

计算全息法产生暗中空光束的原理、实验及其应用*

夏勇¹ 印建平^{1,2}

1. 苏州大学物理系, 苏州 215006; 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 200026

摘要 综述了采用计算全息法产生 Doughnut 型空心光束、聚焦空心光束、Laguerre-Gauss 光束和高阶 Bessel 光束等暗中空光束的基本原理、方法和实验及其最新进展, 并简单介绍了暗中空光束在微米粒子的光学囚禁与操控以及原子、分子光学等领域中的应用。

关键词 计算全息法, 暗中空光束

所谓“暗中空光束”(也称“空心光束”), 即指沿光束传播方向上光束中心强度或轴向强度保持为零的光束, 此类光束的特点是存在位相奇点. 根据光束强度的径向分布, 暗中空光束大致可分为中空 Gauss 光束(HGB)、高阶 Bessel-Gauss 光束(BGB)、Laguerre-Gauss 光束(LGB)、TEM_{0m}^{*} doughnut 光束($m=1, 2, \dots$)、中空光纤 LP_{0m} 模输出中空光束($m=1, 2, \dots$)、双 Gauss 强度分布的中空光束(DGHB)和聚焦中空光束、局域中空光束(LHB)等几大类. 由于暗中空光束具有一系列特殊的物理性质, 如强度呈圆桶形分布、很小的暗斑尺寸、无加热效应、无衍射效应等, 因而在激光光学、光信息处理、微粒波导、同位素分离、微电子学和材料科学、生物医学以及原子光学、分子光学等领域中有着广泛的应用前景.

自 20 世纪 90 年代以来, 许多学者提出了多种产生暗中空光束的方法, 如几何光学法、模式变换法、光学全息法、计算全息法、横模选择法、非线性光学法、中空光纤法等^[1], 并获得了较好的实验结果, 其中计算全息法是一种十分简单而且有效的方法. 本文主要介绍采用若干计算全息方法产生 Doughnut 型暗中空光束^[2-7]、聚焦局域中空光束^[8]、Laguerre-Gauss 光束^[9]和高阶 Bessel 光束^[10]等的原理、方法及其实验结果. 并对暗中空光束在微米粒子的光学囚禁与操控中的应用作一简单介绍.

1 计算全息法产生暗中空光束的原理、方法与实验

1.1 利用计算位错光栅产生的 Doughnut 型暗中空光束

该方法是利用螺旋波中心光强为零的特点, 以及螺旋波与平面波干涉条纹是位错光栅的性质, 并且通过计算机产生的全息图来获得暗中空光束.

利用计算位错光栅产生暗中空光束的基本原理可描述如下: 在旁轴条件下, 简单螺旋波在极坐标中的波前复振幅 $E(r, \theta, z)$ 可表示为^[2]

$$E(r, \theta, z) = E_0 r \exp(i\theta) \exp \left(2 \ln \frac{kA/2}{z + ikA/2} + i\pi - \frac{r^2}{A + 2z/ik} \right). \quad (1)$$

当螺旋波与同方向的平面波 $E(z) = E_0 \exp(-ikz)$ 相干涉, 即两者之间的夹角 $\varphi = 0^\circ$ 时, 干涉图案的光强分布(z 为常数)为

$$I(r, \theta, z) = E_0^2 + [E_0 r \exp(p)]^2 + 2E_0^2 r \exp(p) \cos(\varphi), \quad (2)$$

$$\text{式中 } P = \ln \frac{(kA/2)^2}{z^2 + (kA/2)^2} - r^2 \frac{A}{A^2 + (2z/k)^2},$$

2002-05-15 收稿, 2002-09-18 收修改稿

* 国家自然科学基金(批准号: 69878019 和 10174050)、江苏省自然科学基金(批准号: DK97139)和江苏省教育厅自然科学基金重点基金(批准号: 00KJB140001)资助项目

E-mail: jpyin@suda.edu.cn or yinjp@mail.ecnu.edu.cn

$$\varphi = \theta - r^2 \frac{2z/k}{A^2 + (2z/k)^2} - \arctan\left(\frac{Ak}{2z}\right) + \pi. \quad (3)$$

此时干涉条纹光强极大的条件为 $\cos(\varphi) = 1$, 即 $\varphi = 2n\pi$, ($n = 1, 2, 3, \dots$), 其干涉图 1(a) 所示的螺旋形位错条纹, 螺旋方向由 $\exp(i\theta)$ 的符号决定. 当螺旋波与平面波的夹角为 φ , 则干涉条纹极大的条件为

$$\arctan(y/x) - (x^2 + y^2) \frac{2z/k}{A^2 + (2z/k)^2} - \arctan\left(\frac{Ak}{2z}\right) - kx \sin(2\varphi) - 2kz \sin(\varphi) + \pi = 2n\pi, \quad (4)$$

