

冷原子或冷分子囚禁的可控制光学双阱*

纪宪明¹⁾²⁾ 印建平^{1)†}

¹⁾ (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)

²⁾ (南通大学物理系, 南通 226007)

(2004 年 2 月 6 日收到, 2004 年 8 月 4 日收到修改稿)

提出了一种采用单光束照明二元 π 相位板与透镜组合系统产生的适用于冷原子与分子囚禁的可控制光学双阱方案. 计算了双阱的光强分布, 研究了双阱到单阱的演化过程, 并导出了双阱几何参数、光强分布、强度梯度及其曲率与光学系统参数间的解析关系. 研究发现, 通过相对移动二元相位板可实现光学双阱到单阱的连续双向演化, 得到了双阱间距与相位板移动距离的关系. 该方案不仅简单可行、操作方便, 而且在原子物理、原子光学、分子光学和量子光学领域中有广阔的应用前景.

关键词: 二元相位板, 可控制光学双阱, 原子囚禁, 原子光学, 分子光学

PACC: 3280P, 3380P, 4250

1. 引言

利用单束聚焦的红失谐高斯激光构成光学偶极势阱是冷原子或冷分子囚禁的基本方案之一. 1986 年, Chu 等^[1]首先利用染料激光器输出的红失谐高斯光束经透镜聚焦形成了一光学偶极势阱, 并成功地实现了 Na 原子的囚禁. 在他们的实验中, 光阱产生的偶极势为 10 mK, 光子散射速率约为 2600 s^{-1} . 随后, 人们发展了各种冷原子囚禁的光学势阱, 并成功地实现了各种中性冷原子的光学囚禁. 如 1993 年, Miller 等^[2]利用单束聚焦的特大红失谐高斯光束实现了 ^{85}Rb 原子的光学囚禁; 1995 年, Takekoshi 等^[3]提出了采用聚焦超大红失谐 CO_2 激光实现冷 ^{133}Cs 原子囚禁的方案; 同年, Chu 小组采用二束交叉的聚焦红失谐 YAG 激光实现了 ^{133}Cs 原子的光学囚禁, 并进行了光学势蒸发冷却的实验研究^[4]; 1998 年, 印建平等^[5]提出了采用聚焦蓝失谐中空光束实现冷原子重力光学囚禁的新方案; 2001 年, Birkl 等^[6]提出了用微球面透镜列阵聚焦红失谐激光产生表面微光阱阵列的方案, 将冷原子的单光阱囚禁扩展到多光

阱囚禁. 最近, 人们采用聚焦的红失谐 YAG 或 CO_2 激光实现了费米原子的量子简并、全光型原子与分子玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)及其全光型原子激光的输出^[7-12].

另一方面, 近年来有关双样品磁光囚禁、双样品冷原子的碰撞、双样品 BEC 性质以及双原子团间量子纠缠等研究, 已成为原子物理、原子光学、分子光学和量子光学领域中的前沿热门课题^[13-19]. 最近, 印建平等提出了采用载流导线实现冷原子囚禁的可控制双磁阱方案, 解决了双样品的双磁阱囚禁到单磁阱囚禁或由单磁阱囚禁到双磁阱囚禁的连续演化问题^[20]. 由于聚焦的红失谐高斯激光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, 故一个可控制的光学双阱将更具有研究价值和前景. 然而, 如何采用全光学方法产生一个可控制的光学双阱? 又如何实现从双光阱到单光阱或由单光阱到双光阱的连续演化? 就作者所知, 至今尚未有人回答过这些问题. 本文提出了一种新颖的用于冷原子或冷分子囚禁的可控制光学双阱方案. 研究和分析了这一光学双阱的几何参数、光强分布、强度梯度及其曲率与光学系统参数的关系, 并探讨了

* 国家自然科学基金(批准号: 10174050, 10374029), 江苏省教育厅新世纪学术带头人培养基金、上海市重点学科建设基金、教育部 211 专项基金和江苏省教育厅自然科学基金(批准号: 04KJB140109)资助的课题.

† 通讯联系人.

光学双阱在原子物理、原子光学、分子光学和量子光学等领域中的潜在应用.

2. 可控制的光学双阱方案

可控制的光学双阱方案如图 1 所示. 图 (a) 是长为 $4a$ 、宽为 $2a$ 的矩形透明介质平板, 分为两个边长为 $2a$ 的正方形, 两正方形的光学厚度之差为 $\lambda/2$,

