

文章编号: 0253-2239(2007)10-1852-6

通过圆孔衍射实现冷分子(或冷原子)囚禁的 光学偶极阱*

陈丽雅^{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 温州大学教育学院, 温州 325035)

摘要: 以单色标量波衍射理论为基础, 研究单色平面波由圆孔衍射产生实现冷分子(或冷原子)光学囚禁的光阱。运用圆孔衍射理论分析讨论了光学偶极阱的光强分布、光学势及偶极力, 并导出了有关光阱的几何参量、光强分布、强度梯度及其曲率与光学系统参量(如照明光波的波长、小孔的孔径)间的解析关系。研究表明, 当激光功率与波长分别为 $P=500\text{ W}$ 和 $\lambda=1.08\text{ }\mu\text{m}$, 小孔半径 $a=20\text{ }\mu\text{m}$ 时, 产生囚禁甲烷 CH_4 分子的光阱光学势约为 $57.9\text{ }\mu\text{K}$ 。通过圆孔衍射可实现冷分子或冷原子囚禁, 该方案不仅简单可行、操作方便, 而且在冷分子物理、原子光学、分子光学和量子光学等领域中有着广阔的应用前景。

关键词: 物理光学; 原子分子囚禁; 圆孔衍射; 光学偶极阱

中图分类号: O436.1 文献标识码: A

Optical Dipole Traps for Cold Molecules (or Cold Atoms) Using a Red-Detuned Small-Hole Diffracted Light Field

Chen Liya^{1,2} Yin Jianping¹

(¹ *Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of Ministry of Education, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062*,
² *Institute of Education, Wenzhou University, Wenzhou 325035*)

Abstract: Based on the diffraction theory of the monochromatic scalar wave, an optical trap using a red-detuned small-hole diffracted light field is investigated. The intensity distribution of the optical trap and its optical potential and optical dipole force are calculated by aperture diffraction theory, and derive some analytical relations between the characteristic parameters of the optical trap (including geometric parameters, intensity gradients and their curvatures) and the parameters of the optical system (including laser wavelength and aperture radius) are derived. The study shows that when $P=500\text{ W}$, $\lambda=1.080\text{ }\mu\text{m}$ and $a=20\text{ }\mu\text{m}$, the optical trapping potential for cold CH_4 molecules is about $57.9\text{ }\mu\text{K}$. So our trap scheme is not only simple and convenient in the manipulation and control of cold molecular (or cold atoms), but also has wide potential applications in the fields of cold molecular physics, atomic optics, molecule optics even quantum optics, and so on.

Key words: physical optics; atomic and molecular trapping; diffraction of a circular aperture; optical dipole trap

1 引 言

采用红失谐的单束聚焦高斯光束或蓝失谐的空心光束构成的光学势阱是实现冷原子或冷分子囚禁

的基本方案之一。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, 其光阱的光学偶极势为 10 mK 。

* 国家自然科学基金(10174050, 10374029, 10674047)、国家自然科学基金重点基金(10434060)、上海市重点学科建设基金和教育部 211 专项基金项目资助课题。

作者简介: 陈丽雅(1973—), 女, 浙江温州人, 讲师, 硕士研究生, 主要从事原子分子光学方面的研究。

E-mail: chenliya@wzu.edu.cn

导师简介: 印建平(1955—), 男, 江苏无锡人, 教授, 博士生导师, 主要从事原子分子光学方面的研究。

E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

收稿日期: 2007-04-02; 收到修改稿日期: 2007-06-12

Knize 等^[2]采用二束交叉的聚焦 CO₂ 激光阱首先实现了冷 Cs₂ 分子的光学囚禁。Dumke 等^[3]提出了利用球面微透镜阵列聚焦红失谐激光束产生表面微光阱阵列的新方案,并实现了中性冷原子的二维微光阱囚禁。最近,人们采用聚焦红失谐 YAG 或 CO₂ 激光实现了费米原子的量子简并^[4]、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^[5~9]。