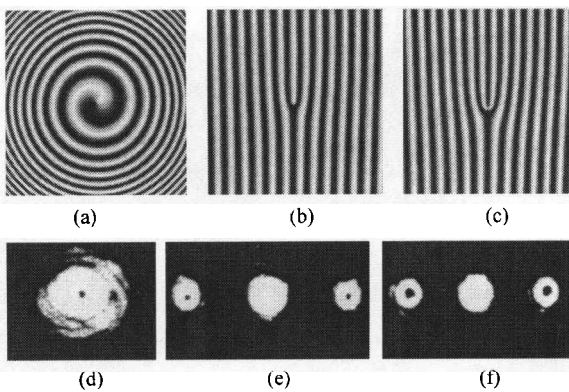


图1 螺旋波与平面波夹角不同时的干涉图及相应的位错光栅产生的暗中空光束

(a) 螺旋波与平面波夹角为 0° 时的干涉图案; (b) 螺旋波与平面波夹角为 φ ($\varphi \neq 0^\circ$) 时的干涉图案; (c) 高阶螺旋波与平面波夹角为 φ ($\varphi \neq 0^\circ$) 时的干涉图案; (d) 由 (a) 位错光栅产生的暗中空光束, 在距离光栅 1 m 处得到的直径为 0.5 mm 的暗中空光束; (e) 由 (b) 位错光栅产生的暗中空光束, 在距离光栅 1 m 处, 0 级光是直透光, ± 1 级衍射斑上的暗中空光束的直径大约为 0.5 mm; (f) 由 (c) 位错光栅产生的暗中空光束, 在距离光栅 1 m 处, 0 级光是直透光, ± 1 级衍射斑上的暗中空光束的直径大约为 1 mm

当 A 取适当值时, 其干涉条纹是如图 1(b) 所示的一阶直条纹位错条纹. 如将 (1) 式中的 $r \exp(i\theta)$ 换成 $r^m \exp(im\theta)$, ($m = 2, 3, 4, \dots$), 则可得到高阶位错光栅. 如图 1(c) 为 $m = 2$ 的螺旋波与平面波干涉而产生的二阶直条纹位错条纹.

用计算全息方法得到螺旋波, 也即在 A 取适当的值后, 根据 (2) 式用计算机程序在显示器上产生二维的干涉图, 用相机将此干涉图按比例微缩到胶片上, 这样就制成了所需的位错光栅. 当用平面波照射到此位错光栅时, 就能得到暗中空光束. Heckenberg 等报道了这种方法^[3,4]. 最近, 高伟建等也取得了初步的结果^[2]. 他们利用上述方法制成

了 $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$, 密度约为 13 条/mm 的位错光栅. 实验用 $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ 的 He-Ne 激光器照射在光栅上, 束斑直径约为 1 mm, 距光栅约 1 m 处记录到不同光栅形成的衍射图, 实验结果如图 1 所示.

1.2 利用计算全息波带片产生的聚焦局域中空光束

Vinas 等^[8]提出了一种利用计算全息波带片产生聚焦暗中空光束的新方法, 其原理是首先利用计算机设计并制作一个具有 π 位相跃变的圆形波带片, 然后让一激光束通过此计算机产生的全息波带片, 由于在焦点附近光场的相消干涉产生了一聚焦局域中空光束. 这种光束与高阶 LGB 和 Bessel 光束的区别在于这种光束仅仅在焦点附近是中空的, 而其他位置轴向的强度分布不为零. 研究表明在焦平面中心形成的暗斑尺寸比通常 Gauss 光束聚焦时的光斑尺寸还要小, 并且当波带片中心部分不透光时, 这种优化设计的全息波带片可用于产生一个暗斑尺寸更小的聚焦暗中空光束.

通过一圆形波带片的光束在其焦平面上的径向振幅分布和轴向振幅分布一般可以在 Fresnel 近似条件下通过衍射积分来计算, 也即焦平面上光场的振幅分布可由下式给出

$$U(\rho, f) = \frac{2\pi C_3}{\lambda f} \int_0^\infty P_t(r) J_0(2\pi r \rho) r dr, \quad (5)$$

式中 ρ 为空间频率, r 为孔径平面上的径向坐标, $P_t(r)$ 是波带片的透过率函数, J_0 是零阶 Bessel 函数, C_3 为常位相因子. 为了产生一束聚焦的暗中空光束, Vinas 等设计了如图 2(a) 所示的计算全息波带片. 从图 2(a) 不难看出该波带片被等分为面积相等的两个对称部分, 并沿圆周在 $r = \frac{\sqrt{2}}{4} A$ 处引入 $\frac{\lambda}{2}$ 跃变 (也即 π 位相跃变), 于是波带片的透过率函数可表示为 $P_t(r) = \text{circ}(2r/A) - 2\text{circ}(2\sqrt{2}r/A)$, 式中 A 为孔径的直径.

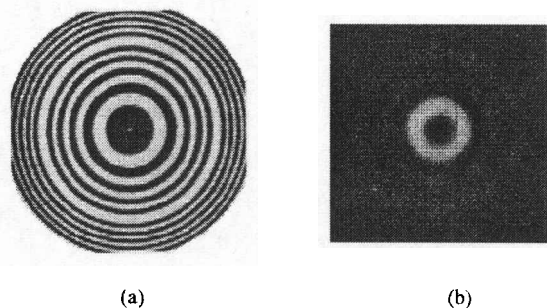


图2 计算全息波带片及通过它所得到的衍射图样 (a) 计算全息波带片; (b) 实验得到的聚焦的暗中空光束

理论研究发现当波带片的中心区域是暗的, 光束焦点的暗斑大小可进一步减小. 在这种情况下, 波带片的透过率函数可取为 $P_t(r) = \text{circ}(2r/A) - 2\text{circ}(2\sqrt{2}r/A_m) + \text{circ}(2r/A_i)$, 这里 A_i 是覆盖住波带片内部区域不透光圆形部分的直径, 且 $A_m = (A^2 + A_i^2/2)^{1/2}$. 通过引入障碍比率 $G = 1 - \Delta A/A$, 这里 $\Delta A = A - A_i$. 得到焦平面上的光强第一极大处的高度随着障碍比率 G 趋于 1 而快速减小. 当 $G = 0$, 可望获得最好的聚焦暗中空光束. 此外, 轴向光强分布将比没有障碍物时减弱了 $(1 - G^2)^2$ 倍, 并且被拉长了 $1/(1 - G^2)$ 倍.