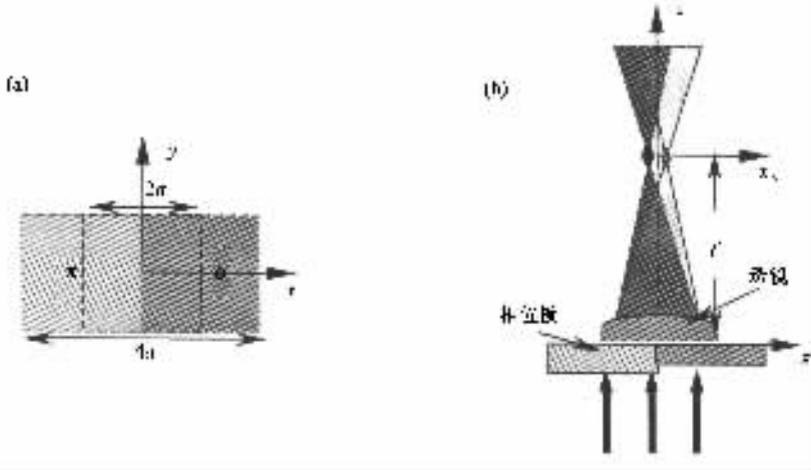


图 1 可控制光学双阱方案 (a)二元 π 相位板 (b)原理性实验方案

($z=0$), z 轴沿透镜光轴方向, 与相位板平面垂直, 沿 z 方向传播的平面光波透过相位板则被分为相位相反(相位差为 π)的两部分, 如果在透镜的透光窗口内, 相位板上相位值为 0 和 π 的两部分面积相等, 且关于 yo_z 平面对称, 则透过相位板和透镜的光波在 yo_z 平面上任意点叠加的光强都为零, 但在 yo_z 平面的两侧, 光强的大小将随空间位置按一定的规律变化. 如果没有相位板, 在透镜焦平面($z=f$, 取为 x_0oy_0 平面)上的光强分布应是透镜孔径夫琅禾费衍射的光强分布, 沿 x_0 方向的一维光强度分布如图 2 中虚线所示. 引入相位板后, 在透镜焦平面上将得到双光束干涉图样, 但光强分布受到矩孔衍射的调制, 由于透过相位板两光波的相位相反, 干涉的结果, 消除了矩孔衍射的零级主极大, 形成了两个光强相等的 ± 1 级主极大, 其他次极大的光强远小于 ± 1 级主极大的光强. 沿 x_0 方向的一维光强度分布如图 2 中实线所示. 因此, 加入相位板时, 在焦平面附近将形成光学双阱, 当入射光波为红失谐时, 上述光学双阱可用于冷原子或冷分子的光学囚禁.

类似的分析或计算表明, 沿 x 方向移动相位板(透镜不动)时, 在透镜透光窗口内相位板上相位值

当用波长为 λ 的平面光波垂直照射时, 透过两正方形的光波将产生 π 相位差, 我们把这种介质板称之为二元 π 相位板. 二元 π 相位板与透镜组合(图 1 (a)中虚线框为透镜的透光窗口), 用单色平面光波(或 TEM_{00} 模式高斯光束)照明(如图 1(b)所示), 将在透镜焦点附近产生一对光学偶极势阱, 而且沿 x 方向平移相位板时, 则可实现双阱到单阱的变化. 其产生机制可简单解释如下: 设相位板平面为 xoy

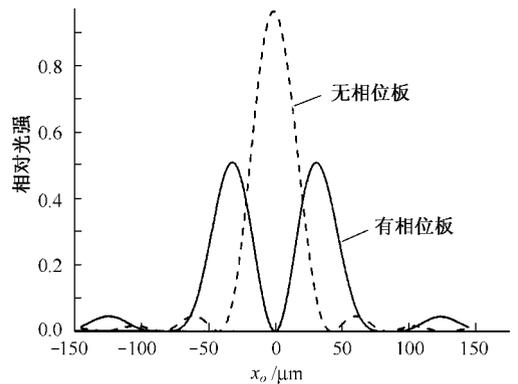


图 2 光阱在 x 方向上的强度分布

为 0 和 π 两部分的面积不再相等, 两个相位相反的光波也就不能在 yo_z 平面上产生完全的相消干涉. 尤其是在透镜焦点附近, 透过相位板的两光波到焦点的光程相等, 但在焦点处产生的光振动振幅不等, 干涉也就不能完全相消. 随着相位板移动距离 t 的增加, 0 和 π 的两部分面积差增大, 焦点处的光强增大, 焦点两侧的正负一级主极大光强减小. 当相位板移动距离为 $t = a$ 时, 相位板的相位调制作用将完全消失, 透镜焦平面上的光强分布又变成透镜的透光

孔径夫琅禾费衍射光强,因此在透镜焦点处得到一个光强较大的单光阱.由此可见,只要将 π 相位板沿 x 方向相对透镜平移,则可实现光学双阱到单阱的控制,反之则使单阱变为双阱.显然,本方案在元器件的制作和光路的调节以及对冷原子或冷分子的囚禁与操控上极为简便、灵活.

3. 理论计算与分析

3.1. 平面光波光学双阱的光强分布

在图 1(a)中,相位板 0 和 π 相位突变线在 y 轴上,透镜的中心在相位突变线的中点上,则相位板的透射率函数可表示为

$$g(x, y) = \text{rect}\left[\frac{x-a}{2a}, \frac{y}{2a}\right] - \text{rect}\left[\frac{x+a}{2a}, \frac{y}{2a}\right], \quad (1)$$

式中 $\text{rect}(x)$ 是矩形函数^[21]. 为了计算方便,我们先假设用理想的平面光波垂直照射(如图 1(b)所示),并设波长为 λ , 振幅为 A , 透镜焦距为 f . 根据菲涅耳衍射理论,在距离透镜 z 处,且垂直于光轴的任一平面 $x'oy'$ 上的光扰动分布为(略去不重要的常相位因子)

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

相应的光强分布为 $I(x', y', z) = |U(x', y', z)|^2$. 当 $z = f$ 时,透镜焦平面 x_0y_0 上的光强分布为

$$I(x_0, y_0) = \frac{16I_0 a^4}{(\lambda f)^2} \frac{\sin^4[\pi a x_0 / (\lambda f)]}{[\pi a x_0 / (\lambda f)]^2} \times \frac{\sin^2[2\pi a y_0 / (\lambda f)]}{[2\pi a y_0 / (\lambda f)]^2}, \quad (3)$$

其中 $I_0 = A^2$. 根据(3)式的计算,可以推出:在 $x_{\text{max}} = \pm 0.371\lambda f/a$, $y_0 = 0$ 处存在着两个光强最大值,形成了一对光学偶极势阱,其最大光强为

$$I_{\text{max}} = 8.401 \frac{I_0 a^4}{(\lambda f)^2}. \quad (4)$$

两边次极大的光强小于最大光强的 1/11. 通过计算,我们得到一些表征光阱几何参数与 λ , a 和 f 之间的解析关系. 两光阱中心之间的距离为

$$\Delta x_{\text{max}} = 0.742\lambda f/a. \quad (5)$$

每个光阱在 x_0 , y_0 和 z 方向上光强为最大光强一半的两点间距离分别为

$$\begin{aligned} \Delta x_{1/2} &= 0.399(\lambda f/a), \\ \Delta y_{1/2} &= 0.443(\lambda f/a), \\ \Delta z_{1/2} &= 1.285\lambda(f/a)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

