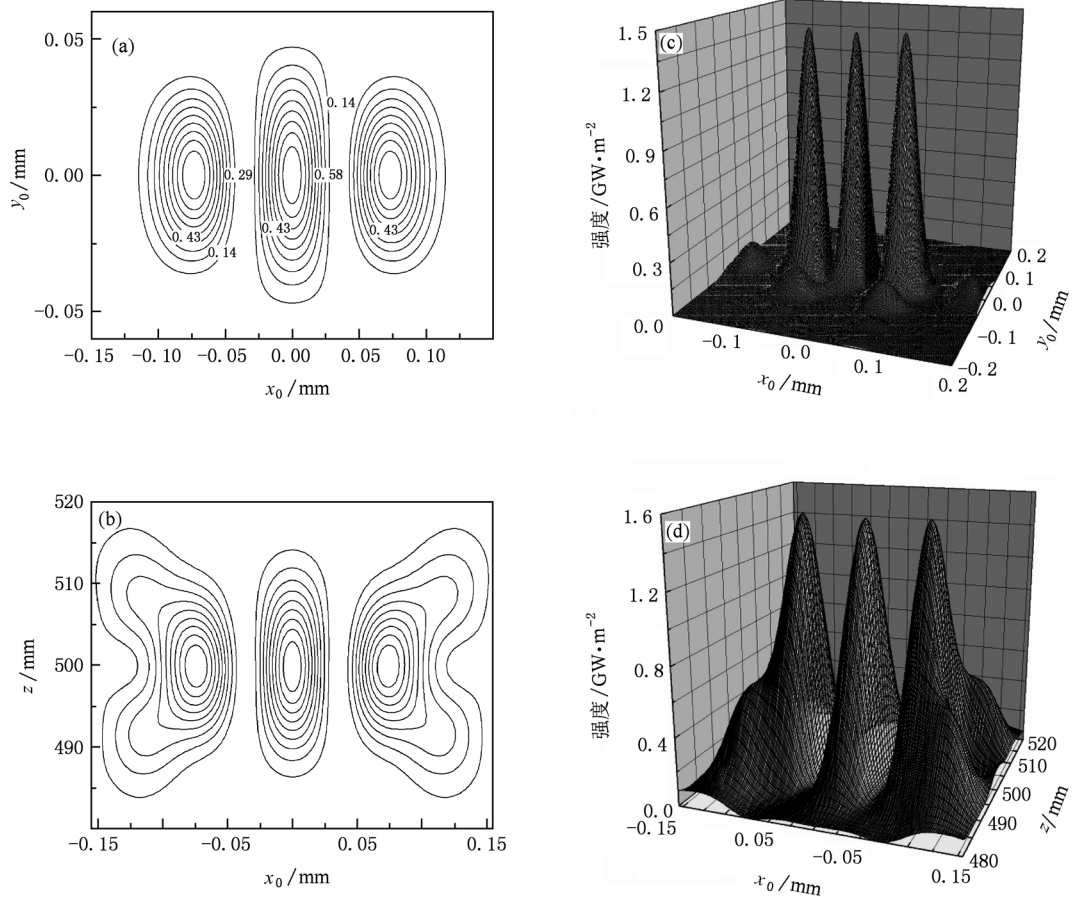


图3 当  $a = 5 \text{ mm}$ ,  $f = 500 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $I_0 = 1.27 \times 10^5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ ,  $b = 0.37 \text{ mm}$ ,  $\beta = 2.6\pi/29$  时透镜焦平面 ( $x_0Oy_0$ ) 上和  $y_0 = 0$  时 ( $x_0Oz$ ) 平面上的光强等值线分布和光强分布 (a) 焦平面上二维光强的等值线分布, (c) 焦平面上光强分布, (b)  $x_0Oz$  平面上二维光强的等值线分布, (d)  $x_0Oz$  平面上二维光强分布