图 2(b) 是采用如图 2(a) 所示的具有圆形 π 位相跃变的波带片所得到的衍射图样, 其衍射光束即为一聚焦的暗中空光束. 在实验中, 波带片被制成二元振幅型波带片, 其衍射效率达到 $\eta = 65\%$, 所用圆形波带片的直径为 $A = 6 \text{ mm}$, 焦距为 $f = 75 \text{ cm}$.

1.3 利用计算全息光栅产生的 LGB 光束

LGB 也是一种轴向强度为零的暗中空光束. 通常利用几何光学方法(即激光模式变换器)即可将激光器输出的 Ulm-Gauss 模式变换为相应的 Laguerre-Gauss 模式^[11]. 类似地, 利用计算机产生的全息光栅也可实现从一个 Gauss 模式到高阶 Laguerre-Gauss 模式的变换, 从而产生高阶多环的 LGB^[9].

对于一个 Laguerre-Gauss 激光模式(LG 模式), 其振幅的表达式为

$$U_p^l(r, \phi, z) \propto \exp\left(-\frac{ikr^2}{2R}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right) \times \exp[-i(2p+l+1)\psi] \times \exp(-i\phi) (-1)^p \times \left(2\frac{r^2}{\omega^2}\right)^{l/2} L_p^l\left(\frac{2r^2}{\omega^2}\right). \quad (6)$$

式中 R 为波前的曲率半径, ω 是(6)式中的“Gauss 项”从其轴上最大值下降至 $1/e$ 时的半径, ψ 为 Guoy 位相, 而 $L_p^l(x)$ 是缔合 Laguerre 多项式, 这里 l 和 p 是表征模式的特征量子数. 当 $p = 0$ 时, LG 模式为一些具有明确定义方位角位相的单个圆环模式; 而当 $p > 0$ 时, LG 模式是一些具有 $p + 1$ 环的多环模式, 这里 $p + 1$ 等于径向的波节数.

通过计算机按照(6)式画出相应的计算全息图. 对于 $p = 0$ 的 LG 模式, 其计算全息图及其低阶单环的 LGB 已由 He 等实验产生^[12], 相应的衍射效率大于 50% . 对于 $p > 0$ 的 LG 模式, 计算全息图包

含了一个具有 l 个位错的衍射光栅. 为了产生 $p > 0$ 的 LG 模式及其高阶多环的 LGB, 闪耀全息图中引入一个半径为 ω_{hole} 的圆形不连续区域, 其中光栅的位相被提前 π . 虽然全息图还不能产生纯的 LG 模式, 但是合成的衍射光束可以认为是 LG 模式的叠加. 二个 Gauss 光束的参数, 也即束腰大小 ω_0 和束腰位置, 给出了无限多个 LG 基集. 仅在上述二个 Gauss 光束参数选取后, 分解才是惟一的. 第 m 级衍射的模式分解的复数展开系数可通过一个标尺来计算. 对于一个理想的闪耀光栅, 所有的光强都将被衍射在 $m = 1$ 的一级上. 模式分解可以应用软件 Mathematica 程序的数值计算来完成. 通过模式分解的研究与分析, 人们即可设计并制作出一些符合要求的计算全息图, 从而产生一些合乎需要的 LGB.

在实验中, 计算产生的光栅图形被首先刻印在 Kodak 100 的彩色胶片上, 然后复印到全息胶片上, 并进行显影和漂白处理, 从而得到相应的计算全息片. 利用闪耀全息术和漂白技术, 典型的全息图一级衍射效率约为 40% .

1.4 利用旋转三棱镜型计算全息图产生的高阶 Bessel 光束

我们知道, 除了零阶 Bessel 光束外, 其他高阶 Bessel 光束均为中心强度为零的暗中空光束, 并且 n 阶 Bessel 函数仅比零阶 Bessel 函数多一个位相因子 $\exp(\pm in\theta)$. 由于 Bessel 光束是一类无衍射的光波, 其光强分布在传播过程中将保持不变, 因而它们在光学准直、激光制导和激光测距或测速以及中性原子或分子的激光导引等方面有着广泛的应用前景.

到目前为止, 计算全息法是用于产生准高阶 Bessel 光束的一种简单有效的方法^[10]. 为了产生 n 阶 Bessel 光束, 在 $z = 0$ 平面处有限孔径旋转三棱镜型全息图的振幅可近似表达为

$$U(r, \theta, 0) = \begin{cases} u_0 \exp(in\theta) \exp(-i\rho_0 r), & r \leq r_0 \\ 0, & r > r_0, \end{cases} \quad (7)$$

式中 r_0 为全息图的半径, ρ_0 为 Bessel 波的径向空间频率.