在 x_0 , y_0 和 z 方向上光强为最大值之 $1/e^2$ 的两点间距离分别为

$$\begin{aligned} \Delta x_{1/e^2} &= 0.631(\lambda f/a), \\ \Delta y_{1/e^2} &= 0.700(\lambda f/a), \\ \Delta z_{1/e^2} &= 2.135\lambda(f/a)^2. \end{aligned} \quad (7)$$

如果将每个光阱的囚禁体积近似看作一个椭圆,则单阱中光强大于最大强度的一半和光强大于最大强度之 $1/e^2$ 的囚禁体积分别为

$$\begin{aligned} \Delta V_{1/2} &= 0.116\lambda^3(f/a)^3, \\ \Delta V_{1/e^2} &= 0.494\lambda^3(f/a)^3. \end{aligned} \quad (8)$$

这表明光阱的囚禁体积与透镜系统的相对孔径 (a/f) 的四次方成反比,也即通过改变透镜系统的相对孔径 (a/f) 可有效地改变囚禁原子或分子样品的体积,从而改变冷原子或冷分子的囚禁数目.

另一方面,在 x_0 , y_0 方向上光强的最大梯度及其最大曲率分别为

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial I}{\partial x_0} \right|_{\text{max}} &= 8.400 \left(\frac{a}{\lambda f} \right)^3 I_0 a^2, \\ \left| \frac{\partial I}{\partial y_0} \right|_{\text{max}} &= 7.127 \left(\frac{a}{\lambda f} \right)^3 I_0 a^2, \end{aligned} \quad (9)$$

和

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial^2 I}{\partial x_0^2} \right|_{\text{max}} &= 78.96 \left(\frac{a}{\lambda f} \right)^4 I_0 a^2, \\ \left| \frac{\partial^2 I}{\partial y_0^2} \right|_{\text{max}} &= 55.27 \left(\frac{a}{\lambda f} \right)^4 I_0 a^2. \end{aligned} \quad (10)$$

至于 z 方向的强度梯度及其曲率需通过数值计算才能求解. 由(9)(10)两式可见,光阱的最大光强梯度及其最大曲率分别与透镜系统的相对孔径 (a/f) 的三次方和四次方成反比. 通过改变透镜系统的相对孔径也可实现光阱中冷原子或冷分子运动的操纵与控制. 此外,由(4)–(10)式可以看出,只要适当选取光学系统参数 a , f , λ 和 I_0 , 即可得到合乎需要的光学双阱. 当 $a = 5 \text{ mm}$, $f = 40 \text{ cm}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 和 $I_0 = 1.27 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ 时,透镜焦平面(x_0y_0 平面)和 x_0z 平面上光强的等值线分布如图 3(a)(c)所示(光强等值线上的光强数值以 10^9 W/m^2 为单位),相应的二维光强分布如图 3(b)(d)所示,其中最大

光强为 $I_{\max} = 3.72 \times 10^9 \text{ W/m}^2$. 光学双阱的其他几何参数及其最大光强梯度与曲率的计算结果见表 1. 以光强为最大光强的 $1/e^2$ 点为边界, 等间隔地在光阱上选取 15 个垂直于 z 轴的截面, 根据公式 $\bar{I} =$

$\left(\sum_k \int_{S_k} K(x_o, y_o, z_k) ds_k \right) / \sum_k S_k$, 采用数值积分近似计算, 则得到单个光阱内的平均光强为 $\bar{I} = 1.4 \times 10^9 \text{ W/m}^2$.

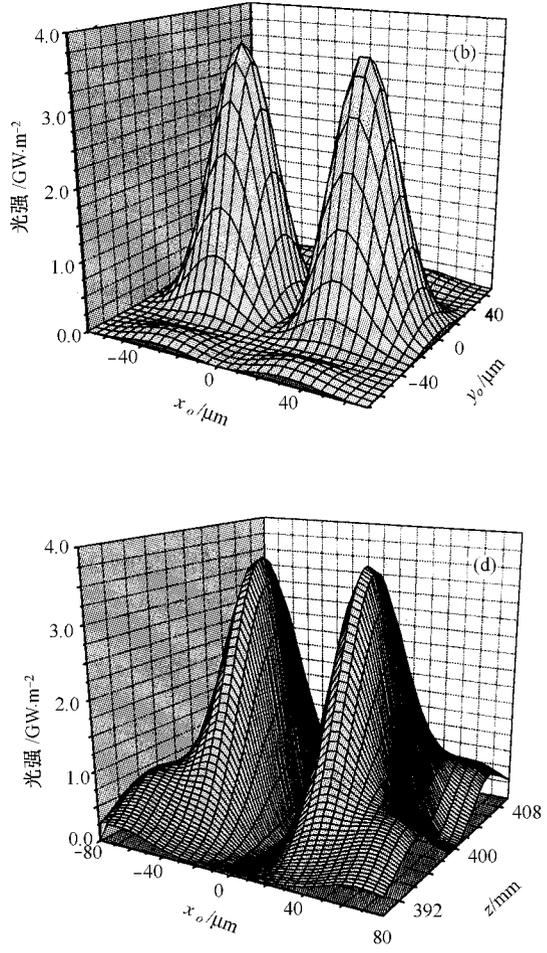
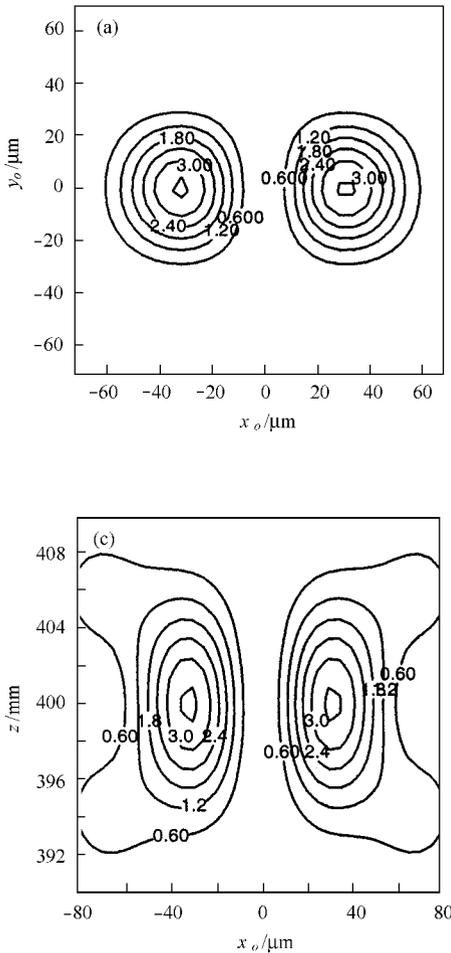


