

一种新颖的表面空心微光阱阵列^{*}

纪宪明^{1)†} 沐仁旺¹⁾ 印建平²⁾

¹⁾ (南通大学理学院, 南通 226007)

²⁾ (教育部光谱学与波谱学重点实验室, 华东师范大学物理系, 上海 200062)

(2005 年 3 月 9 日收到, 2005 年 4 月 18 日收到修改稿)

提出了采用四台阶相位光栅与微透镜阵列组合产生一种新颖的表面空心微光阱阵列的方案, 研究了表面空心微光阱阵列的光强分布, 计算了相应的光学囚禁势, 并讨论了该微光阱阵列在原子分子光学中的潜在应用. 研究表明当用 1W 的 YAG 激光照射时, 在 1cm^2 面积上可产生近 10^4 个空心光阱, 每个光阱具有较小的囚禁体积和较大的有效光强及其强度梯度, 对 ^{85}Rb 原子的光学囚禁势可达 $190\mu\text{K}$. 如此深的光阱足以囚禁冷原子或冷分子, 并可用于实现全光型原子或分子玻色-爱因斯坦凝聚, 甚至制备新颖的光学晶格等.

关键词: 空心光阱, 冷原子或冷分子, 光学晶格

PACC: 3280P, 3380P, 4250

1. 引言

在量子信息处理、光学晶格和原子芯片的研究中, 采用表面微光阱阵列囚禁中性冷原子(或冷分子)^[1-4] 具有十分重要的意义. 2001 年, Birkel 小组提出了采用微透镜阵列聚焦红失谐高斯激光产生表面微光阱阵列的方案, 并实现了中性冷原子的微光阱阵列囚禁^[5, 6]. 2003 年, 印建平提出了采用载流导线构成二维和三维微磁阱阵列的方案^[7-9]. 这些方案有着许多独特的优点, 尤其是冷原子的光学囚禁简单方便, 但采用红失谐高斯激光囚禁冷原子(或冷分子)时, 不可避免地存在着原子或分子自发辐射引起的加热效应. 为此, 人们提出了采用蓝失谐空心光阱囚禁冷原子的新方案^[10-12], 这不仅可有效地减小加热效应, 而且还可利用蓝失谐空心光阱自身强度梯度感应的 Sisyphus 效应进一步冷却原子. 显然, 采用蓝失谐空心光阱囚禁冷原子更有应用价值. 然而, 怎样采用蓝失谐激光形成表面空心微光阱及其阵列? 作者尚未见到有关报道. 本文提出了一种采用四台阶相位光栅与微透镜阵列组合产生表面空心微光阱阵列的方案, 理论分析和计算了微光阱阵列的光强分布, 讨论了该方案在原子光学和分子光学等领域

中的潜在应用, 并进行了本实验方案的可行性分析.

2. 表面空心微光阱阵列的方案

用于产生空心微光阱阵列的原理性实验方案如图 1 所示. 其中图 1(a) 是相位光栅一个周期的平面图. 光栅在 x 和 y 方向的周期均为 $2a$, 每个周期又分为四个边长为 a 的正方形单元, 各个单元的相位值分别为 $0, \pi/2, \pi$ 和 $3\pi/2$, 我们称之为四台阶相位光栅. 相位光栅与微透镜阵列组合, 阵列中每个微透镜的横截面是边长为 $2a$ 的正方形, 与光栅的一个周期相重叠, 若用夹角为 2θ 的两列非相干平面光波(或准平面光波)照射光栅透镜系统(如图 1(b)所示)即可获得如图 2 所示的二维空心微光阱阵列.

为了便于理解本方案产生空心微光阱阵列的基本原理, 首先分析采用一系列平面光波垂直照射光栅透镜系统的情况. 由于光栅的一个周期分为四部分, 在第一和第三象限、第二和第四象限的相位分别相反、面积相等, 并关于透镜的光轴对称, 当平面光波垂直照射时, 透过光栅一个周期的光波也分为四部分, 这四部分光波再通过透镜会聚(如图 3 所示)而发生叠加, 在每个透镜的光轴上将产生完全相消干涉, 光轴上的光强为零, 然而, 在偏离光轴的位置上,

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10174050, 10374029 和 10434060), 江苏省教育厅高校自然科学基金(批准号: 04kj140109)和上海市重点学科以及教育部 211 专项基金资助的课题.