通过上述旋转三棱镜型全息图并经过一段传播距离 z 处的光波振幅可在 Fresnel 近似下利用 Kirch-

hoff 积分得到

$$U(r, \theta, z) = \frac{1}{i\lambda z} \exp[ik(z + r^2/2z)] \cdot \int_{r=0}^{r_0} r' \exp(ikr'^2/2z) \cdot \left(\int_{\theta'=0}^{2\pi} U(r', \theta', 0) \cdot \exp[-ikrr' \cos(\theta' - \theta)/z] d\theta' \right) dr', \quad (8)$$

将(8)式代入(7)式, 并对角向部分积分得到

$$U(r, \theta, z) = \frac{2\pi u_0}{i\lambda z} \exp[ik(z + r^2/2z)] \cdot \exp[in(\theta - \pi/2)] \cdot \int_{r'=0}^{r_0} r' J_n(krr'/z) \cdot \exp[i(kr'^2/2z - \rho_0 r')] dr', \quad (9)$$

式中 J_n 为第一类 n 阶 Bessel 函数. 应用固定位相原理^[10], 对上式积分并整理化简得到 Bessel 光束的光强分布为

$$I(r, \theta, z) \propto u_0^2 \frac{2\pi z \rho_0^2}{k} \left\{ \left[1 - \frac{1}{4} (r/r_{max})^2 \right] J_n^2(\rho_0 r) + \frac{1}{4} (r/r_{max})^2 J_n^2(\rho_0 r) \right\}. \quad (10)$$

(10)式成立的条件为: $r < r_{max}$ ($r_{max} = z\rho_0/k$), $r < r_0 - r_{max}$ 和 $z > nk/\rho_0^2$.

理论研究表明由旋转三棱镜型全息图得到的光强分布与理想 Bessel 光束的光强分布很接近, 并且随着 Bessel 波的阶数增加, 其偏差也增大. 此外, 虽然 Bessel 光束是无衍射的, 但是由于全息元件的有限孔径导致了一个有限的传播距离. 根据几何光学原理, 其最大的传播距离由 $z_{max} = (k/\rho_0)r_0$ 给出.

Paterson 等^[10]利用条纹跟踪方法 (Fringe-following method) 刻制了用于产生 J_1 光束的旋转三棱镜型二元振幅全息片, 其实验结果如图 3. 实验观测发现在传播距离 z 为 0.2~5 m 范围内, 光束的强度分布基本不变, 这与理论预言的最大传播距离 $z_{max} \approx 4.9$ m 相符. 由此可见, 由旋转三棱镜型计算全息图产生的准 Bessel 光束同样具有很好的传播不变性.

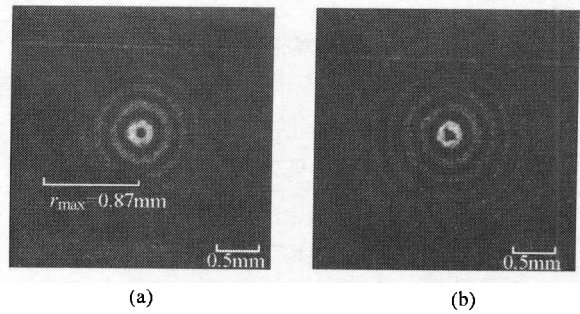


图 3 通过旋转三棱镜型计算全息片产生的 1 阶 Bessel 光束 J_1 的横截图

(a) 在 $z = 430$ mm 处; (b) 在 $z = 1300$ mm 处, 重现波长 = 633 nm

2 暗中空光束的应用与展望

1978 年, Ashkin 报道了利用聚焦 Gauss 激光束的辐射压力囚禁 (或捕获) 溶液中微小粒子的实验^[13]. 由于实验中聚焦激光束对粒子的囚禁与操控类似于一把普通镊子对粒子的作用, 故人们把上述聚焦激光束称之为“光学镊子” (简称“光镊”). 1986 年, Ashkin 等又报道了对微米粒子的三维梯度力的光学囚禁实验^[14]. 当 TEM₀₀ Gauss 光束被用于囚禁粒子时, Gauss 光束的径向将呈现出一个场梯度压力, 把粒子推向光轴. 如果激光束被聚焦到足够小, 上述横向梯度力很强, 足够克服重力的影响, 此时粒子不仅在径向受到场梯度力的约束, 而且在轴向也受到光压力的约束, 从而实现了微米粒子的三维光学囚禁. 由于 Gauss 光束囚禁粒子的方案存在着一些缺陷, 例如: (1) Gauss 光束仅能用于囚禁“高折射率”的微米粒子 (也即粒子的折射率高于周围介质的折射率); (2) 粒子被囚禁在 Gauss 光束光强最强的区域, 因而对粒子的加热效应显著, 容易引起光学损伤, 特别是对生物样品; (3) 难以实现对微米粒子的转动操控 (光学扳手) 等, 在实际应用中受到了一些限制.

然而, 基于激光的辐射压力 (包括偶极力) 对微观粒子的力学效应, 近年来一种新的利用聚焦暗中空光束的光学囚禁与操控技术应运而生, 并得到了迅速的发展与应用.