图 3 光学双阱的光强等值线及其二维光强分布 (a) 和 (b) 分别为 x_o, y_o 平面上的光强等值线和二维光强分布 (c) 和 (d) 分别为 x_o, z 平面上的光强等值线和二维光强分布

由表 1 可以看出, 光阱的体积 $V_{1/e^2} \approx 5.7 \times 10^{-2} \text{ mm}^3$ 相应的最大光强梯度和曲率分别可达 10^{14} W/m^3 和 10^{19} W/m^4 左右. 当粒子密度为 $n = 10^{13} - 10^{14} / \text{cm}^3$ (这是通常实现全光型 BEC 的密度范围) 时, 光阱中囚禁的粒子数可达 $N \approx 5 \times 10^8 - 5 \times 10^9$. 显然, 这样的光阱适用于原子或分子 BEC 光学囚禁, 甚至可用于实现全光型的原子或分子 BEC.

3.2. 光学双阱到单阱的演变过程

若将二元相位板沿 x 方向移动 (透镜不动), 可实现双阱到单阱的演变. 设二元相位板沿 x 方向移动的距离为 t , 则二元 π 相位板的透射率函数将改写为

$$g(x, y) = \text{rect}\left[\frac{x - (a+t)y}{2a}, \frac{y}{2a}\right] - \text{rect}\left[\frac{x + (a-t)y}{2a}, \frac{y}{2a}\right]. \quad (11)$$

将 (11) 式代入 (2) 式, 取 $z = f$ 时, 得到焦平面上的光强分布为

$$I(x_o, y_o) = \frac{4I_0 a^4 \sin^4[\pi a x_o(\lambda f)] + \sin^4[\pi t x_o(\lambda f)] \cos[2\pi a x_o(\lambda f)]}{(\lambda f)^3 [\pi a x_o(\lambda f)]} \times \frac{\sin^2[2\pi a y_o(\lambda f)]}{[2\pi a y_o(\lambda f)]^2}. \quad (12)$$

取 $a = 5 \text{ mm}$, $f = 40 \text{ cm}$, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $I_0 = 1.27 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 当 $t = 1.5, 3$ 和 5 mm 时, 透镜焦平面

(x_0y_0 平面)上光强的等值线分布如图 4(a)(c)和(e)所示(光强数值仍以 10^9 W/m^2 为单位)相应的二维光强分布如图 4(b)(d)和(f)所示.图 4 表明:随着二元相位板的移动,距离 t 从 0 增加到 a ,光阱将

从双阱演变为单阱.反之,如果将二元相位板的移动距离 t 从 a 减小到 0,则光阱将从单阱演变为双阱,此演变过程是可逆的.