### 3.2. 实现三原子样品冷碰撞研究的组合三光学势阱的演化过程

#### 3.2.1. 组合三光学势阱到双阱的演化

从图3所示的三光阱出发(其光调制器相位分布如图1所示),若光调制器在  $x$  方向上相位分布发生变化,中间区域右移(或左移)并扩大,最终变为左右两个面积相等、相位相反的区域时,就可实现三阱到双阱的变化.图5给出了中间过程的计算模拟结果.图5(a)和(d)分别对应于光调制器中间相位部分中心右移  $a/2$  的  $1/3$ 、中心半宽度由  $b = 0.074a$  增加  $0.426a$  的  $1/3$ 、 $\beta$  角减小至  $2.6\pi/29$  的  $2/3$  时的二维光强等值线分布和二维光强分布;图5(b)和(e)分别对应于相位板中间部分中心右移  $a/2$  的  $2/3$ 、中心半宽度由  $b = 0.074a$  增加  $0.426a$  的  $2/3$ 、 $\beta$  角减小至  $2.6\pi/29$  的  $1/3$  时二维光强等值线分布和二维光强分布;图

5(c)和(f)分别对应于相位板中间部分中心右移  $a/2$ 、中心半宽度由  $b = 0.074a$  增加  $0.426a$ 、 $\beta$  角减小至  $0$  时二维光强等值线分布和二维光强分布.当调制器上的相位分布与上述情况反向变化时,双阱可逆向演化,恢复为三阱.

#### 3.2.2. 光学三阱到单阱的演化

若图1中间  $\pi$  相位分布区域向右(或向左)移动并适当增大  $\beta$  角,在该区域全部移出透镜透光窗口的过程中光学三阱逐渐演化为光学单阱.图6显示了中间过程的计算结果.图6(a)和(d)分别是中间的  $\pi$  相位区域中心右移  $1/3a$ 、角增大至  $\beta = 2.6\pi/29$  的  $5/3$  倍时的二维光强分布等值线及光强分布;图6(b)和(e)分别是右移  $2/3a$ 、角增大至  $\beta = 2.6\pi/29$  的  $5.5/3$  倍时的情况;图6(c)和(f)分别是右移  $a$ 、角增大至  $\beta = 2.6\pi/29$  的  $2$  倍时(即中间部分已有一半面积移出透镜窗口)的情况;当中间  $\pi$  相位分布区域全部移出透镜窗口时,