2.1 采用聚焦暗中空光束的光学镊子与光学扳手

如上所述, 由于采用聚焦 Gauss 光束囚禁微米粒子时存在着一些缺陷, 而暗中空光束具有较高的囚禁力, 较低的光学损伤和自旋与轨道角动量等优

点, 故人们采用聚焦的暗中空光束作为“光学镊子”与“光学扳手”代替聚焦的 Gauss 光束对微米粒子进行囚禁和操控^[15-19]. 理论研究发现在相同的激光参数下采用聚焦的高阶 LGB 构成的光学镊子^[16], 其轴向囚禁压力是聚焦 Gauss 光束囚禁粒子时所产生的轴向压力的几倍, 因而在对囚禁粒子产生相同的轴向囚禁压力时, LGB 镊子所用的激光功率可以比聚焦 Gauss 光束镊子所用的功率低好几倍, 这对于在较低激光功率条件下对柔软生物细胞进行激光囚禁与操控时, 为了避免对生物细胞的破坏, 用聚焦的暗中空光束就显得特别重要. 另一方面, Simpson 等指出^[17], 对于线偏振的 LGB, 每个光子具有轨道角动量 $l\hbar$; 对于准直的圆偏振 LGB, 每个光子具有自旋角动量 $\pm\hbar$; 而对于一个强聚焦的光束, 其偏振态不再可以被很好的定义, 并在近轴光学近似下, 其 Maxwell 方程的一个精确解即是一个 LGB(也即 LG_p^l , 这里 p 和 l 分别是 LG_p^l 的两个指

标), 它是一个强聚焦光束中每个光子具有的总角动量为 $\left[l + \sigma_z + \sigma_z \left(\frac{2kz_r}{2p+l+1} + 1\right)^{-1}\right]\hbar$, 这里 $\sigma_z = 0, \pm 1$ 分别表示线偏振光, 右旋和左旋圆偏振光, z_r 和 k 分别是 Rayleigh 范围和光束波数. 对于一个准直的光束, $kz_r \gg 1$, 每个光子具有的总角动量为 $(l + \sigma_z)\hbar$.

由于 LGB 具有轨道角动量 $l\hbar$, 当微米粒子吸收 LGB 的光子时, 轨道角动量将从 LGB 转移到被光学囚禁的微米粒子, 从而引起微米粒子的转动, 这一力学转动效应被人们称之为“光学扳手”.

采用 LGB 的光学镊子装置图如图 4(a)所示^[18]. 实验观测发现采用高阶 LG 模式的光学镊子可以提高轴向囚禁效率, 对于悬浮在水中微米尺寸的二氧化硅小球, 使用具有 $l=3$ 的 LG 模式的光学镊子的轴向囚禁效率要比采用 TEM₀₀ Gauss 模式的光学镊子的轴向囚禁效率高 2 倍.

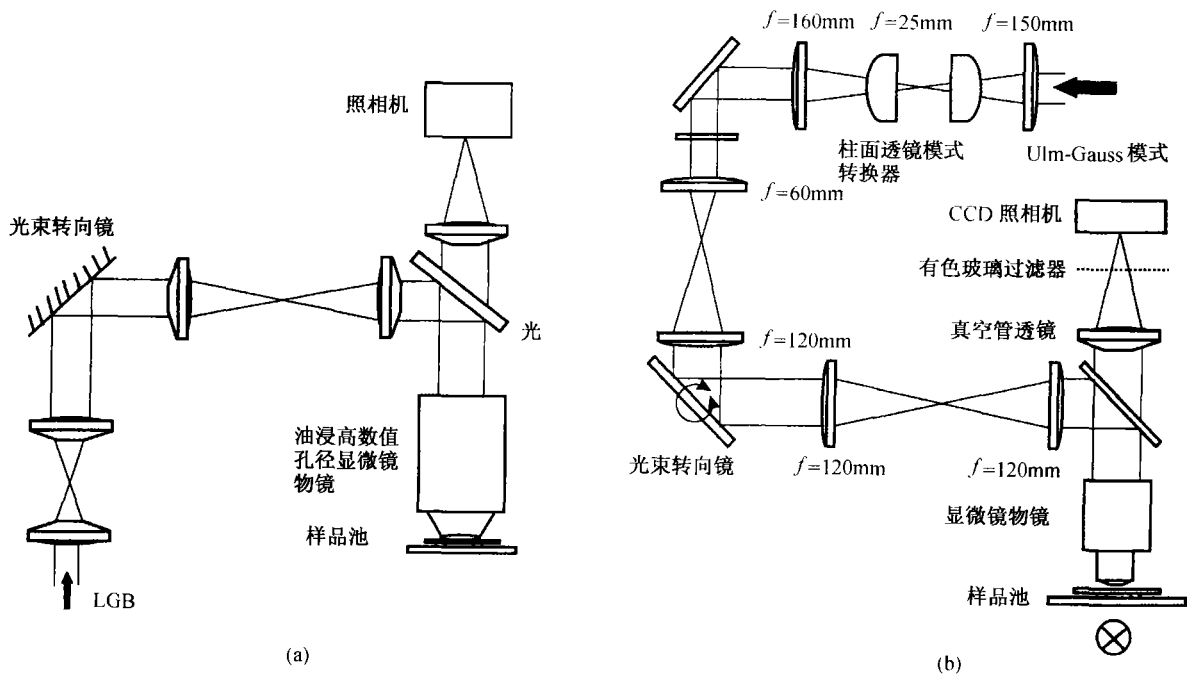


图 4 光学镊子和光学扳手的实验装置图

(a) 光学镊子; (b) 光学扳手

采用 LGB 的光学扳手装置图如图 4(b)所示^[17], 实验所用的 LGB 由 Ulm-Gauss 模式通过模式转换器(由一对柱面透镜组成)转换而成. 实验观测发现小于 $1\mu\text{m}$ 的电介质粒子, 被囚禁在 LGB 光强较强的环形区域, 而大于等于 $1\mu\text{m}$ 的电介质粒