[†] E-mail: jixm@ntu.edu.cn

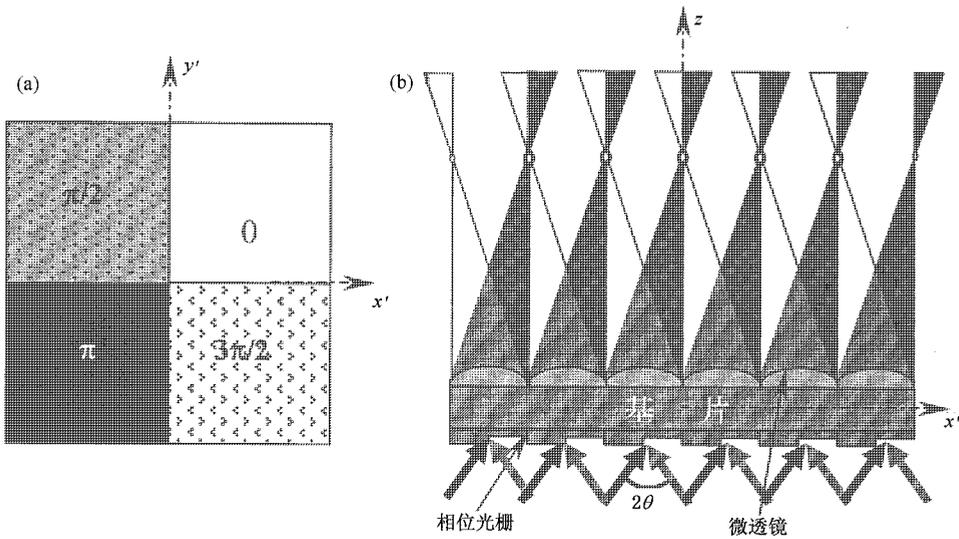


图1 表面空心微光阱阵列的原理性实验方案 (a)相位光栅平面图 (b)照射光路图

随着光程差的变化,叠加光强将表现出“相消干涉”—“相长干涉”的周期性变化,从而形成了以透镜光轴为中心的一系列明暗相间衍射环.在这些衍射环中,外层次最大衍射光强远小于内层主最大的光强,次最大衍射可以忽略不计,主最大衍射光形成以光轴为中心的空心光管.当入射光波倾斜照射,且照射方向与光轴夹角为 θ 时,将产生倾斜的空心光管,光管的轴线与透镜光轴的夹角也为 θ .显然,当采用图1(b)所示的夹角为 2θ 的两列非相干光波照明时,每个透镜将产生两束夹角为 2θ 的空心光管.如果这两束空心光管与左右相邻两个透镜产生的空心光管相交,则形成两个由主最大光强包围的空心微光阱.因此,当用 N 个微透镜构成一维微透镜阵列与一维相位光栅组合时,即可产生含有 $N-1$ 个空心光阱的一维微光阱阵列;而当用 $N \times M$ 二维微透镜阵列与二维相位光栅组合时,即可产生如图2所示的二维空心微光阱阵列.

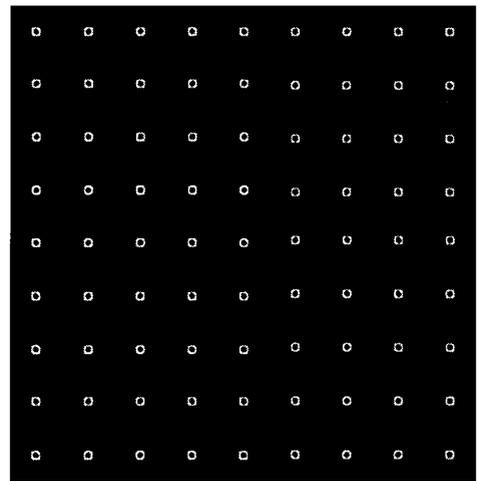


图2 二维表面空心微光阱阵列

3. 理论计算与分析

坐标系选取如下:设坐标原点在光栅平面上,光栅平面为 $x'oy'$ 平面($z=0$),透镜光轴方向为 z 方向,在透镜后($z>0$)垂直于 z 轴的任一平面记为 xoy 平面.一个周期的相位光栅的振幅透射率函数可写为

$$g(x', y') = \text{rect}\left[\frac{x' - a/2}{a}, \frac{y' - a/2}{a}\right] + \exp(i\pi/2) \text{rect}\left[\frac{x' + a/2}{a}, \frac{y' - a/2}{a}\right]$$