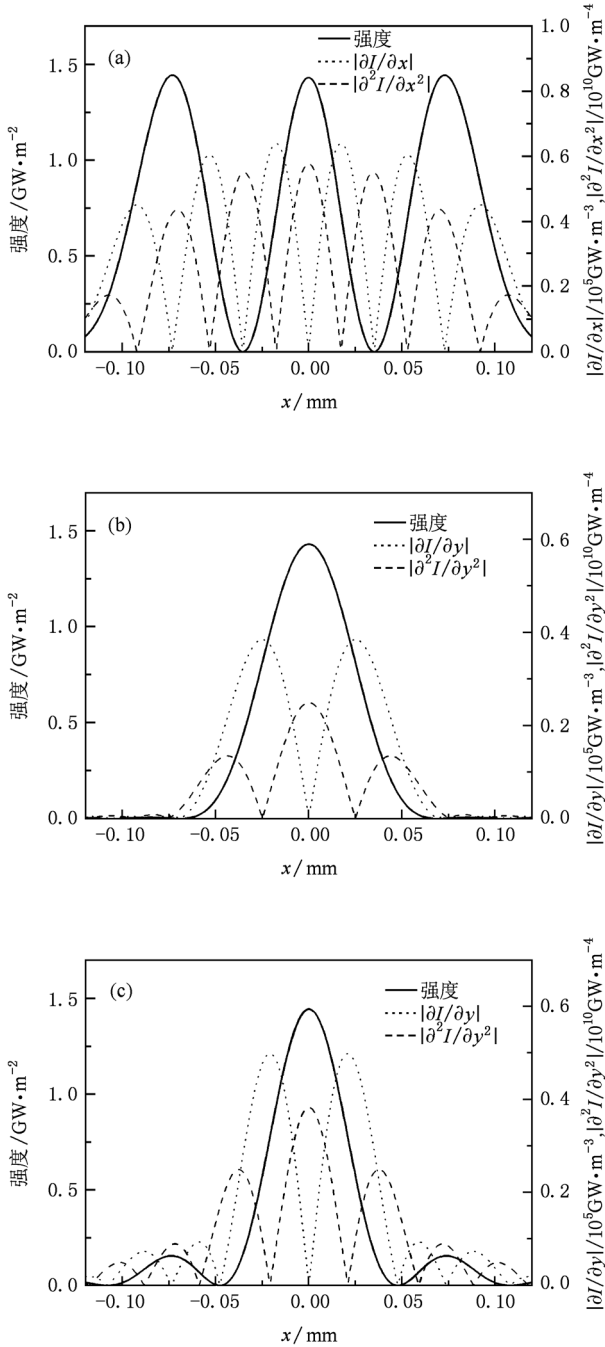


图4 在透镜焦平面上组合三光学势阱的光强及其梯度和曲率  $z=f$ ,其他光学参数同图3。(a)  $x$  方向上;(b) 中间光阱在  $y$  方向上, $x=0$ ;(c) 两侧光阱在  $y$  方向上, $x$  选取为各光阱中心

在透镜窗口中则已经无相位调制,此时在透镜焦平面处可得到矩形透镜孔径的衍射光强分布(未在图6中给出),即为光学单阱。当调制器上的相位与上述情况反向变化时,单阱也可逆向演化恢复为三阱。

## 4. 组合三光学偶极阱的潜在应用

### 4.1. 具有大晶格常数的新颖组合三光学偶极阱晶格

取图1中的二维相位分布作为一个周期,沿着  $x, y$  方向复制,将形成如图7(a)所示的二维相位光栅,当波长  $\lambda$  平面波通过此光栅和相应的二维矩形微透镜阵列构成的系统时,将在透镜阵列的焦平面附近形成一个二维组合三光学势阱阵列。如  $a = 100 \mu\text{m}$ ,  $f = 500 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $I_0 = 2.5 \times 10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ,产生的二维组合三光学偶极阱阵列如图7(b)所示,光阱的最大光强为  $4.78 \text{ GW} \cdot \text{m}^{-2}$ ,体积  $\Delta V_{1/e^2} = 342 \mu\text{m}^3$ ,最大光强梯度和曲率分别为  $4.2160 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ 和  $8.0129 \times 10^{20} \text{ W} \cdot \text{m}^{-4}$ ,相应的偶极势为  $U_{\text{Dmax}} = 721.2 \mu\text{K}$ ,囚禁原子的自发辐射速率为  $2.49 \text{ s}^{-1}$ 。图7(a)为特殊的二维相位光栅,如果相位光栅如以上那样发生相位分布变化,则二维组合三光学偶极阱阵列将演化为组合双光学偶极阱阵列或单阱阵列。此组合三光学势阱晶格的晶格常数远大于光学驻波晶格常数,光阱的其他参数也优于驻波阱。图7(b)是单束光照明的情况,如果我们用不同方向的多个激光束斜入射照明二维相位光栅和透镜阵列系统,就能在透镜的焦平面处获得具有相同的组合三光学势阱结构和不同晶格常数的新颖组合三光学势阱晶格。

### 4.2. 三原子(或三分子)样品冷碰撞性质的研究

当调制器中间相位区大小变化时,也可以产生光强大小不等的光学三阱。对于不同种的原子,在相同光强的情况下光学势是不同的,因此在适当调整的情况下,可能使3种不同种类的原子受到相同的光学势作用。因此,我们可以先将3种冷原子(或冷分子)样品分别装载到三光阱<sup>[15]</sup>中,还可以将不同光阱中的样品进行不同的量子态制备,然后改变调制器相位分布,将使光学势阱将从光学囚禁势较低的三阱演化为光学势较高的双阱或单阱,此过程将使三阱中处于不同量子态的或不同种类的冷原子(或冷分子)合并装载至具有较高光学势的双阱或单阱中,进行冷碰撞性质的实验研究或用于研究囚禁体积减小时发生的绝热压