子被囚禁在光轴上, 同时微米粒子的转动是由于吸收 LGB 的光子时引起轨道角动量从光束到粒子的转移所致. 对于 $l=1$ 的 LGB, 当入射功率约为 25 mW 时, 聚四氟乙烯粒子的典型转动频率约为 1 Hz.

2.2 采用聚焦暗中空光束对“低折射率”和“高折射率”微米粒子的同时囚禁:

通常, 一个采用聚焦 Gauss 光束的光学囚禁将吸引一个“高折射率”微米粒子在光束的强聚焦区, 相反一个“低折射率”的微米粒子将被排斥到光束之外. 换句话说, 一个传统的 Gauss 光束镊子仅能用于囚禁“高折射率”微米粒子, 而不能囚禁“低折射率”微米粒子. 然而, 采用聚焦暗中空光束的新颖光学镊子不仅可以用于囚禁“高折射率”微米粒子, 而且可用于囚禁“低折射率”微米粒子^[20,21]. 例如, Gahagan 等^[20]首先在实验上采用计算全息法产生的聚焦光学 Vortex 光束(也即暗中空光束之一)实现了“低折射率”微米粒子(也即粒子的折射率低于周围介质的折射率)的激光囚禁(简称“光学涡旋囚禁”). 在这一光学涡旋镊子中, 横向的囚禁力来自指向涡旋中心的散射力与偶极力, 而纵向的囚禁力来自由于聚焦引起的平衡散射力与偶极力, 于是稳定的平衡位置(也即被囚禁的“低折射率”微米粒子)将处于光轴并略高于焦点之上. 最近, Gahagan 等^[22]又报道了在光学涡旋镊子中同时对“低折射率”和“高折射率”微米粒子实现三维光学囚禁的实验结果. 光学涡旋囚禁微米粒子的基本原理与技术简单介绍如下:

在柱面坐标中, 一束含有光学涡旋中心的单色 Gauss 光束的标量电场的振幅可表示为

$$E(\rho, \phi, z = 0) = E_0 \exp(i l \phi) \tanh\left(\frac{\rho}{\omega_v}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_0^2}\right), \quad (11)$$

式中 E_0 为电场的峰值振幅, ω_0 为 Gauss 轮廓的束腰, l 为拓扑“荷”(或轨道角动量的量子数), ω_v 为涡旋核的大小. 这里假定 $|l| = 1$, 当 $\omega_v \rightarrow \infty$ 时, 光束为一阶 LGB, 当 $\omega_v \rightarrow 0$ 时, 光束为理想的点涡旋. 在光束中心, 由于相消干涉形成了一个暗的涡旋核. 通过光束对微米粒子的受力分析发现, 当涡旋光束被高数值孔径的物镜聚焦后, “低折射率”空心玻璃球的纵向囚禁位置 z_{trap} 在焦平面之前, 且 $z_{\text{trap}} = -2.21R_p$, 这里 R_p 为空心玻璃球的半径. 相反, “高折射率”油滴的纵向囚禁位置 z'_{trap} 在焦平面的附近, 且 $z'_{\text{trap}} \ll R'_p$, 这里 R'_p 为“高折射率”微米粒子(油滴)的半径, 实验参数: R_p 为 5 ~ 15 μm , R'_p 为 1 ~ 20 μm .

实验装置如图 5 所示^[22]. 实验中, Gahagan 等

采用光学涡旋镊子实现了“低折射率”空心玻璃球(直径 14 μm)和浸入水中的“高折射率”油滴(直径 6 μm)的同时囚禁. 在向下传播的涡旋光束中, 空心玻璃球被囚禁在光束焦点以上 16 μm 的地方, 而油滴被囚禁在离焦点 1 μm 的范围内, 而且两类粒子一旦被囚禁, 可通过样品池的三维移动平台进行水平或垂直操控. 然而, 当光束焦点的纵向深度超过 80 μm 时, 由于玻璃与水的界面的象散效应, 对“高折射率”微米粒子的囚禁将变得不稳定.