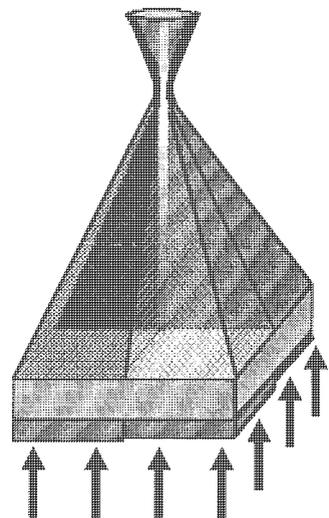


图3 平面光波垂直照射产生空心光管

$$- \text{rect}\left[\frac{x' + a/2}{a}, \frac{y' + a/2}{a}\right] + \exp(i3\pi/2) \text{rect}\left[\frac{x' - a/2}{a}, \frac{y' + a/2}{a}\right]. \quad (1)$$

透镜的振幅透射率函数为

$$t(x', y') = \exp\left\{\frac{-i\pi}{\lambda f}[x'^2 + y'^2]\right\}, \quad (2)$$

式中 λ 是照射光波的波长 f 是透镜的焦距。

3.1. 空心光管的光强分布

当用平面光波垂直照射光栅透镜系统时,每个微透镜的照明情况相同.先讨论一个微透镜的衍射光振幅分布.根据菲涅耳衍射理论,透镜后面的光波场为(略去常相位因子,不计透镜和光栅间的距离)

$$U_s(x, y, z) = \frac{A}{\lambda z} \iint g(x', y') t(x', y') \times \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2 - 2xx' - 2yy')\right\} dx' dy', \quad (3)$$

这里 A 是照射光波的振幅.照射光的光强记为 $I_0 = A^2$,与(3)式对应的光强分布为 $I_s = |U_s(x, y, z)|^2$.计算表明,在焦平面附近,光强 I_s 有一系列的光强极大值和光强为零的极小值.图4(a)是在焦平面上沿 x (或 y)方向的一维相对光强分布, x (或 y) = $j\lambda/a$ ($j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 时, $I_s = 0$;而在 x (或 y) = $\pm 0.371\lambda/a$ 处,光强为最大;当 $|x|$ (或 $|y|$) > λ/a 时,光强的次极大值均很小,可以忽略不计.取 $a = 50\mu\text{m}$, $f = 800\mu\text{m}$, $\lambda = 0.78\mu\text{m}$ 和 $I_0 = 10^4 \text{Wm}^{-2}$ (照射在每个微透镜上的光功率为 0.1mW),我们计算了衍射光强的空间分布.图4(b)和(c)是透镜焦平面和 xoz 平面上的光强等值线分布.由图4(b)和(c)也可以看出,在透镜焦点附近,光强的空间分布是以光轴为中心的空心光管。

若用入射方向与透镜光轴的夹角为 θ ,且与 xoz 平面平行的平面光波照射时,(3)式中的被积函数应乘以倾斜相位因子 $\exp(i2\pi x'\theta/\lambda)$,相应的光振幅 $U_s(x, y, z)$ 变为 $U_s(x - z\tan\theta, y, z)$,亦即光强分布沿 x 方向平移了 $z\tan\theta$,获得的空心光管的轴线也与光轴夹 θ 角.取 $\theta = a/f = 1/16$, a, f, λ 和 I_0 与图4(c)中相同时,计算得到 xoz 平面上的光强等值线分布如图4(d)所示.与图4(c)相比,图4(d)中空心光管的轴线倾斜了 $1/16\text{rad}$,而且在焦平面附近,当离开空心光管轴线的距离大于 λ/a 时,衍射光强同样可忽略不计。