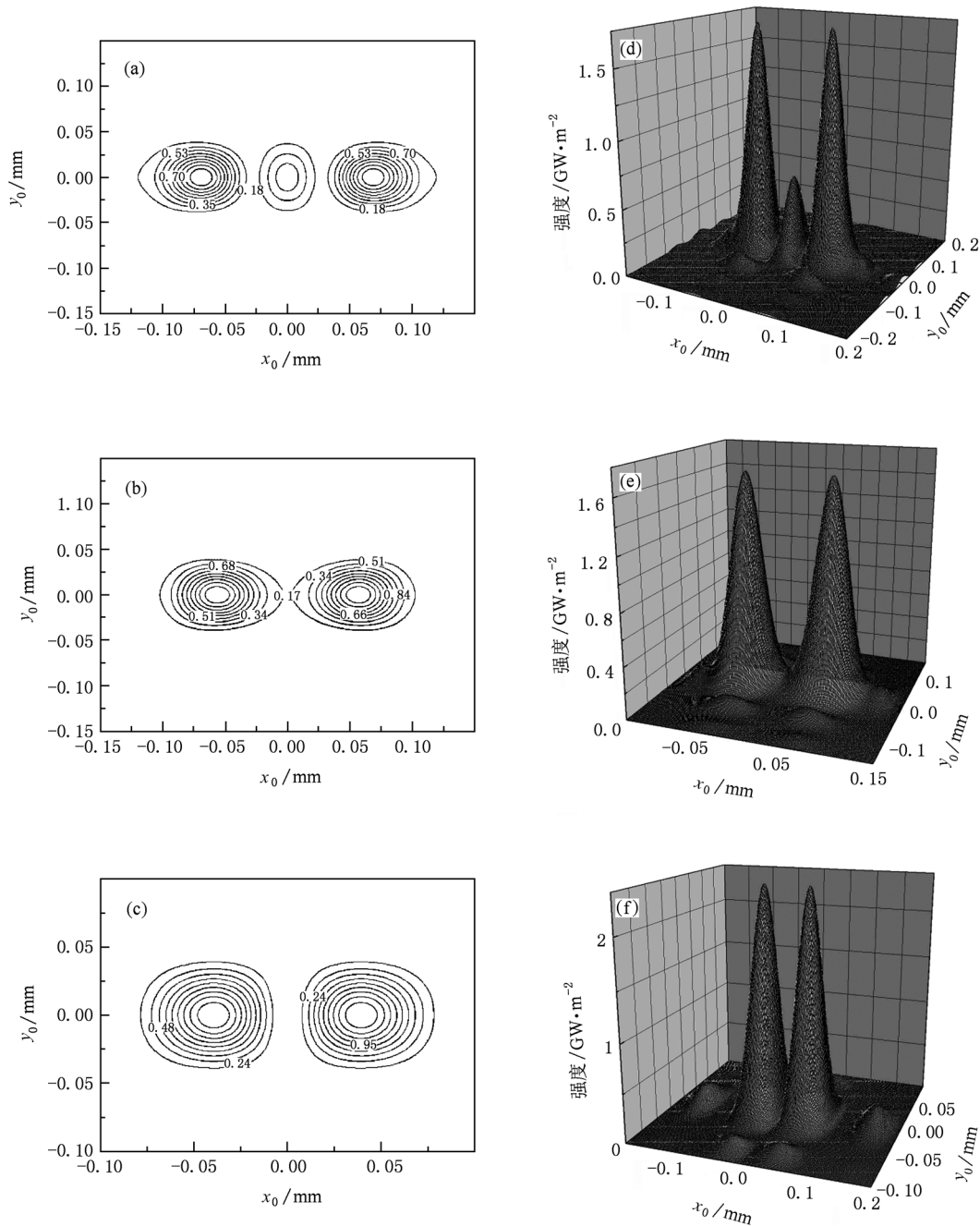


图5 三阱到双阱的演化过程中光强等值线和二维光强分布 该过程由如下变化实现:图1(a)所示中间区域中心右移  $a/2$ , 中心半宽度由  $b = 0.074a$  增加  $0.426a$ ,  $\beta$  角减小至  $0$ 。(a)和(b)相对于改变  $1/3$ , (c)和(d)相对应改变  $2/3$ , (e)和(f)相对于形成左右各半的相位相反分布情形