此外,由(12)式可导出透镜焦点上的光强 $I_{f_0} =$

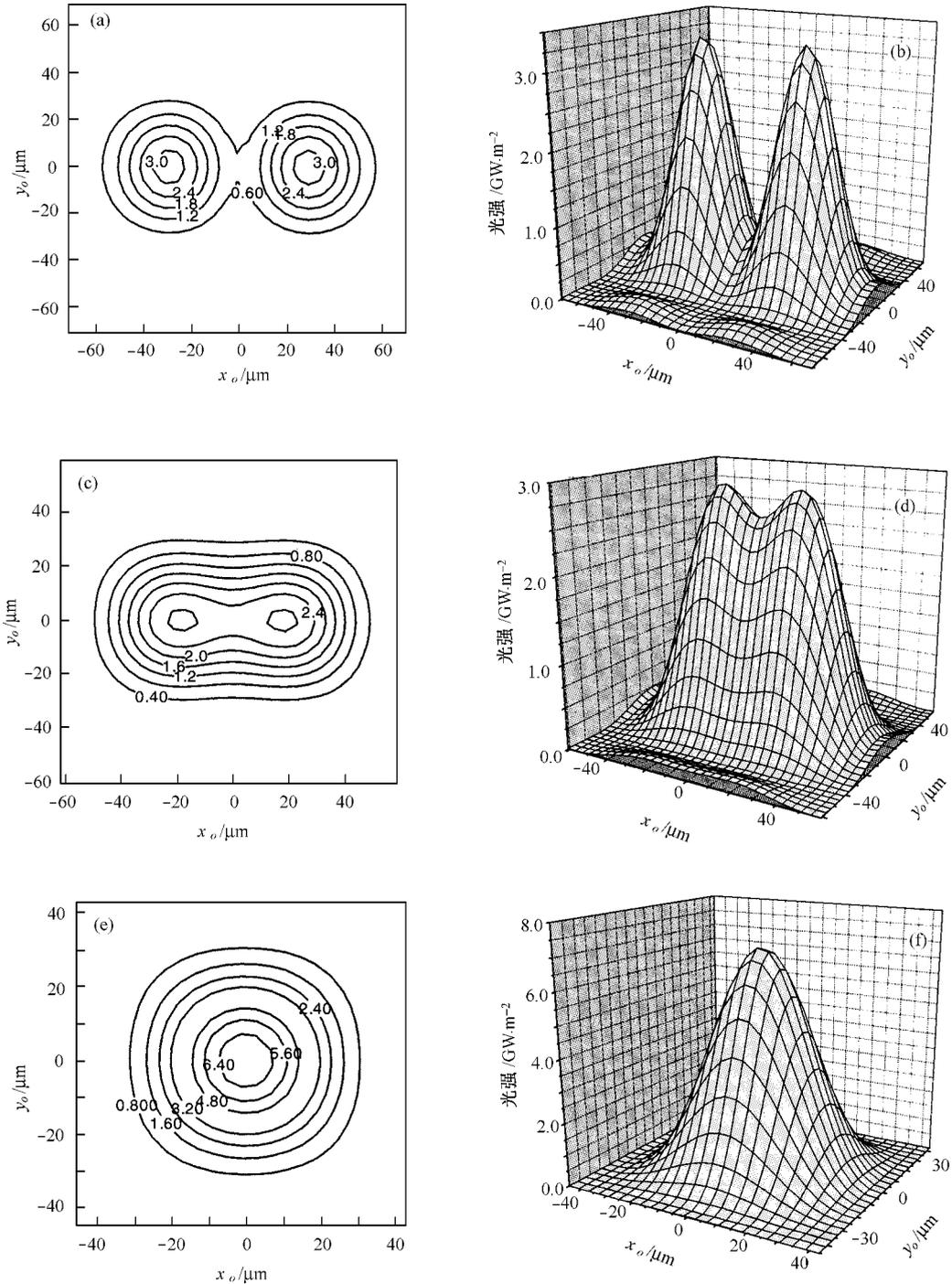


图 4 光学双阱到单阱的演变过程 (a)和(b)分别为 $t = 1.5 \text{ mm}$ 时的光强等值线和二维光强分布 (c)和(d)分别为 $t = 3 \text{ mm}$ 时的光强等值线和二维光强分布 (e)和(f)分别为 $t = 5 \text{ mm}$ 时的光强等值线和二维光强分布

表 1 光学双阱几何参数及其最大光强梯度与曲率的计算结果

$\Delta x_{1/2}/\mu\text{m}$	$\Delta y_{1/2}/\mu\text{m}$	$\Delta z_{1/2}/\text{mm}$	$\Delta x_{1/e^2}/\mu\text{m}$	$\Delta y_{1/e^2}/\mu\text{m}$	$\Delta z_{1/e^2}/\text{mm}$	$\Delta V_{1/2}/\text{mm}^3$
33.84	37.57	8.717	53.51	59.36	14.48	2.410×10^{-2}
$\Delta V_{1/e^2}/\text{mm}^3$	$ \partial I/\partial x_0 _{\text{max}}/\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$	$ \partial I/\partial y_0 _{\text{max}}/\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$	$ \partial I/\partial z_0 _{\text{max}}/\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$	$ \partial^2 I/\partial x_0^2 _{\text{max}}/\text{W}\cdot\text{m}^{-4}$	$ \partial^2 I/\partial y_0^2 _{\text{max}}/\text{W}\cdot\text{m}^{-4}$	$ \partial^2 I/\partial z_0^2 _{\text{max}}/\text{W}\cdot\text{m}^{-4}$
5.659×10^{-2}	1.755×10^{14}	1.489×10^{14}	6.306×10^{12}	1.362×10^{19}	1.945×10^{19}	2.64×10^{15}

$\frac{4I_0 a^2 t^2}{(\lambda f)^2}$ 且随着 t 的增加, 两阱中心的距离 Δx_{max} 减小, 同时两阱中点(即透镜焦点)上的光强增大, 光阱的总体积减小, 而平均光强增大. 表 2 给出了两光阱中心的距离 Δx_{max} (以 $\lambda f/a$ 为单位) 和最大光强 I_{max} (以 $I_0(a^2/\lambda f)$ 为单位) 随相位板移动距离 t (以 a

为单位) 变化的计算结果, 图 5 为 Δx_{max} 随 t 变化的曲线. 通过数值拟合, 双阱中心间距 Δx_{max} 与相位板移动距离 t 的关系可由下式给出:

$$\Delta x_{\text{max}} = A e^{kt} + B, \quad (13)$$

式中 A, k 和 B 分别是三个与光学系统参数无关的拟合参数, 即 $A = -0.004, k = 7.468$ 和 $B = 0.7414$.

表 2 双阱中心的距离 Δx_{max} 和最大光强 I_{max} 随相位板移动距离 t 变化的计算结果

t/a	0.10	0.20	0.30	0.40	0.45	0.50	0.55	0.60	0.65	0.67	0.70	0.80	1.00
$\Delta x_{\text{max}}/\lambda f \cdot a^{-1}$	0.737	0.712	0.690	0.664	0.612	0.570	0.515	0.433	0.290	0.180	~0.000	~0.000	0.000
$I_{\text{max}}/I_0 a^4 \cdot \lambda^{-2} f^{-2}$	2.073	1.996	1.882	1.753	1.694	1.647	1.622	1.637	1.728	1.800	1.960	2.560	4.000

根据(12)式计算可知, 当 $t = a$ 时, 两阱完全合并为一个阱, 其最大光强为 $I_{\text{max}} = 7.08 \times 10^9 \text{ W/m}^2$, 单阱的体积(以最大光强的 $1/e^2$ 处为边界)为 $\Delta V_{1/e^2} = 2.64 \times 10^{-2} \text{ mm}^3$, 相应的平均光强为 $\bar{I} = 2.62 \times 10^9 \text{ W/m}^2$.