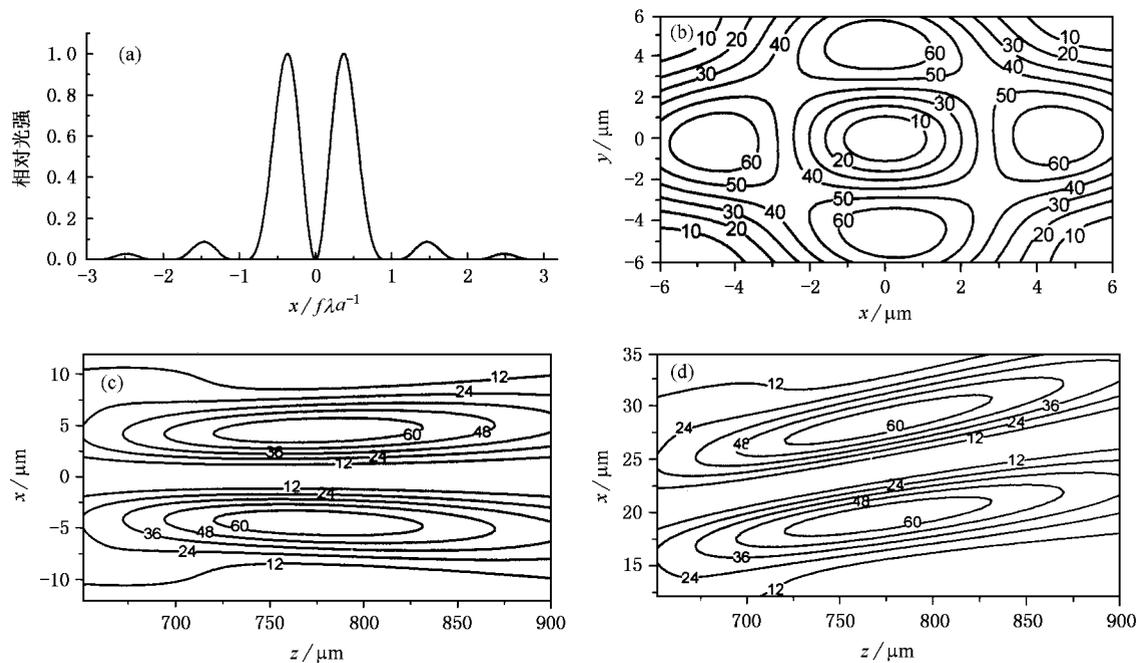


图4 空心光管的光强分布 (a)焦平面上 x 方向的相对光强 (b)和(c)平面光波垂直照射时焦平面(xoy 平面)上和 xoz 平面上光强的等值线分布 (d)平面光波倾斜照射时($\theta = 1/16$) xoz 平面上光强的等值线分布

3.2. 表面空心微光栅阵列的光强分布

设 $N \times M$ 透镜阵列中的各透镜中心的坐标为 $[(2n + 1 - N)a, (2m + 1 - N)a, 0]$, 其中 $0 \leq n \leq N - 1, 0 \leq m \leq M - 1$. 用入射面在 xoz 平面内, 入射角为 $\pm \theta$ 的两列非相干平面光波倾斜照射光栅透镜系统, 则产生的两个非相干光扰动分别为 $U_{NM+}(x, y, z)$ 和 $U_{NM-}(x, y, z)$, 且有

$$\begin{aligned}
 &U_{NM\pm}(x, y, z) \\
 &= \frac{A}{\lambda z} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g \\
 &\times [x' - (2n + 1 - N)a, y' - (2m + 1 - M)a] \\
 &\times \exp\left\{ \frac{i\pi}{\lambda z} (x'^2 + y'^2 - 2xx' - 2yy' \pm 2x'z\theta) \right\} \\
 &\times dx'dy', \tag{4}
 \end{aligned}$$

相应的光强分布为

$$\begin{aligned}
 I_{NM}(x, y, z) = &|U_{NM+}(x, y, z)|^2 \\
 &+ |U_{NM-}(x, y, z)|^2, \tag{5}
 \end{aligned}$$

式中 $|U_{NM+}(x, y, z)|^2$ 是 $+\theta$ 方向照射光的衍射光强, $|U_{NM-}(x, y, z)|^2$ 是 $-\theta$ 方向照射光的衍射光强. 由前面的讨论我们已经知道, 用一束光波照射单个透镜时, 其衍射光场为一空心光管, 光强主要分布在与光管轴线距离小于 $f\lambda/a$ 的范围内. 因此, 当 $a \gg f\lambda/a$ 即 $a^2 \gg f\lambda$ 时, 各个微透镜衍射光互不干扰, $|U_{NM+}(x, y, z)|^2$ 则是 $N \times M$ 束互相分离的空心光管, 光束轴线在平行于 xoz 的平面内, 且与 z 轴方向夹 $+\theta$ 角. 同样, $|U_{NM-}(x, y, z)|^2$ 也是 $N \times M$ 束互相分离的空心光管, 光束轴线与 z 轴方向夹 $-\theta$ 角. 每个透镜产生两束轴线分别沿 $\pm \theta$ 方向空心光管, $+\theta$ 方向空心光管与右侧相邻透镜产生的 $-\theta$ 方向空心光管相交, 而 $-\theta$ 方向空心光管则与左侧相邻透镜产生的 $+\theta$ 方向空心光管相交, 形成两个空心光阱. 不难理解, $N \times M$ 透镜阵列可产生 $(N - 1) \times M$ 空心光阱阵列, 光阱的中心分别位于 $[(2n + 2 - N)a, (2m + 1 - M)a, a/\theta]$ 处. 图 2 就是 $N = 10, M = 9$ 时产生的 9×9 空心光阱阵列. 取 $a = 50\mu\text{m}, f = 800\mu\text{m}, \lambda = 0.78\mu\text{m}, I_0 = 10^4 \text{Wm}^{-2}$ 和 $\theta = a/f$ 时, 我们计算了二维阵列中光阱的光强分布, 图 5 是阵列中一个光阱在焦平面 (xoy 平面) 上和 xoz 平面上的光强等值线, 图中光强值的单位是 10^4Wm^{-2} . 光阱中心的光强为零, 四周被光强极大值包围起来, 虽然光阱四周的光强最大值不全相同 (x