提出了一种采用单色平面光束通过圆孔衍射^[10~14]产生囚禁冷分子(或冷原子)的光阱新方案。分别应用瑞利-索末菲积分公式和菲涅耳衍射积分公式对单色平面光经小圆孔衍射后在光轴上的光强分布进行研究,证明了在远场区两者吻合得很好,应用 Mathematic 理论分析和计算了光阱的光强分布、几何参量、强度梯度等与光学参量的关系,并讨论了该方案在量子信息处理、新颖光学晶格和原子分子芯片研究中的潜在应用。该方案不仅可以获得较高的光学势,而且在元器件制作、光路调节以及对冷分子或冷原子的激光囚禁与操控上极为简单灵活。

2 平面波小孔衍射产生光阱的研究

2.1 实验方案

平面波小圆孔衍射产生光阱的原理性实验方案如图 1 所示。一束单色的平面光束沿 z 轴垂直照射到一个具有小圆孔的衍射平面上(设圆孔的半径为 a),经衍射后在自由空间产生一系列光强不同的最强和最弱分布区。当中性冷分子(或冷原子)在非均匀激光场中运动时,由于交流斯塔克效应,将受到激光感应的电偶极相互作用。当激光场为红失谐时,相互作用势为吸引势,中性冷分子(或冷原子)将被吸引到光强最强区;而当激光场为蓝失谐时,相互作用势为排斥势,冷分子(或冷原子)将被排斥到光强

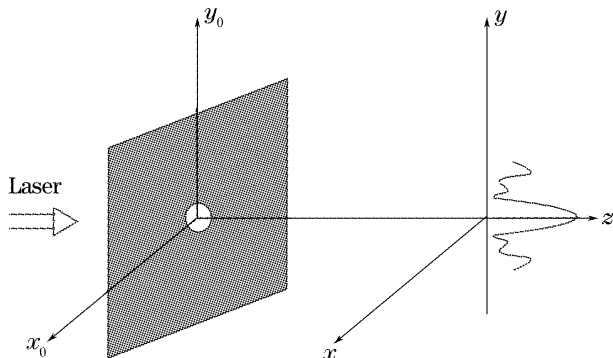


图 1 圆孔衍射产生光阱的原理性方案

Fig. 1 Schematics diagram of trapping the molecule by aperture diffraction

最弱区。因此,利用红失谐的小孔衍射最强区或蓝失谐的小孔衍射最弱区,即可实现中性冷分子(或冷原子)的激光囚禁与操控。

2.2 理论研究

2.2.1 圆孔衍射二维光强分布

如图 1 所示,在 $z=0$ 处 x_0y_0 的平面上有一无限大不透明平面,屏上有一半半径为 a 的小圆孔,圆心在直角坐标系的原点。当一束波长为 λ 、振幅为 A 的单色平面波正入射至小孔,其第一类瑞利-索末菲边界条件为

$$E_0(x_0, y_0, 0) = \begin{cases} A, & \sqrt{x_0^2 + y_0^2} \leq a \\ 0, & \sqrt{x_0^2 + y_0^2} > a \end{cases}$$

利用基于不含时间因子的亥姆霍兹方程并结合格林定理得到的第一类瑞利-索末菲衍射积分公式由下式给出

$$E(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} E_0 \frac{\exp(ikR)}{R} \left(1 + \frac{i}{kR}\right) \cos(\mathbf{n}, \boldsymbol{\gamma}) dS,$$

式中 $R = [(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2]^{1/2}$, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数。在单色平面波正入射的条件下,圆孔轴线上任意点的衍射场分布为

$$E(0, 0, z) = A \left[\exp(ikz) - \frac{z}{\sqrt{a^2 + z^2}} \exp(ik\sqrt{a^2 + z^2}) \right], \quad (1)$$

相应的轴线上衍射光强分布为

$$I(0, 0, z) = |E(0, 0, z)|^2 = I_0 \left\{ 2 - \frac{a^2}{z^2 + a^2} - \frac{2z}{\sqrt{z^2 + a^2}} \cos[k(\sqrt{z^2 + a^2} - z)] \right\}, \quad (2)$$