以获得的. 现在我们对 TEM_{00} 模式高斯光波照明的情况进行讨论. TEM_{00} 模式的高斯光束的波函数为

$$u(x, y, z) = \frac{\sqrt{2P_n/\pi}}{u(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right] \times \exp\left[-ikz - ik\frac{x^2 + y^2}{2R(z)} + i\zeta(z)\right], \quad (14)$$

式中 P_n 为激光器输出的功率, $z = 0$ 时, $u(z) = w_0, R(z) \rightarrow \infty, \zeta(z) = 0, w_0$ 称为腰半径. 用 TEM_{00} 模式的高斯光波照射时(3)式应改写为

$$U_G(x', y', z) = \frac{A}{\lambda z} \int_{-a}^a \int_{-a}^a \left\{ u(x, y, 0) g(x, y) \times \exp\left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[(x^2 + y^2) \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f} \right) - \frac{\chi}{z} (xx' + yy') \right] \right\} \right\} dx dy. \quad (15)$$

对(15)式进行积分后得到的光强分布是一个十分复杂的函数, 其光强分布不仅与 λ, f, a 有关, 还与腰半径 w_0 有关. 计算表明, 腰半径 w_0 较小时, 高斯光束光阱与平面光波光阱的光强分布差别较大. 但当 $w_0 \geq \sqrt{2}a$, 若平面光波的光强为 I_0 , TEM_{00} 模式高斯光束在透镜透光窗口内的平均光强为 \bar{I}_G, \bar{I}_G 与 I_0 满足近似关系

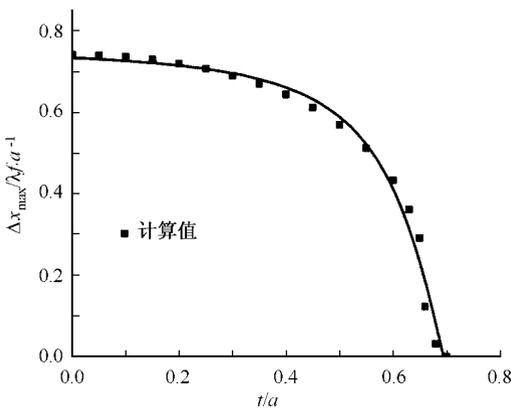


图 5 从双阱到单阱演变过程中 Δx_{max} 随 t 变化的数值拟合曲线

3.3. 高斯光束产生的光学双阱

以上我们用平面光波对光学双阱的光强分布进行了计算和分析, 但是理想平面光波在实验中是难

$$\frac{\bar{I}_G}{I_0} = 1 + 1.054 \exp\left(-1.625 \frac{a}{w_0}\right) \quad (16)$$

时, TEM_{00} 模式高斯光束与平面光波照明产生光阱的最大光强相同, 光强分布很相近, w_0 越大两者的差别越小. 取 $a = 5 \text{ mm}$, $f = 40 \text{ cm}$, $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$, 分别用 $w_{01} = 2.4a$, $w_{02} = \sqrt{2}a$ TEM_{00} 模式高斯光束和平面波照射时, 产生的光阱在透镜焦平面上沿 x_0 和 z 方向归一化的一维光强分布如图 6 所示. 由图 6 可以看出, 腰半径为 $2.4a$ 的高斯光束光阱与平面波光阱的光强分布曲线基本重合, 腰半径为 $\sqrt{2}a$ 的高斯光束光阱与平面波光阱的光强分布曲线有微小的差别. 用功率为 $P_n = 20 \text{ W}$ 、腰半径为 $w_0 = 7.07 \text{ mm}$ TEM_{00} 模式高斯光束产生的光阱与图 3、图 4 所示的光阱基本相同, 它在边长为 10 mm 的透光窗口内的平均光强 $\bar{I}_G = 1.42 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 而用平面光波照射的光强 $I_0 = 1.27 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 这又与 (16) 式基本上一致. 这足以说明, 上述用平面波所讨论的光阱光强分布规律在一定范围内也适用于 TEM_{00} 模式高斯光波.

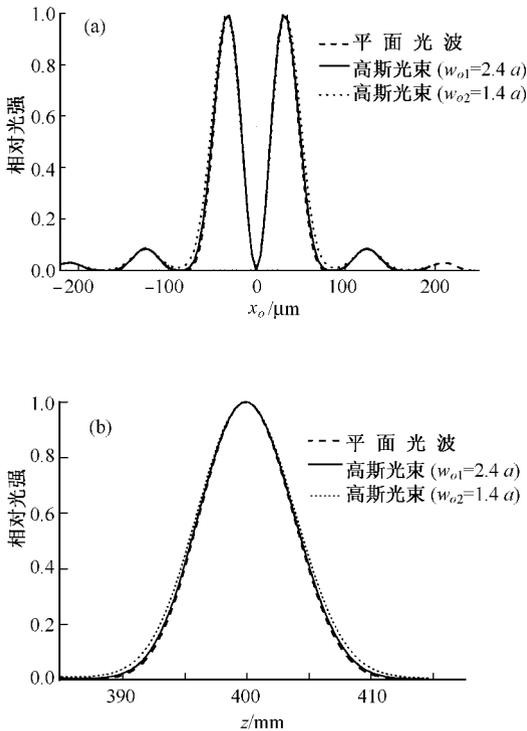


图 6 高斯光束和平面光波光阱的一维光强分布 ($a = 5 \text{ mm}$, $f = 40 \text{ cm}$, $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$) (a) x_0 方向 ($y_0 = 0$, $z = 400 \text{ mm}$) 光强分布 (b) z 方向 ($y_0 = 0$, $x_0 = 32 \text{ }\mu\text{m}$) 光强分布

4. 可控制光学双阱的潜在应用

4.1. 双原子样品的光学囚禁

当一个二能级原子在非均匀光场中运动时, 由于交流 Stark 效应, 它将受到光场偶极力的作用, 当光场为红失谐 (激光频率 ω_1 小于原子共振频率 ω_a , 即失谐量 $\delta = \omega_1 - \omega_a < 0$) 时, 光场与原子相互作用的偶极势 $U_D(\mathbf{r})$ 为吸引势, 原子被吸引到光强最强处. 失谐量 δ 较大时, $U_D(\mathbf{r})$ 可由下式给出^[6]:

$$U_D(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_a^3} \left(\frac{1}{\omega_a - \omega_1} + \frac{1}{\omega_a + \omega_1} \right) \mathcal{I}(\mathbf{r}), \quad (17)$$

式中 $\mathcal{I}(\mathbf{r})$ 是光场的强度分布, Γ 是原子的自然线宽. 囚禁 ^{85}Rb 原子时, 对于 ^{85}Rb 的 D_2 线, $\omega_a = 2\pi \times 3.85 \times 10^{14} \text{ Hz}$, $\Gamma = 2\pi \times 6.1 \times 10^6 \text{ Hz}$, 对于图 3 所示的最大光强和平均光强分别为 $I_{\max} = 3.72 \times 10^9 \text{ W/m}^2$, $\bar{I} = 1.4 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ 的双光阱, 对应的偶极势分别为 $U_{D\max} = 0.56 \text{ mK}$, $\bar{U}_D \approx 0.21 \text{ mK}$. 显然, 这远高于光学粘胶中冷原子的温度 (约 $20 \text{ }\mu\text{K}$), 增大透镜的相对孔径还可以得到更大的光强 (见 (4) 式), 获得更高的光学势.