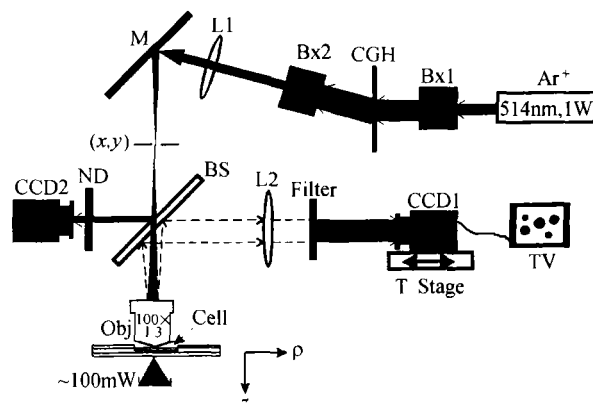


图 5 光学涡旋镊子同时囚禁“高、低折射率”微米粒子的实验装置图

BX1 和 BX2 为扩束器, CGH 为计算全息片, BS 为分束器, M 为平面镜, ND 为中性密度过滤器, Filter 为长通滤波器, T-Stage 为摄像机转换平台

2.3 采用液晶显示的动态全息图实现对微米粒子中空光束实时囚禁技术

最近, Reicherter 等提出了一种新的光学囚禁微米粒子的方法^[23]. 在实验中, 他们采用计算机控制的液晶显示(LCD)技术来实现计算全息图的设计、制作和实时变换, 于是在 LCD 的 Fourier 变换平面上产生任意形状的动态全息图, 当一 Gauss 光束通过这一液晶显示的动态计算全息图时, 将产生任意形状的暗中空光束, 以便用于同时实现聚苯乙烯粒子的光学囚禁与操控.

计算全息位相图的重现所产生的光束类似于 TEM_{01}^* doughnut 光束. 为了产生这样的 doughnut 光束, 液晶显示的动态计算全息图的位相由下式给出

$$\phi(x, y) = \frac{2\pi}{\Lambda_x}x + \frac{2\pi}{\Lambda_y}y - n \arctan \frac{x}{y}, \quad (12)$$

式中 Λ_x 和 Λ_y 分别表示在 x 和 y 方向上全息图的条纹周期, n 表示位相螺旋的螺旋数目(也即 2π 位相

的整数倍). 由于在螺旋轴上存在着位相奇异点, 故光束的轴向光强为零(也即产生的光束是暗中空光束). “高折射率”微米粒子可以被囚禁在光强最大的区域, 而“低折射率”微米粒子则被囚禁在暗中空光束的中心.

采用液晶显示(LCD)技术实现微米粒子光学囚禁的实验装置如图6所示. 具有如(12)式所示的位相分布的3张计算全息图叠加而成的综合位相全息图将可用于实现3个独立的并且彼此位置错开的暗中空光束囚禁, 而3个光学囚禁中心之间的相对位置可以通过计算机进行操控.

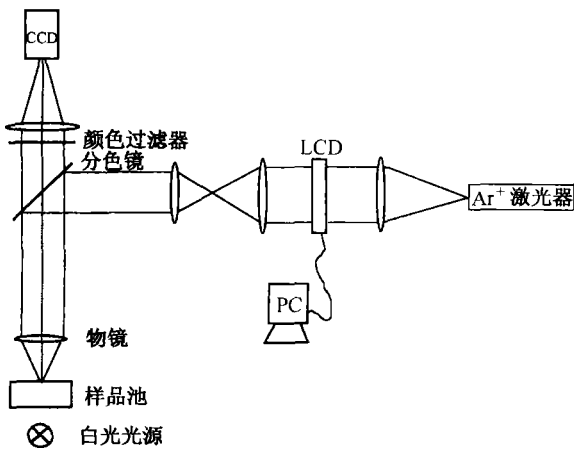


图6 液晶显示技术光学囚禁微米粒子的实验装置图

2.4 采用聚焦暗中空光束对中性冷原子或分子的囚禁与操控

当二能级冷原子在蓝失谐(其失谐量为 $\delta > 0$)的暗中空光束(其光强为 $I(r)$)中运动时, 由于交流 Stark 效应, 冷原子将受到来自暗中空光束的光学排斥势

$$U(r) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln \left[1 + \frac{I(r)/I_0}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2} \right] \quad (13)$$

的作用(式中 I_0 和 Γ 分别为原子的饱和光强和自然线宽), 原子将被推向光强最弱的光束中心. 因此, 计算全息产生的蓝失谐的 Doughnut 型暗中空光束或 LGB 将可用于实现冷原子(或分子)的激光导引(原子导引)^[24,25]、漏斗(原子漏斗)^[26]和囚禁(原子囚禁)^[27,28], 而蓝失谐的聚焦暗中空光束将可用于实现冷原子(或分子)的聚焦(原子透镜)^[29]和原子刻蚀^[30].

另一方面, 当三能级原子在蓝失谐的暗中空光

束中运动时, 由于 Sisyhus 冷却效应, 具有强度梯度的暗中空光束将可用于中性原子的激光冷却(强度梯度冷却)^[31,32], 甚至实现全光学冷却与囚禁的 Bose-Einstein 凝聚(BEC)^[33~35]. 特别地, 当无衍射的高阶 Bessel 光束和高阶 BG 光束处于蓝失谐时, 它不仅可用于原子囚禁与波导^[36], 而且可用于冷原子的横向冷却, 即实现冷原子束的激光准直^[30].

此外, 计算全息产生的暗中空光束在光学准直、激光制导和激光测距、激光测速^[10]以及“光导引光”^[37,38]和生物细胞的光学导引、囚禁与操控^[39]等方面有着广阔的应用前景.