式中 $I_0 = A^2$ 。根据(2)式,可导出 z 轴上光强取极值的位置为

$$z(m) = \frac{a^2}{m\lambda} - \frac{m\lambda}{4}, \quad (3)$$

在(3)式中,当 m 取奇数时,对应该位置的光强 I 取最大值;而当 m 取偶数时,光强 I 取最小值。当 m 分别取由小到大的奇数时,对应于轴上距离无穷远处数过来的各个光强极大值分别为

$$I_{\max} = I_0 \left[2 - \frac{32a^4 + 16m^2a^2\lambda^2 - 2m^4\lambda^4}{(4a^2 + m^2\lambda^2)^2} \right], \quad (4)$$

沿 z 轴分布的相对光强如图 2 所示。从图 2 可以看出,沿着轴方向,并随着 z 值的增大,存在一系列衍射光强的极大值和极小值,其最大相对光强接近于 4。在离衍射屏较远的地方,利用菲涅耳衍射和瑞利-索末菲衍射积分公式所求的结果吻合得较好,且距离

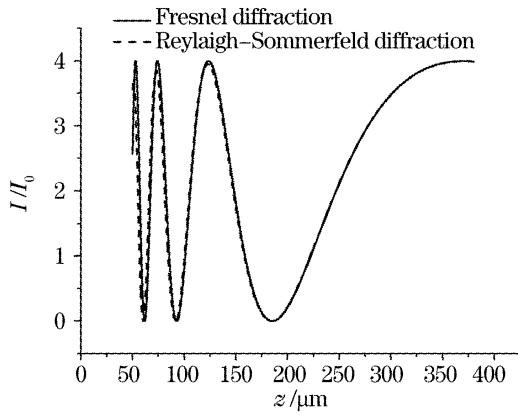


图 2 沿 z 轴的相对光强分布

Fig. 2 Relative intensity distribution along the axis z 衍射屏越远,两者吻合越好。如果选择从轴上无穷远处数过来的第二个光强极大区域为囚禁冷分子(或冷原子)的光阱,因满足菲涅耳近似条件,瑞利-索末菲衍射积分公式可简化为菲涅耳衍射积分公式

$$E(x, y) = \frac{1}{i\lambda z} \exp\left[ik\left(z + \frac{r^2}{2z}\right)\right] \int_0^a E_0 \exp\left[ik\left(\frac{r_0^2}{2z}\right)\right] \times \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{-ik}{z} r r_0 \cos \theta\right) d\theta r_0 dr_0, \quad (4)$$

在 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处 ($m = 3$ 对应的位置) 的垂直光轴平面上的相对光强如图 3 所示。联合图 2 与图 3 可以看出,在 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处存在一个囚禁

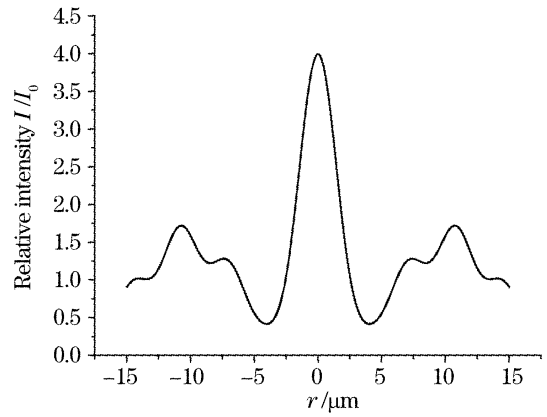


图 3 在 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处垂直光轴平面上的相对径向光强分布

Fig. 3 Relative radial intensity distribution at a distance $z = 122.65 \mu\text{m}$ from the aperture plane 体积最大的三维光阱。