$= \pm y$ 和 z 轴方向的光强最大值较小), 但较小的光强最大值仍然比较大. 光阱阵列中其他各个光阱的光强分布都与此相同.

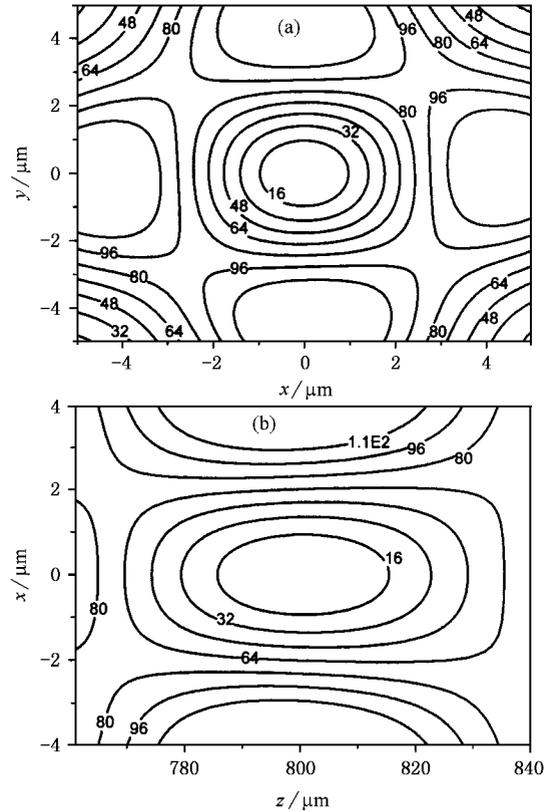


图 5 空心光阱的光强等值线分布 (a) 焦平面上的光强等值线, (b) xoz 平面上的光强等值线

为了方便地研究空心光阱, 我们定义了几个表征空心光阱特征的参数:

- 1) 空心光阱的有效光强 I_{dhi} : 空心光阱四周最小的光强极大值;
- 2) 空心光阱的宽度 l_{dw} : 空心光阱内侧, 光强等于有效光强的两点间径向距离, 在 x, y 和 z 方向的宽度分别记为 $l_{\text{dwx}}, l_{\text{dwy}}$ 和 l_{dwz} ;
- 3) 暗斑尺寸 l_{dss} : 空心光阱内侧, 光强等于有效光强一半的两点间径向距离, 在 x, y 和 z 方向的暗斑尺寸分别记为 $l_{\text{dssx}}, l_{\text{dssy}}$ 和 l_{dssz} .

$I_{\text{dhi}}, l_{\text{dw}}, l_{\text{dss}}$ 与透镜的相对孔径 a/f 、照射光的波长 λ 、光强 I_0 和照射方向 θ 间有复杂的关系. 当取 $\theta = a/f$ 时, 通过多组 $a/f, \lambda$ 和 I_0 的数值计算, 得到空心光阱特征参数与 $a/f, \lambda$ 和 I_0 的近似关系示于表 1. 表中 ΔV_{dss} 是光阱的囚禁体积 (根据暗斑尺寸的大小, 按椭球近似计算囚禁体积), $\overline{\partial I / \partial x}$ 和 $\overline{\partial I / \partial z}$

分别是 x 和 z 方向的光强梯度平均值. 在 y 方向, $\overline{\partial I/\partial y} = \overline{\partial I/\partial x}$, $l_{dwy} = l_{dwx}$, $l_{dssy} = l_{dssx}$. 这些关系说明, 通过调节 a/f , λ 和 I_0 等光学参数, 可以改变光

阱的各种参数, 从而更有效、更方便地操控冷原子或冷分子.