另一方面, 二能级原子在光场中运动时将发生自发辐射, 自发辐射速率可由下式近似估算^[6]:

$$S_{sc} = -\frac{3\pi c^2 \Gamma^2}{2\hbar\omega_a^3} \left(\frac{\omega_1}{\omega_a} \right)^3 \left(\frac{1}{\omega_a - \omega_1} + \frac{1}{\omega_a + \omega_1} \right)^2 \mathcal{I}(\mathbf{r}). \quad (18)$$

与上述双光阱的最大光强和平均光强对应的自发辐射速率分别为 1.94 和 0.75 s^{-1} . 因此, 我们提出的光学双阱不仅有较高的偶极势和较大的囚禁体积, 而且自发辐射速率也比较低, 完全可以用来收集并囚禁来自光学粘胶或磁光阱的冷原子, 实现双原子样品的光学囚禁.

4.2. 双原子样品冷碰撞性质的实验研究

由于二元 π 相位板相对于透镜从 $t = 0$ 缓慢移动到 $t = a$ 时, 势阱将从具有较低偶极势 ($\bar{U}_D = 0.21 \text{ mK}$) 的双阱演变为具有较高偶极势 ($\bar{U}_D = 0.4 \text{ mK}$) 的单阱. 因此, 可首先将冷原子样品分别装载至双阱中, 待装载完毕后加上一个偏置磁场, 将它们分别制备在不同的磁量子态, 然后, 缓慢移动相位板至 $t = a$, 将双阱中处于不同量子态的冷原子合并装载至

一个具有较高偶极势的单阱中(在合并过程中,被囚禁原子占有的总体积减小近一半),以便研究处于不同量子态的同种原子的冷碰撞性质或用于研究原子囚禁体积减小时发生的绝热压缩现象以及研究类似于 Arndt 等^[22]观察到的同种冷原子碰撞中的零点能共振现象.类似地,可以将预先制备好的两种不同种类的冷原子样品分别装载到光学双阱中,然后缓慢移动相位板至 $t = a$,使双阱合并为单阱,以便研究双原子样品间的冷碰撞性质^[13],如双原子样品间的弹性或非弹性碰撞损耗以及超精细变化碰撞损耗等.

4.3. 双阱中冷原子隧道效应或原子干涉的实验研究

如果开始时相位板平移至 $t = a$,光阱为单阱状态,将预冷的超冷原子样品装载到单阱中,然后反方向缓慢移动相位板,单阱渐渐地变为两个靠得很近的势阱,且在双阱中间形成一势垒.如果此时双阱间的势垒相对于囚禁原子的动能不太高,则可用于研究同种超冷原子在两个势阱之间的量子隧道效应.如果双阱间的势垒足够高时,则由于双阱中的超冷原子是由同一单阱中的原子样品分裂而来的,具有很好的相干性.如果突然关闭囚禁光束,在两个光阱中的冷原子云将被释放出来,并在重力场的作用下自由下落、膨胀、重叠而发生干涉;或者将相位板再反方向移动回去,变为单阱,即可实现囚禁原子的物质波干涉.因此,可控制的光学双阱不仅可用于冷原子隧道效应的研究,而且还可用于冷原子物质波的相干分裂及其干涉的实验研究.

4.4. 光学晶格和 BEC 的实验研究

由(8)式可以看出,光学双阱中单阱的体积与透镜的相对孔径 a/f 的四次方成反比,与波长 λ 的三次方成正比.因此,增大透镜的相对孔径,减小照明光的波长,可以使光阱的囚禁体积变得很小.就目前的透镜制作工艺而言,加工相对孔径为 0.5 的微型透镜并不困难.当用可见光波照射时,单个光阱的囚禁体积可小到约 10^{-12} cm^3 量级,而超大红失谐光阱中冷原子密度通常可达 $5 \times 10^{11} \sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 量级,这意味着单个光阱的体积可小到只囚禁一个或几个原子的量级,即可实现单原子的光学囚禁与操控.这样的光阱在量子信息处理等领域中将有重要的应用.另一方面,如果把微透镜制成一维或二维的透镜阵列,相位板制成周期为 $4a$ 的一维二元相位光栅,

并用一束平面光波照射这样的二元相位光栅与透镜阵列组合系统,则可产生一维或二维的微光阱(单阱或双阱)阵列,且可实现单阱阵列到双阱阵列(或双阱阵列到单阱阵列)的任意调控.因此,这种新颖的微光阱阵列可用于制备新颖的一维或二维光学晶格^[23],也可用于研究光学晶格中的 BEC^[24],或研究双样品 BEC 性质和不同冷原子间的混合平衡冷却以及研究双阱 BEC 的原子干涉^[25,26]等.此外,可控制的光学双阱阵列在量子信息科学等领域中也有许多重要的应用.