当 $a = 20 \mu\text{m}$, 选择 YLR-SM 系列掺镱光纤激光作为入射光束时,其激光功率为 $P = 500 \text{ W}$, 波长为 $\lambda = 1.080 \mu\text{m}$, $I_0 = 3.98 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ 。图 4 给出光阱在 xoz 平面上和 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处的 xoy 平面上的二维光强分布。这些结果同样表明在 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处确实存在着一个合适的三维光阱。如果以光强最大值 $1/e^2$ 的点为边界,采用数值积分的近似计算,则得到 $m = 3$ 对应位置的最大光强约为 $1.571 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$, 其平均光强为 $\bar{I} = 7.31 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ 。

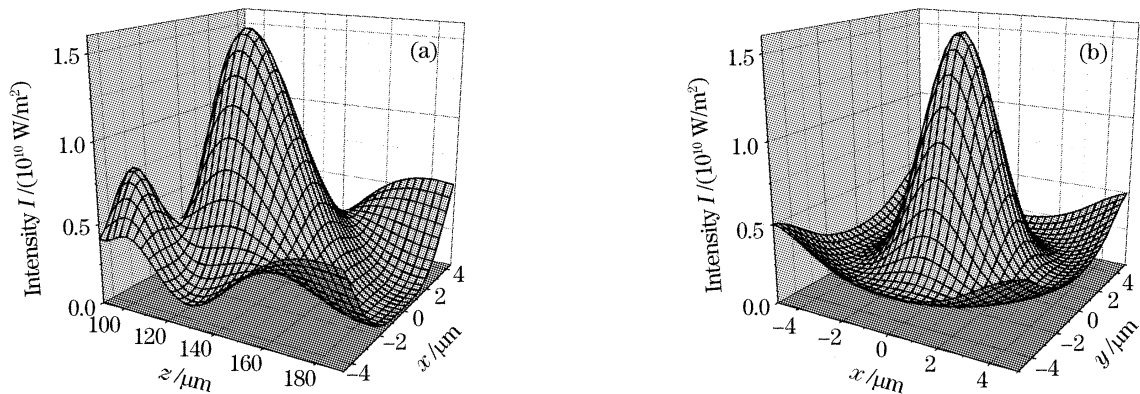


图 4 圆孔衍射二维光强分布。(a)为 xoz 平面内的二维光强分布,(b)为 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处的 xoy 平面内的二维光强分布

Fig. 4 Two-dimensional diffraction intensity distribution from circular hole. (a) In xoz plane, (b) in xoy plane for $z = 122.65 \mu\text{m}$ from the aperture plane

2.2.2 光阱囚禁势及其光学偶极力

当一个二能级冷分子(或冷原子)在非均匀光场中运动时,由于交流斯塔克效应,将受到激光感应的电偶极相互作用,其相互作用光学势为

$$U(r) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln\left[1 + \frac{\Omega^2(r)/2}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2}\right],$$

式中 $\delta = \omega_1 - \omega_0 - kv_z$ 为激光频率 ω_1 相对于二能级

分子共振频率 ω_0 的失谐量,包含了多普勒频移 kv_z , $\Omega(r) = \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(r)/\hbar$ 为光场的拉比频率, \mathbf{d} 为跃迁电偶极矩, $\mathbf{E}(r)$ 为激光场的电场分布, Γ 为分子激发态的自发辐射速率。当 $\delta < 0$,也即激光场为红失谐时,相互作用势 $U(r) < 0$ (吸引势),中性分子被吸引到光强最大处;而当 $\delta > 0$,也即激光场为蓝失谐时, $U(r) > 0$ (排斥势),分子被排斥到光强最弱处。由于

中性分子的自发辐射速率 Γ 和饱和光强 I_s 等参量一般很难查到,故当激光频率 $\omega_l \ll \omega_a$ 时,也即在大失谐的情况下,通常也可采用下式计算分子的光学囚禁势

$$U(r) = -\frac{\alpha \times |\mathbf{E}(r)|^2}{2c\epsilon_0}, \quad (5)$$

式中 α 为分子基态的极化率。对于 CH_4 分子, $\alpha = 2.7 \times 10^{-40} \text{ m}^2\text{C/V}$, 对于最大光强为 $I_{\text{max}} = 1.571 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ 的第二个光阱,分别计算了光阱沿 z 轴和在 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处垂直于光轴平面上的光学势分布,计算结果分别如图 5(a) 和图 5(b) 所示。结果表明上述第二个光阱的最大光学势达到 $U_{\text{max}} = -57.91 \mu\text{K}$, 这样的光阱足以收集并囚禁温度低于