当 $a = 50\mu\text{m}$, $f = 800\mu\text{m}$, $\lambda = 0.78\mu\text{m}$ 和 $I_0 =$

表 1 空心光阱特征参数与 a, f, λ, I_0 的近似关系

I_{dhi}	l_{dwx}	l_{dwy}	l_{dwx}	l_{dssx}	l_{dssz}	$\overline{\partial I/\partial x}$	$\overline{\partial I/\partial z}$	ΔV_{dss}
$4.24I_0\left(\frac{a^2}{f\lambda}\right)^2$	$0.37\frac{\lambda f}{a}$	$0.31\lambda\left(\frac{f}{a}\right)^2$	$0.24\frac{\lambda f}{a}$	$0.23\lambda\left(\frac{f}{a}\right)^2$	$23.3I_0\frac{a^5}{(f\lambda)^3}$	$27.2I_0\frac{a^6}{f^4\lambda^3}$	$2.2 \times 10^{-3}\pi\lambda^3\left(\frac{f}{a}\right)^4$	

10^4Wm^{-2} 时, 利用表 1 所示的近似关系计算得到: 有效光强 $I_{\text{dhi}} = 6.81 \times 10^5\text{Wm}^{-2}$, 空心光阱在 x, y 和 z 方向的宽度及暗斑尺寸分别为 $l_{\text{dwx}} = l_{\text{dwy}} = 4.62\mu\text{m}$, $l_{\text{dwx}} = 69.6\mu\text{m}$ 和 $l_{\text{dssx}} = l_{\text{dssy}} = 3.00\mu\text{m}$, $l_{\text{dssz}} = 45.9\mu\text{m}$, 光阱的暗体积 $\Delta V_{\text{dss}} = 2.15 \times 10^{-7}\text{mm}^3$. 当原子气体的密度为 $n = 10^{12} - 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 时, 单个光阱囚禁的原子数约为 $N \approx 10^2 - 10^4$. 光强梯度的平均值分别为 $\overline{\partial I/\partial x} = \overline{\partial I/\partial y} = 3.00 \times 10^{11}\text{Wm}^{-3}$ 和 $\overline{\partial I/\partial z} = 2.19 \times 10^9\text{Wm}^{-3}$.

4. 表面空心微光阱阵列的潜在应用及其可行性分析

4.1. 空心微光阱阵列的潜在应用

当二能级原子在非均匀光场中运动时, 由于交流 Stark 效应, 原子将受到光场偶极力的作用. 因此, 我们提出的空心微光阱阵列可用于冷原子或者冷分子的光学囚禁. 在文献 [13] 中, 我们计算了 ^{85}Rb 原子与蓝失谐光场相互作用的光学偶极势, 采用同样的方法可计算空心光阱囚禁原子的光学势. 对于 ^{85}Rb 原子, 取失谐量 $\delta = 2\pi \times 50\text{GHz}$ 时, 在图 5 所示的空心光阱中, 与有效光强 ($I_{\text{dhi}} = 6.81 \times 10^5\text{Wm}^{-2}$) 对应的偶极势 $U_{\text{dip}} = 190\mu\text{K}$. 这表明光阱深度远高于光学黏胶 [14] 中冷 Rb 原子的温度 ($\sim 20\mu\text{K}$), 即这种空心光阱足以收集并囚禁来自光学黏胶的冷原子, 也可用于囚禁由量子简并原子气体产生的冷分子 [15], 通过光学势蒸发冷却也可用于实现全光型原子和分子玻色爱因斯坦凝聚 (BEC) 及其阵列 [16, 17].

另一方面, 该方案也可用于光学晶格的实验制备与研究. 如将冷原子 (或冷分子) 装载到如图 2 所示的微光阱阵列中, 则可形成类似于 CO_2 激光驻波场产生的二维光学晶格 [18], 但是微光阱阵列的晶格