缩(绝热加热)或因禁体积增大时的绝热膨胀(绝热冷却)效应等;或者采用光子缔合光谱技术或磁场调谐的 Feshbach 共振技术合成超冷三原子分子;或者研究 Fermi 量子气体中的 Bardeen-Cooper-Schrieffer 现象<sup>[16]</sup>。

### 4.3. 物质波的四波混频

利用可变化的组合三光学势阱,可操控原子物质波实现原子物质波的四波混频。可进行如下过程:在单光阱中制备一个全光型的原子 BEC,然后改变调制器相位分布,变为三光学势阱。此过程

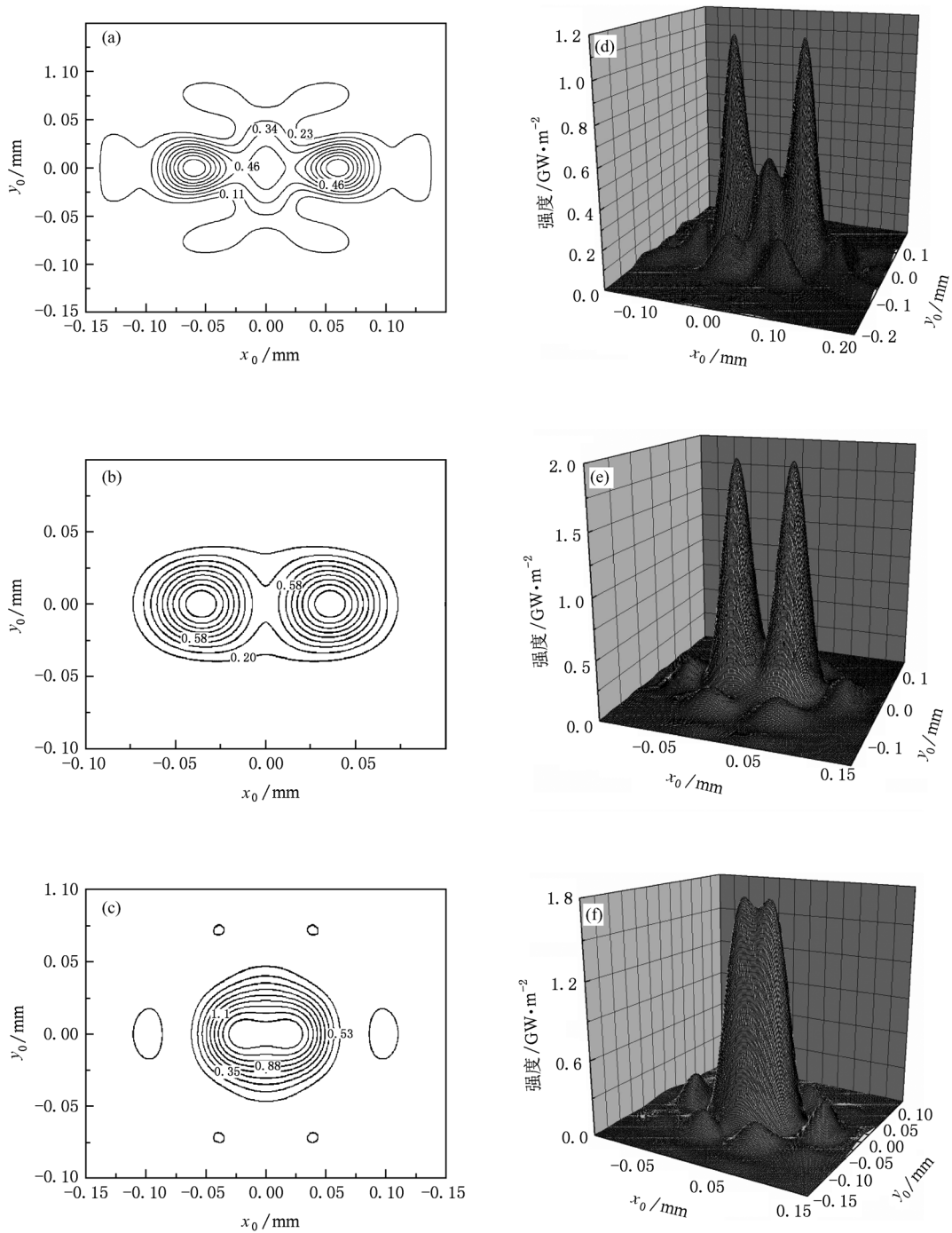


图6 组合三阱演化为单阱时,透镜焦平面上的二维光强等值线和光强分布 此过程中,图1(a)所示相位板中间 $\pi$ 相位区域中心向右移动, $\beta$ 角同时增加。(a)和(b)相对于右移 $1/3a$ , $\beta$ 角增大至 $2.6\pi/29$ 的 $5/3$ 倍;(c)和(d)相对于右移 $2/3a$ , $\beta$ 角增大至 $2.6\pi/29$ 的 $5.5/3$ 倍;(e)和(f)相对于右移 $a$ , $\beta$ 角增大至 $2.6\pi/29$ 的2倍