$20 \mu\text{K}$ 的冷分子(或冷原子)样品。此外,由(3)式可知,减小小孔的半径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。

由于光阱的光学偶极力为

$$F = -\nabla U. \quad (7)$$

图 6(a) 和图 6(b) 给出光阱沿 z 轴和在 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处垂直光轴平面上的光学偶极力分布。由图 6 可见,该光阱的最大光学偶极力可达约 10^{-22} N , 远大于作用于甲烷分子上的重力(约 $2.6 \times 10^{-25} \text{ N}$)。这表明新光阱可完全抵抗重力的作用,实现冷 CH_4 分子(或其它冷分子,如 $^{133}\text{CS}_2$ 分子)的光学稳定囚禁。

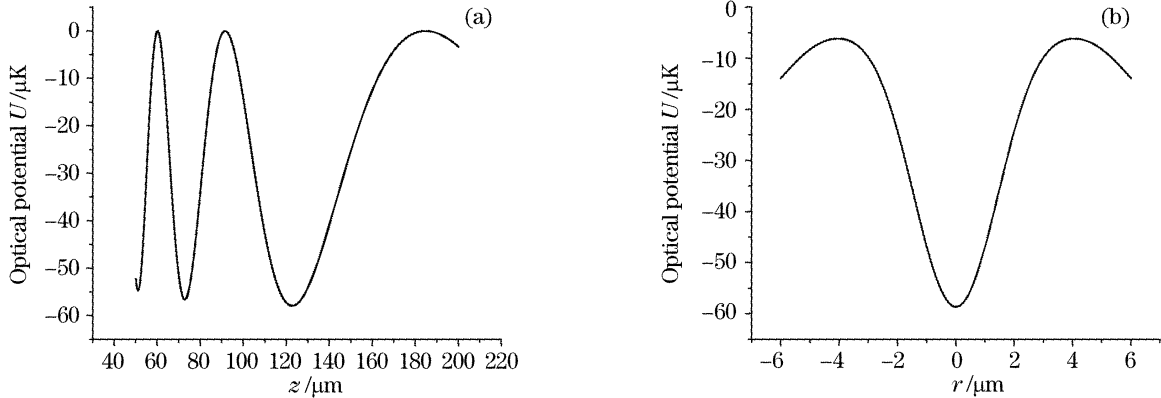


图 5 光阱沿 z 轴(a)和在 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处(b)垂直光轴平面上的光学势分布

Fig. 5 Optical potential distribution (a) on-axis (b) in xoy plane for $z = 122.65 \mu\text{m}$ from the aperture plane