常数 ($2a$) 比驻波场的晶格常数 ($\lambda/2$, $\sim 5\mu\text{m}$ 量级) 大得多, 且光强梯度远大于驻波场光学晶格的强度梯度, 每个晶格的囚禁体积及其囚禁原子数要比驻波场光学晶格大得多. 另外, 调节光学系统的参数, 可以改变晶格常数、光强梯度以及光学偶极势的大小. 当用图 4 所示的微光阱构成光学晶格时, 晶格常数为 $100\mu\text{m}$, 晶格密度为 100mm^{-2} , 光学偶极势为 $190\mu\text{K}$, 光强梯度达 $\sim 10^{11}\text{Wm}^{-3}$. 若取 $a = 25\mu\text{m}$, $f = 300\mu\text{m}$, $\theta = 1/12$, 仍然用 $\lambda = 0.78\mu\text{m}$ 和 $I_0 = 10^4\text{Wm}^{-2}$ 的平面光波照射, 晶格常数变为 $50\mu\text{m}$, 晶格密度变为 400mm^{-2} , 每个光阱的有效光强为 $3.02 \times 10^5\text{Wm}^{-2}$, 仍取失谐量 $\delta = 2\pi \times 50\text{GHz}$ 时, 光学偶极势为 $84\mu\text{K}$, 光强梯度仍大于 $1.7 \times 10^{10}\text{Wm}^{-3}$.

此外, 由于本方案仅采用简单的微型光学元件, 产生的微光阱阵列在基片表面, 因而容易与其他元件组合, 构成集成原子光学器件. 因此, 我们的空心微光阱阵列在原子芯片和量子信息处理等领域还有着许多重要的应用.

4.2. 方案的可行性分析与讨论

对于衍射型微透镜阵列的设计与加工, 现有的微光学元件制作技术已达到较高的水平. 例如制作数值孔径在 0.5 以下、每个微透镜的口径为几十微米的衍射型透镜阵列已是较为成熟的技术. 为了制作本方案中所需要的组合元件, 可以先在基片上刻制四台阶相位光栅, 光栅的每个周期分为四个小正方形单元, 相位值为 $k\pi/2$ 的小单元的刻蚀深度为 $k\lambda/4(n-1)$ (其中 k 为整数, $0 \leq k \leq 3$, n 为基片的折射率), 然后再在光栅的每个小单元上刻制一个透镜的四分之一. 光栅一个周期上的四个小单元合为一个透镜, 即可得到所需要的组合元件. 另外, 也可以在基片的上表面制作微透镜阵列, 而在基片的下表面制作相位光栅. 由此可见, 目前制作表面空心微光阱阵列所需要的光学元件并不困难.

对于照射光波而言,本文为了计算方便,只讨论了平面光波照射的情况.众所周知,真正的平面光波并不存在,但有如下三种途径可获得本方案所要用的照射光波:一是利用波面整形技术对 TEM_{00} 模式的高斯激光进行整形,使其在透镜的入射光瞳范围内接近于平面波(或者称为准平面波);二是用 TEM_{00} 模式的半导体激光器阵列照射^[5],参照文献[19]的计算方法,我们计算了高斯光束照射时的光强分布.结果表明,当高斯光束的束腰直径大于微透镜口径的 $\sqrt{2}$ 倍时,用 TEM_{00} 模式高斯光束照射与用理想平面光波照射所产生的光强分布非常相似;三是采用束腰半径较大的 TEM_{00} 模式高斯激光直接照射,用这种方式照射时,由于照射光强呈高斯分布,将导致光阱阵列中心光阱光强较大,边缘光阱光强较小.即便如此,如果用功率为 1W 的 YAG 激光照射,把束腰半径扩大到 1cm,同样取 $a = 50\mu\text{m}$, $f = 800\mu\text{m}$, $\theta = 1/16$,透镜阵列的总宽度为 1cm 时,阵列中心光阱的有效光强为 $3.35 \times 10^5 \text{Wm}^{-2}$,边缘光阱的有效光强为 $1.65 \times 10^5 \text{Wm}^{-2}$,相应的光学偶极势分别为 $92\mu\text{K}$ 和 $46\mu\text{K}$,二者相差一半,但势阱仍然较深,足以囚禁来自光学黏胶的冷原子($\sim 20\mu\text{K}$).显然,这一照明方式是最简单可行的.

必须指出:虽然调节光学系统的参数,可以获得多种不同光阱阵列,但这种调节也是有限的.例如,

若 $a^2 \gg f\lambda$ 的条件不能满足,各个微透镜的衍射光场将相互影响,从而可能导致光阱的中心光强不为零.为此,要求透镜的相对孔径 a/f 较大,但当 a/f 较大时,又要求透镜能消除高级象差,否则就不能采用菲涅耳衍射理论来计算微光阱阵列的光强分布,而必须采用更为精确的瑞利-索末菲衍射理论来计算.