中一个 BEC 被分裂成 3 个动量状态不完全相同的 BEC,接着,再反向变化相位分布情况,使三阱重新合并演化为单阱,从而使 3 个具有不同动量态的原子物质波混合,在整个过程中原子系统的能量

与动量保持守恒,然后拆掉光束,在自由膨胀中产生第四个原子物质波,从而实现原子物质波的四波混频.另外,该可变化的组合三光学势阱还可实现多粒子或多原子团之间的量子纠缠,因此可在量子

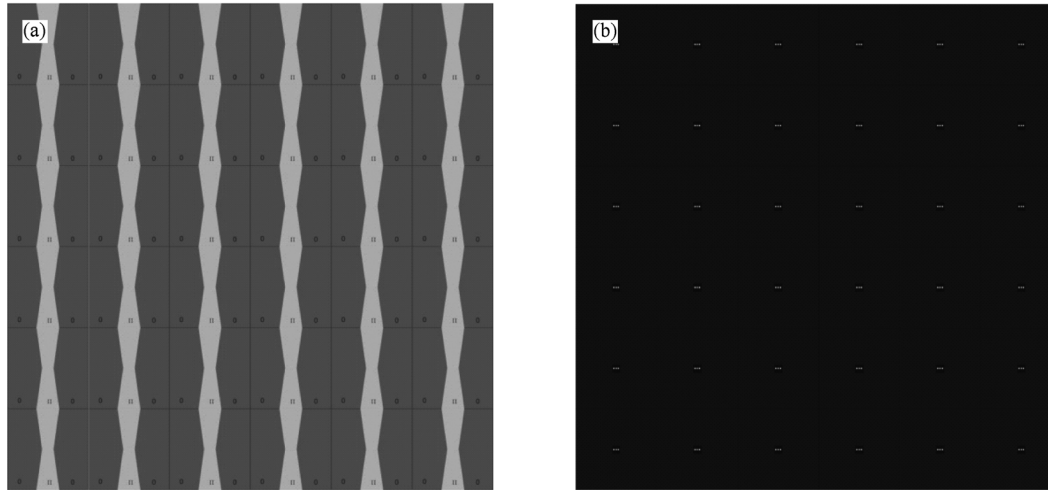


图7 2维组合三光学势阱晶格形成原理 (a)形成组合三光学势阱晶格的相位光栅,相位板阵列为 $6 \times 6$ 个周期;(b)单光束垂直照射时,在透镜的焦平面处形成的组合三光学势阱晶格

计算和量子信息处理等领域中得到重要的应用.

## 5. 结 论

提出采用平面光波(或  $TEM_{00}$  模 Gauss 光波)照

明液晶空间光调制器与透镜组合系统产生可变化的组合三光学势阱的方案. 分析了该组合三光学势阱形成的原理,计算了光阱的几何及物理特征参数. 探讨了组合三光学势阱在三冷原子样品的冷碰撞性质、物质波的四波混频等方面可能的应用前景.