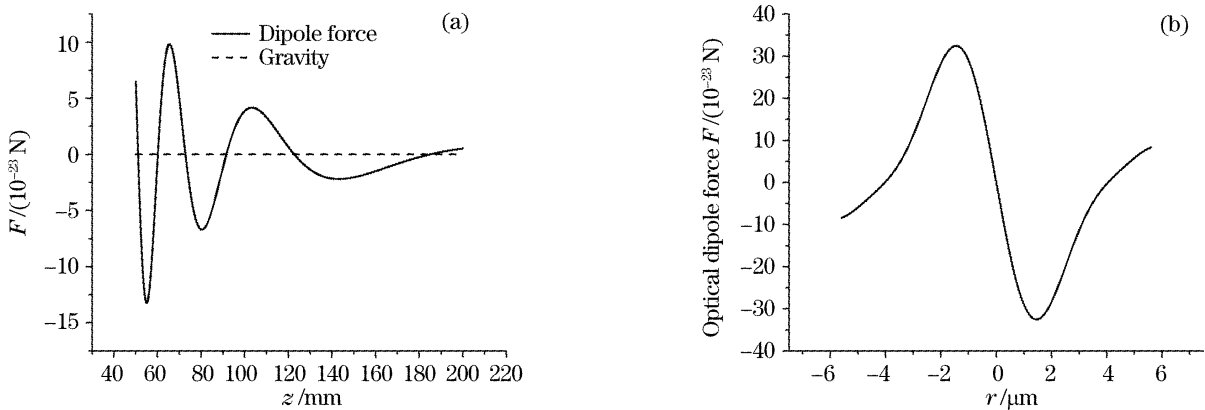


图 6 光阱沿 z 轴(a)和在 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处(b)的垂直光轴平面上的光学偶极力分布

Fig. 6 Optical dipole force distribution (a) on-axis (b) in xoy plane for $z = 122.65 \mu\text{m}$ from the aperture plane

2.2.3 光阱参量与小孔半径和激光波长关系

考虑到光阱实际应用的需要,推导了光阱参量(包括光阱宽度、囚禁体积、强度梯度及其曲率)与小孔半径 a 和激光波长 λ 之间的解析关系。如果以上述第二个光阱为例,它在 z 方向上和 $z = 122.65 \mu\text{m}$ 处的垂直平面上光强分布为最大值 $1/e^2$ 的的宽度分别为

$$\omega_z = 0.3611 \frac{\lambda}{2} \left(1 + \frac{a^2}{2\lambda^2}\right), \quad (8)$$

$$\omega_r = 0.1629a \left(1 + \frac{2\lambda^2}{a^2}\right),$$

通常有关系 $a \gg \lambda$, 故由(8)式可得到光阱的纵横比为

$$\kappa = \frac{\omega_z}{\omega_r} \approx 2.2167 \frac{a}{4\lambda}, \quad (9)$$

当 $a=20\ \mu\text{m}$ 和 $\lambda=1.080\ \mu\text{m}$ 时,得到光阱的纵横比为 $\kappa=10.2625$ 。从上述分析或图 4 可知,光阱的囚禁体积可近似看作为一个椭球,其光强大于最大光强 $1/e^2$ 的的囚禁体积为

$$\Delta V_{1/e^2} = 0.04012\lambda^3 \left(\frac{2\lambda^2}{a^2} + 3 + \frac{3}{2} \frac{a^2}{\lambda^2} + \frac{a^4}{4\lambda^4} \right), \quad (10)$$

考虑到关系 $a \gg \lambda$,上式可近似为

$$\Delta V_{1/e^2} \approx 10^{-2} \left(\frac{a^4}{\lambda} \right). \quad (11)$$

由(10)式~(11)式可以看出,光阱的囚禁体积与小孔半径 a 成四次方的正比关系,即通过增大小

孔的半径可有效地增大囚禁分子(或原子)样品的体积,从而改变囚禁粒子的数目和密度。当 $a=20\ \mu\text{m}$ 和 $\lambda=1.080\ \mu\text{m}$ 时,光阱的体积 $\Delta V_{1/e^2} = 1.5122 \times 10^3\ \mu\text{m}^3$,当粒子的密度为 $n=10^{12} \sim 10^{14}\ \text{cm}^{-3}$ 时,光阱中囚禁的分子(或原子)数可达到 $N \approx 1.5 \times 10^3 \sim 1.5 \times 10^5$ 。显然,这样的光阱可用于冷分子(或冷原子)的光学囚禁。