5. 结 论

本文提出了一种采用四台阶相位光栅与微透镜阵列组合产生表面空心微光阱阵列的新方案,计算了空心光阱阵列的光强分布和特征参数以及囚禁 ^{85}Rb 冷原子的光学偶极势,并讨论了本方案的可能应用及其实验可行性.结果表明,用功率不大的激光照射时,可以产生数目较大、光学势较高的表面空心微光阱阵列.如取 $a = 50\mu\text{m}$, $f = 800\mu\text{m}$ 和 $\lambda = 0.78\mu\text{m}$ 时,用两束功率为 1W 的激光照明 1cm^2 面积的光栅透镜系统,可产生近 10^4 个空心光阱,每个空心光阱的有效光强为 $6.81 \times 10^5 \text{Wm}^{-2}$,光学囚禁势为 $190\mu\text{K}$,光强梯度大于 10^{11}Wm^{-3} .显然,如此深的表面空心微光阱阵列不仅在冷原子或冷分子的光学囚禁及其操控中有着重要的应用,而且在新颖光学晶格的制备和原子芯片及量子信息处理等的实验研究方面有着广阔的应用前景.

- [1] Folman R 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 263
- [2] Grabouski A and Pfau T 2003 *Eur Phys. J. D* **22** 347
- [3] Reichel J, Hänsel W, Hommelhoff P *et al* 2001 *Appl. Phys. B* **728** 1
- [4] Yin J, Gao W, Liu N *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 660 [印建平、高伟建、刘南春等 2001 物理学报 **50** 660]
- [5] Birkl G, Buchkremer F B J, Dumke R *et al* 2001 *Opt. Commun.* **191** 67
- [6] Dumke R, Volk M, Mthter T *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 097903
- [7] Yin J, Gao W, Hu J *et al* 2002 *Opt. Commun.* **206** 99
- [8] Yin J, Gao W, Hu J *et al* 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 327
- [9] Yin J 2002 *Chin. Phys.* **11** 472
- [10] Yin J, Gao W, Wang Y *et al* 2000 *Chin. Phys.* **9** 342
- [11] Yin J, Gao W, Wang Y *et al* 2001 *Phys. Lett. A* **288** 9
- [12] Yin J and Gao W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4157 [印建平、高伟建 2004 物理学报 **53** 4157]
- [13] Ji X, Xia Y and Yin J 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1272
- [14] Takekoshi T, Yeh J and Knize R J 1995 *Opt. Commun.* **114** 421
- [15] Jochim S, Bartenstein M, Altmeyer A *et al* 2003 *Science* **302** 2101
- [16] Greiner M, Regal C and Jin D 2003 *Nature* **426** 537
- [17] Zwierlein M, Stan C, Schunck C *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 250401
- [18] Friebe S, Scheunemann R, Walz J *et al* 1998 *Appl. Phys. B* **67** 699
- [19] Ji X and Yin J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4163 [纪文明、印建平 2004 物理学报 **53** 4163]

A novel array of surface hollow optical micro-traps^{*}

Ji Xian-Ming^{1,2,†} Mu Ren-Wang¹⁾ Yin Jian-Ping²⁾

¹⁾ *Science College, Nantong University, Nantong 226007, China*

²⁾ *Key Laboratory for Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of Ministry of Education,*

Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China

(Received 9 March 2005; revised manuscript received 18 April 2005)

Abstract

In this paper, we propose a new scheme to form an array of surface hollow optical micro-traps for cold atoms (or molecules) by using a phase grating with four phase steps and an array of microlens, study the intensity distribution of 2D array of surface hollow optical micro-traps, and calculate the corresponding optical potential for cold ⁸⁵Rb atoms, and discuss some potential applications of our hollow micro-trap array in atom and molecule optics. Our study shows that when our grating-lens system is illuminated by YAG laser with a power of 1W, a 2D array of surface hollow optical traps with 10⁴ micro-wells will be generated in an area of 1cm². Each optical trap has some novel characteristics, such as smaller trapping volume, higher effective intensity and its intensity gradient. The corresponding optical potential for trapped ⁸⁵Rb atoms can reach 190 μ K, which is high enough to trap cold atoms or cold molecules, and can be used to realize an all-optical atomic and molecular Bose-Einstein condensations, even to prepare novel optical lattices, and so on.

Keywords: hollow optical trap, cold atoms or molecules, optical lattice

PACC: 3280P, 3380P, 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10174050, 10374029 and 10434060), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province (Grant No. 04kj140109), and Shanghai Priority Academic Discipline and the 211 Foundation of the Educational Ministry of China.

[†] E-mail: jixm@ntu.edu.cn