参 考 文 献

- 1 刘南春, 等. 暗中空光束的产生. 物理, 2000, 29(4): 220
- 2 高伟建, 等. 利用位错光栅实现中空光束. 光学学报, 1998, 18(10): 1467
- 3 Heckenberg N R, et al. Laser beams with phase singularities. Opt Quantum Electron, 1992, 24: 951
- 4 Heckenberg N R, et al. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms. Opt Lett, 1992, 17(3): 221
- 5 Basistiy I V, et al. Optics of light beams with screw dislocations. Opt Commun, 1993, 103(5, 6): 422
- 6 Sacks Z S, et al. Holographic formation of optical-vortex filaments. J Opt Soc Am B, 1998, 15(8): 2226
- 7 Jaroszewicz Z, et al. Zone plates performing generalized Hankel transforms and their metrological applications. Opt Commun, 1993, 102(5, 6): 391
- 8 Vinas S B, et al. Zone plates with black focal spots. Appl Opt, 1992, 31(2): 192
- 9 Arlt J, et al. The production of multiringed Laguerre-Gaussian modes by computer-generated holograms. J Mod Opt, 1998, 45(6): 1231
- 10 Paterson C, et al. Higher-order Bessel waves produced by axicon-type computer-generated holograms. Opt Commun, 1996, 124(1, 2): 121
- 11 Beijersbergen M W, et al. Aatigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum. Opt Commun, 1993, 96(1-3): 123
- 12 He H, et al. Optical particle trapping with higher-order doughnut beams produced using high efficiency computer generated holograms. J Mod Opt, 1995, 42(1): 217
- 13 Ashkin A. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. Phys Rev Lett, 1978, 40(12): 729
- 14 Ashkin A, et al. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. Opt Lett, 1986, 11(5): 288
- 15 He H, et al. Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity. Phys Rev Lett, 1995, 75(5): 826
- 16 Simpson N B, et al. Optical tweezers and optical spanners with La-

- guerre-Gaussian modes. *J Mod Opt*, 1996, 43(12): 2485
- 17 Simpson N B, et al. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light : An optical spanner. *Opt Lett*, 1997, 22(1): 52
- 18 Simpson N B, et al. Optical tweezers with increased axial trapping efficiency. *J Mod Opt*, 1998, 45(9): 1943
- 19 O'Neil A T, et al. Axial and lateral trapping efficiency of Laguerre-Gaussian modes in inverter optical tweezers. *Opt Commun*, 2001, 193(1-6): 45
- 20 Gahagan K T, et al. Optical vortex trapping of particles. *Opt Lett*, 1996, 21(11): 827
- 21 Gahagan K T, et al. Trapping of low-index microparticles in an optical vortex. *J Opt Soc Am B*, 1998, 15(2): 524
- 22 Gahagan K T, et al. Simultaneous trapping of low-index and high-index microparticles observed with an optical-vortex trap. *J Opt Soc Am B*, 1999, 16(4): 533
- 23 Reicherter M, et al. Optical particle trapping with computer-generated holograms written on a liquid-crystal display. *Opt Lett*, 1999, 24(9): 608
- 24 Yin J P, et al. Atom guiding and cooling in a dark hollow laser beam. *Phys Rev A*, 1998, 58(1): 509
- 25 Xu X Y, et al. Guiding cold atoms in a hollow laser beam. *Phys Rev A*, 1999, 60(6): 4796
- 26 Yin J P, et al. Evanescent light-wave atomic funnel: A tandem hollow-fiber, hollow-beam approach. *Phys Rev A*, 1998, 57(3): 1957
- 27 Kuga T, et al. Novel optical trap of atoms with a doughnut beam. *Phys Rev Lett*, 1997, 78(25): 4713
- 28 Ovchinnikov Y B, et al. Surface trap for Cs atoms based on Evanescent-wave cooling. *Phys Rev Lett*, 1997, 79(12): 2225
- 29 Balykin V I, et al. The possibility of deep laser focusing of an atomic beam into the Å-region. *Opt Commun*, 1987, 64(2): 151
- 30 Yin J P, et al. Doughnut-beam-induced Sisyphus cooling in atomic guiding and collimation. *J Opt Soc Am B*, 1998, 15(8): 2235
- 31 Yin J P, et al. Gravito-optical trap for cold atoms with doughnut-hollow-beam cooling. *Phys Lett A*, 1998, 248(5-6): 309
- 32 Yin J P, et al. Improved intensity-gradient cooling of alkali atoms in pyramidal-hollow-beam gravito-optical trap. *Phys Lett A*, 2001, 288(1): 9
- 33 Yin J P, et al. Dark-hollow-beam gravito-optical atom trap above an apex of a hollow optical fibre. *Opt Commun*, 1998, 152(4-6): 421
- 34 Yin J P, et al. Possibility of an optically trapped Bose-Einstein condensation. *Chin Phys Lett*, 1999, 16(5): 350
- 35 印建平, 等. 全光学冷却与囚禁 原子玻色-爱因斯坦凝聚的可能性. *物理学报*, 2001, 50(4): 660
- 36 Arlt J, et al. Optical dipole traps and atomic waveguides based on Bessel light beams. *Phys Rev A*, 2001, 63(6): 063602-1
- 37 Truscott A G, et al. Optically written waveguide in an atomic vapor. *Phys Rev Lett*, 1999, 82(7): 1438
- 38 Andersen J A, et al. Light guiding light: Nonlinear refraction in rubidium vapor. *Phys Rev A*, 2001, 63(2): 023820-1
- 39 Pasterson C, et al. Helicon waves: Propagation-invariant waves in a rotating coordinate system. *Opt Commun*, 1996, 124(1-2): 131