在 z 方向上,光阱的光强梯度分布及其曲率分别分别为

$$\frac{\partial I}{\partial z} = I_0 \left\{ \frac{2za^2}{(a^2+z^2)^2} - \frac{2a^2 \sqrt{a^2+z^2} \cos[k(\sqrt{a^2+z^2}-z)]}{(a^2+z^2)^2} - \frac{2kz(\sqrt{a^2+z^2}-z) \sin[k(\sqrt{a^2+z^2}-z)]}{a^2+z^2} \right\}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = I_0 \left\{ -\frac{8a^2 z^2}{(a^2+z^2)^3} + \frac{6a^2 z \cos[k(-z+\sqrt{a^2+z^2})]}{(a^2+z^2)^{5/2}} + \frac{2a^2}{(a^2+z^2)^2} + \right. \\ \frac{2kz(-2z^2+2z\sqrt{a^2+z^2}+a^2) \sin[k(-z+\sqrt{a^2+z^2})]}{(a^2+z^2)^2} - \frac{2k(a^2+z^2) \sin[k(-z+\sqrt{a^2+z^2})]}{(a^2+z^2)^{3/2}} + \\ \frac{2k^2 z^3 \cos[k(-z+\sqrt{a^2+z^2})]}{(a^2+z^2)^{3/2}} - \frac{2k^2 z(2z-\sqrt{a^2+z^2}) \cos[k(-z+\sqrt{a^2+z^2})]}{a^2+z^2} + \\ \left. \frac{2k(2z-\sqrt{a^2+z^2}) \sin[k(-z+\sqrt{a^2+z^2})]}{a^2+z^2} \right\}, \quad (13) \end{aligned}$$

从(13)式的分析可知,从无穷远处向衍射屏靠近,随着光阱大小的逐渐减小,在 z 方向上光强的最大梯度及其最大曲率逐渐增大。以上述第二个光阱为例,它在 z 方向上光强分布的最大梯度及其最大曲率分别为

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial I}{\partial z} \right|_{\max} &= I_0 \frac{0.490257a^6\lambda + 2.015751a^4\lambda^3 - 6.96654a^2\lambda^5 - 15.438824\lambda^7}{(0.281366a^2 + 0.888523\lambda^2)^4}, \\ \left| \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} \right|_{\max} &= I_0 \left[\frac{4096a^2\lambda^4(5a^2\lambda^2 - 12\lambda^4)}{(a^2+4\lambda^2)^6} + \frac{512\pi^2\lambda^2(a^2-4\lambda^2)}{(a^2+4\lambda^2)^3} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

由(14)式可知,光阱在 z 方向上光强分布的最大梯度及其最大曲率随着圆孔半径的增大而减小;当照射光波的波长在可见光和近红外线($\lambda < 5.0 \times 10^3\ \text{nm}$)的范围内,随着 λ 的变大而变大。因此,通过改变圆孔的半径或光波的波长可实现光阱中冷分子(或冷原子)的激光操控。当 $a=20\ \mu\text{m}$ 和 $\lambda=1.080\ \mu\text{m}$ 时,第二个光阱内相应的最大光强梯度可达 $8.1994 \times 10^{14}\ \text{W/m}^3$,最大光强曲率可达 $1.3997 \times 10^{20}\ \text{W/m}^4$ 。光阱在垂直光轴方向上光强分布的最大梯度及其最大曲率只能通过数值计算得到。

3 可能应用与讨论

当一个二能级冷分子(或冷原子)在非均匀光场中运动时,由于交流斯塔克效应,将受到激光感应的电偶极力作用,从而实现分子或原子的囚禁。因此

若采用相同的实验装置对铷 87 原子进行操控,可获得 mK 数量级的光学偶极势,而且相比之下,本方案实验装置简单,元器件制作方便。

由(10)式、(11)式可以看出,光阱的囚禁体积与小孔孔径和激光波长有关。因此通过改变孔径 a 或波长 λ ,即可改变光阱的深度和宽度或者光阱离衍射屏的距离。例如通过减小孔半径,则可减小光阱的深度和宽度,从而大大减小光阱的囚禁体积。当选用 TLR 系列的单模掺铥光纤激光($\lambda=2.1\ \mu\text{m}$)照射到孔径为 $a=10\ \mu\text{m}$ 的小孔时,单个光阱的囚禁体积可减小到 $10^{-11}\ \text{cm}^3$ 量级,而当超大红失谐光阱中冷分子密度为 $10^{11}\ \text{cm}^{-3}$ 量级时。这样的单个光阱可用于实现单分子的光学囚禁与操控。如果图 1 中所示的单个衍射小孔被推广至一维或二维的小孔阵列,一个一维或二维光阱阵列(也即新颖光学