- [1] Chu S, Bjorkholm J E, Ashkin A, Cable A 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 314
- [2] Kim D H, Torma P, Martikainen J P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 245301
- [3] Best T, Will S, Schneider U, Hackermüller L, Oosten D V, Bloch I 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 030408
- [4] Scarola V W, Pollet L, Oitmaa J, Troyer M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 135302
- [5] Vega I D, Porras D, Cirac J I 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 260404
- [6] Schneider P I, Grishkevich S, Saenz A 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013404
- [7] Orth P P, Bergman D L, Hur K L 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023624
- [8] Larson J, Martikainen J P 2009 *Phys. Rev. A* **80** 033605
- [9] Geraci A A, Kitching J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 032317
- [10] Meng S Y, Wu W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5311 (in Chinese) [孟少英、吴 炜 2009 物理学报 **58** 5311]
- [11] Ji X M, Yin J P 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4163 (in Chinese) [纪宪明、印建平 2004 物理学报 **53** 4163]
- [12] Mu R W, Li Y L, Ji X M, Yin J P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6333 (in Chinese) [沐仁旺、李雅丽、纪宪明、印建平 2006 物理学报 **55** 6333]
- [13] Xu X Y, Chen H B, Yin J P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1563 (in Chinese) [许雪艳、陈海波、印建平 2009 物理学报 **58** 1563]
- [14] Anderlini M, Courtade E, Cristiani M, Cossart D, Ciampini D, Sias C, Morsch O, Arimondo E 2005 *Phys. Rev. A* **71** 061401
- [15] Guan X W, Batchelor M T, Lee C, Zhou H Q 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 200401
- [16] Jing H, Jiang Y J, Zhang W P, Meystre P 2008 *New J. Phys.* **10** 123005
- [17] Taglieber M, Voigt A C, Henkel F, Fray S, Hänsch T W, Dieckmann K 2006 *Phys. Rev. A* **73** 011402
- [18] Bloch I 2008 *Science* **319** 1202
- [19] Meng S Y, Wu W, Liu B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6902 (in Chinese) [孟少英、吴 炜、刘 彬 2009 物理学报 **58** 6902]
- [20] Kraemer T, Mark M, Waldburger P, Danzl J G, Chin C, Engeser B, Lange A D, Pilch K, Jaakkola A, Nagerl H C, Grimm R 2006 *Nature* **440** 315
- [21] Deng L, Hagley E W, Wen J, Trippenbach M, Band Y, Julienne P S, Simsarian J E, Helmerson K, Rolston S L, Phillips W D 1999 *Nature* **398** 218
- [22] Ferris A J, Olsen M K, Davis M J 2009 *Phys. Rev. A* **79** 043634
- [23] Dall R G, Byron L J, Truscott A G 2009 *Phys. Rev. A* **79** 011601(R)
- [24] Willis R T, Becerra F E, Orozco L A, Rolston S L 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033814



# A combinative triple-well optical trap for three-species cold atoms or molecules<sup>\*</sup>

Lu Jun-Fa<sup>1)2)</sup> Zhou Qi<sup>1)2)</sup> Ji Xian-Ming<sup>3)</sup> Yin Jian-Ping<sup>2)†</sup>

1) (*Department of Physics, East China Institute of Technology, Fuzhou 344000, China*)

2) (*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China*)

3) (*School of Science, Nantong University, Nantong 226007, China*)

(Received 30 October 2009; revised manuscript received 27 August 2010)

## Abstract

We propose a scheme to form a combinative triple-well optical trap for cold atoms or molecules in focus plane by using an optical system composed of a lens and a phase-type spatial light modulator (SLM) based on liquid crystal microdisplays illuminated by a plane light wave. The principle of forming a triple-well optical trap is analyzed and the characteristic parameters of optical potential are calculated. We also discuss the evolution between a tripe-well optical trap and a double-well one (or a single-well one). Additionally, the propotential applications of our triple-well trap and its novel optical lattices in four-wave mixing with matter waves, cold collision of three atomic species and so on, are explored.

**Keywords:** atom optics, atom or molecule trap, liquid-crystal spatial light modulator, combinative tripe-well optical trap

**PACS:** 37. 10. De, 37. 10. Gh, 37. 10. Pq, 42. 50. – p

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10174050, 10374029, 10674047), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10434060), the Foundation of State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, China, and the Youth Foundation of the Education Committee Bureau of Jiangxi, China (Grant No. GJJ09530).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : jpyin@phy.ecnu.edu.cn