4.5. 在冷分子囚禁与操控及分子冷碰撞实验中的应用

有关冷分子或超冷分子囚禁与操控的研究是目前正在发展的前沿热门课题之一.由于交流 Stark 效应,超大失谐的光学阱同样可用于冷分子的囚禁与操控.例如,1998 年 Knize 小组^[27]采用二束交叉的聚焦 CO_2 激光阱首先实现了冷 Cs_2 分子的光学囚禁.最近,国际上已有三个小组采用聚焦的 YAG 激光阱实现了 $^6\text{Li}_2$ 和 $^{40}\text{K}_2$ 的全光型产生与囚禁及其全光型分子 BEC^[11,12,28].因此,我们提出的采用超大失谐 YAG(或 CO_2)激光构成的可控制光学双阱同样可用于冷分子或超冷分子的光学囚禁与操控及研究冷分子间的弹性与非弹性碰撞性质,也可用于研究超冷分子物质波的干涉,甚至还可用于分子 BEC 和分子纠缠态等的实验制备与研究.

5. 结 论

综上所述,我们提出了一种采用平面光波(或 TEM_{00} 模式高斯光波)照明二元 π 相位板和透镜组合系统产生可控制光学双阱的新方案.计算分析了该方案产生的光强分布、光阱的特征参数及其强度梯度与曲率.探讨了双光阱在原子物理、原子光学、分子光学和量子光学领域中的潜在应用.研究表明,适当选取照明光的波长、功率、透镜的相对孔径等实验参数,可以获得各种具有不同几何参数,且平均光强、强度梯度与曲率均较大的光学双阱,以满足原子光学、量子光学等不同研究的需要.当采用超大红失谐的高功率激光照射时,光阱在具有足够高光学囚禁势的同时,冷原子在光阱中有很低的自发辐射速率.例如,如采用 Nd:YAG 激光照射时,光阱的平均光强为 $1.4 \times 10^9 \text{ W/m}^2$,平均光学势为 0.21 mK 时,

自发辐射速率为 0.75 s^{-1} , 这样的光阱对于冷原子或冷分子的光学囚禁与操控是非常适宜的. 此外, 我们提出的上述可控制光学双阱在一维或二维光学晶

格的制备和量子信息处理等领域中也将有着广阔的应用前景.

-
- [1] Chu S , Bjorkholm J E , Ashkin A *et al* 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 314
- [2] Miller J D , Cline R A , Heinzen D J 1993 *Phys. Rev. A* **47** R4567
- [3] Takekoshi T , Yeh J R , Knize R J 1995 *Opt. Commun.* **114** 421
- [4] Adams C S , Lee H J , Davidson N *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3577
- [5] Yin J P , Zhu Y F 1998 *Opt. Commun.* **152** 421
- [6] Birkl G , Buchkremer F B J , Dumke R *et al* 2001 *Opt. Commun.* **191** 67
- [7] Granade S R , Gehm M E , O 'Hara K M *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 120405
- [8] Loftus T , Regal C A , Ticknor C *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173201
- [9] Barrett M D , Sauer J A , Chapman M S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 10404
- [10] Weber T , Herbig J , Mark M *et al* 2003 *Science* **299** 232
- [11] Jochim S , Bartenstein M , Altmeyer A *et al* 2003 *Science* **302** 2101
- [12] Greiner M , Regal C A , Jin D S 2003 *Nature* **426** 537
- [13] Marcassa L G , Telles G D , Muniz S R *et al* 2000 *Phys. Rev. A* **63** 13413
- [14] Modugno M , Dalfovo F , Fort C *et al* 2000 *Phys. Rev. A* **62** 63607
- [15] Öhberg P , Santos L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2918
- [16] Delannoy G , Murdoch S G , Boyer V *et al* 2001 *Phys. Rev. A* **63** 51602
- [17] Wang H J , Yi X X , Ba X W 2000 *Phys. Rev. A* **62** 23601
- [18] Olsen M K , Hope J J 2001 *Phys. Rev. A* **64** 13601
- [19] Pitaevskii L , Stringari S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 180402
- [20] Hu J J , Yin J P 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2844
- [21] Gaskill J D 1978 *Linear Systems , Fourier Transforms , and Optics* (New York : John Wiley & Sons) p112
- [22] Arndt M , Ben Dahan M , Guéry-Odelin D *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 625
- [23] Anderson B P , Kasevich M A 1998 *Science* **282** 1686
- [24] Modugno G , Ferrari G , Roati G *et al* 2001 *Science* **294** 1320
- [25] Hänsel W , Hommelhoff P , Hänsch W H *et al* 2001 *Nature* **413** 498
- [26] Dävis K B , Mewes M O , Andrews M R *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [27] Takekoshi T , Patterson B M , Knize R J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5105
- [28] Zwierlein M W , Stan C A , Schunck C H *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 250401

Controllable double-well optical trap for cold atoms or molecules^{*}

Ji Xian-Ming^{1,2)} Yin Jian-Ping¹⁾

¹⁾Key Laboratory for Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of Ministry of Education, Department of Physics,
East China Normal University, Shanghai 200062, China)

²⁾Department of Physics, Nantong University, Nantong 226007, China)

(Received 6 February 2004; revised manuscript received 4 August 2004)

Abstract

In this paper, we propose a novel scheme to form a controllable double-well optical trap for cold atoms or molecules by using a system composed of a binary π -phase plate and a lens illuminated by a plane light wave. We calculate the intensity distribution of the double-well trap, and study the evolution process of the optical trap from two wells to a single well, and derive the analytical relation between the characteristic parameters of the double-well trap (including geometric parameters, the intensity distributions, intensity gradients and their curvatures) and the parameters of optical system. We find that our double-well trap can be continuously changed into a single-well trap by moving the π -phase plate along the x direction, and the relation between the distance of the trapping centers of the two wells and the moving distance of the π -phase plate is obtained by data fitting. In addition, our double-well scheme is not only simple and convenient, but also has some important and wide applications in the fields of atomic physics, atom optics, molecule optics and quantum optics and so on.

Keywords : binary π -phase plate, controllable double-well optical trap, atom trap, atom optics, molecule optics

PACC : 3280P, 3380P, 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10174050, 10374029), the New Century Training Program Foundation for the Talents from Education Bureau of Jiangsu Province, the Foundation of Shanghai Priority Academic Discipline, the 211 Foundation of Ministry of Education, and the Natural Science Foundation of Education Bureau of Jiangsu Province, China (Grant No. 04KJB140109).