晶格)即可在衍射屏表面上方形成。如果衍射屏为一芯片的上表面,则我们提出的表面光阱及其新颖光学晶格在全光型集成分子(原子)光学、分子(原子)芯片及其量子计算与量子信息处理等领域中有着广阔的应用前景。此外,我们的光学势阱及其新颖光学晶格在原子或分子玻色-爱因斯坦凝聚的实验研究中同样有着十分重要的应用。

4 结 论

提出了一种采用平面光波(或 TEM_{00} 模高斯光波)照射圆孔发生衍射产生光阱的新方案。研究表明,光阱的几何参量及其光强参量与小孔半径和照明波长有关,通过改变圆孔半径或照明波长即可实现光阱中冷分子(或原子)的激光操纵与控制,而且通过设计衍射平面上圆孔的数目与排列可构成一维或二维的光阱阵列。因此,提出的光阱新方案不仅在冷分子(或冷原子)的光学囚禁与操控实验中有着重要的应用,而且在多分子(或多原子)样品间冷碰撞性质的研究、新颖光学晶格的制备、全光型分子(或原子)玻色-爱因斯坦凝聚的实现与量子信息科学等领域中也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**(3): 314~318
- 2 T. Takekoshi, B. M. Patterson, R. J. Knize. Observation of optically trapped cold cesium molecules[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**(23): 5105~5108
- 3 R. Dumke, M. Volk, T. Mütther *et al.*. Micro-optical realization of arrays selectively addressable dipole traps a scalable configuration for quantum computation with atomic qubits[J].

- Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(9): 097903-1~097903-4
- 4 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): 120405-1~120405-4
 - 5 M. D. Barrett, J. A. Sauer, M. S. Chapman. All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(1): 010404-1~010404-4
 - 6 Yin Jianping, Gao Weijian, Liu Nanchun *et al.*. Possibility of all optically-cooled and trapped ^{133}Cs atomic BEC[J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(4): 660~666 (in Chinese)
印建平,高伟建,刘南春等. 全光学冷却与囚禁 ^{133}Cs 原子玻色-爱因斯坦凝聚的可能性[J]. *物理学报*, 2001, **50**(4): 660~666
 - 7 Yosuke Takasu, Kenichi Maki, Kaduki Komori *et al.*. Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(4): 040404-1~040404-4
 - 8 Giovanni Cennini, Gunnar Ritt, Carsten Geckeler *et al.*. All-optical realization of an atom laser[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(24): 240408-1~240408-4
 - 9 S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer *et al.*. Pure gas of optically trapped molecules created from fermionic atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(24): 240402-1~240402-4
 - 10 Zhou Guoquan, Zhao Daomu, Wang Shaomin. Characteristics of axial light intensity of planar wave diffracted by small circular aperture[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(1): 22~25 (in Chinese)
周国泉,赵道木,王绍民. 平面波经小圆孔衍射的轴上光强特性[J]. *光学学报*, 2003, **23**(1): 22~25
 - 11 Zhou Guoquan, Ni Yongzhou, Wang Shaomin. Axial light intensity characteristics of Gaussian beam diffracted by a wavelength order circular aperture[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(4): 437~440 (in Chinese)
周国泉,倪涌舟,王绍民. 高斯光束经波长级圆孔衍射的轴上光强特性[J]. *中国激光*, 2004, **31**(4): 437~440
 - 12 Teng Shuyun, Liu Liren, Wan Lingyu *et al.*. Propagation of Gaussian beam limited by an aperture[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(2): 157~160 (in Chinese)
滕树云,刘立人,万玲玉等. 孔径光阑限制下高斯光束的传输[J]. *光学学报*, 2005, **25**(2): 157~160
 - 13 Zheng Zhimin, Ding Tianhuai, Zhang Jianfu. Characteristics of aperture-array diffraction and its application[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(2): 294~299 (in Chinese)
郑志敏,丁天怀,张建福. 小孔阵列衍射特性与应用[J]. *光学学报*, 2006, **26**(2): 294~299