

高阶径向拉盖尔-高斯型飞秒脉冲激光场中级联三能级原子所受光学偶极力

管文慧¹, 王翦², 袁烁¹, Abdul Gheyas Abdul Rashid¹, 郭芬芬¹, 刘纪彩^{1,3*}

¹华北电力大学数理学院, 北京 102206;

²华北电力大学核科学与工程学院, 北京 102206;

³河北省物理学与能源技术重点实验室, 河北 保定 071000

摘要 采用量化的密度矩阵理论,对级联三能级原子束在具有不同径向阶次的柱对称拉盖尔-高斯(LG)型飞秒脉冲激光场中所受的光学势和光学偶极力(ODF)进行研究。结果表明:在飞秒脉冲激光场中,ODF的大小以两倍于激光载波频率的频率作周期性振荡;在 n 阶径向模式的LG型激光场作用下,径向偶极力具有 $2n$ 个节线圆,在节线圆的两侧偶极力方向相反,因此原子将发生分束,从而被俘获到不同的光势阱内;在负/正激光场失谐条件下,形成 $n+1$ 个光学势阱/垒数;在相同光场峰值强度下,随着光束径向阶次 n 的增大,主势阱/垒的深度保持不变,但主势阱/垒的空间范围变窄,光学势的径向梯度增加,从而使得ODF增大。因此,采用高阶LG光束可以将粒子束缚在更窄的光学势内,更有利于粒子的精准操控和俘获。

关键词 量子光学; 光学偶极力; 光学势; 拉盖尔-高斯激光脉冲; 级联三能级原子体系; 密度矩阵方程

中图分类号 O437 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/AOS230705

1 引言

1970年,Ashkin^[1]首次通过激光辐射压力形成的稳定光学势,成功实现了对微小粒子的俘获和移动,开启了人们对光学俘获和光力操纵微粒的研究。1975年,Hänsch和Schawlow^[2]基于多普勒频移效应提出了利用各向同性光源进行激光冷却原子的想法,此后各种激光冷却、捕获和操纵方案应运而生。1986年,Ashkin等^[3]发现利用单束激光的光场梯度力可以实现对电介质微粒进行俘获的光镊效应。利用光镊进行微尺度物质捕获、移动和操纵的技术在物理学、化学、生物等领域都有重要的应用价值^[4-10]。随着可调谐高强度超短脉冲激光技术的发展,利用激光进行原子冷却、囚禁、导引等激光操控原子的理论和实验研究取得了一系列重要进展,使得原子激光操控技术成功应用于原子漏斗、原子透镜、原子波导、原子分束器、原子干涉仪、玻色-爱因斯坦凝聚、原子光学晶格、原子芯片等原子光学元器件的研发和制作。

当原子在非均匀光场中运动时,光场与原子间存在电偶极相互作用的梯度势,原子将受到光学偶极力(ODF)的作用。在超短激光与原子相互作用的

ODF研究中,激光场大都采用高斯型光束或者驻波场,通过调节激光脉冲宽度、拉比频率、光场失谐量等激光场参数,实现光场对原子的俘获和操控^[11-13]。例如:Kumar等^[11]研究了少周期高斯型脉冲激光场对两能级原子体系的ODF作用,发现通过调节光场失谐量的正负可以实现对原子束的聚焦和散焦;刘纪彩等^[12]对飞秒高斯型激光场中两能级原子所受ODF与拉比振荡频率的关系进行了研究,发现光力大小随着拉比频率的变化呈现出周期性振荡分布特性;Chakraborty等^[13]研究了啁啾飞秒高斯脉冲对N型四能级原子的光学偶极俘获作用,发现通过调节高斯光束的束腰半径、频率失谐量和啁啾率等,可以实现对光学势阱空间尺度的调控;Gong等^[14]研究了高重复频率飞秒高斯型脉冲激光对瑞利粒子的光力作用,发现光束的自聚焦作用可以增强光俘获效率和稳定性。

近年来,随着激光技术和光场调控技术的发展,人们可以利用多种方式来获得具有复杂空间结构的新型光场。具有径向节线圆和角向节线分布的高阶拉盖尔-高斯(LG)激光束的产生方法有腔内法和腔外法^[15-21]。直接由激光谐振腔获得高阶LG激光束的腔内生成法产生的光束阶次不可调且转换效率低,因

收稿日期: 2023-03-24; 修回日期: 2023-04-15; 录用日期: 2023-04-24; 网络首发日期: 2023-05-08

基金项目: 国家自然科学基金(11974108, 12211530044)

通信作者: *jicailiu@ncepu.edu.cn

此通常采用腔外转化方法来生成不同阶次的 LG 激光束,主要的腔外转化方法有模式转换法、螺旋相位板法、叉型光栅法等。对于高阶径向模式的 LG 激光束,可以采用阶梯相位板法和具有环状位错的叉型光栅获得。结合新型光场来实现特殊或复杂操控功能的光镊成为一个重要的发展趋势^[22-25]。例如: Simpson 等^[22]研究了 LG 光束对直径大于光波长的球形微粒的光镊和光学扳手行为,发现高阶 LG 光束对该粒子的轴向光力作用远大于基横模高斯光束的作用; Bougouffa 等^[23]研究了在电偶极禁戒情况下,连续场 LG 光束及贝塞尔-高斯(BG)光束与铯原子的电四极相互作用,发现角向高阶 LG 光束能够显著增强电四极相互作用强度,并且将原子俘获在光学电四极势阱中; Lu 等^[24]研究了圆对称艾里光束的突然自聚焦性质及其对不同尺度微粒的光学操控性能,发现相较于尺寸小于光波长的瑞利粒子,圆对称艾里光束对尺寸大于光波长的米氏粒子具有更好的光力操控稳定性。

与基横模高斯光束相比,空心高斯光束、LG 光束、BG 光束、艾里光束等新型光场通常具有较复杂的光场结构和一些特殊的光学性质,可以形成复杂的光力场结构,能够为激光操控提供更加灵活的可控自由度和更多的原子束引导路径^[25]。本文将对不同径向阶次的飞秒柱对称 LG 激光束与原子体系的电偶极相互作用进行研究,通过数值求解基于密度矩阵理论的三能级体系布洛赫方程,计算不同径向阶次的飞秒 LG 激光束对原子的 ODF 作用,对光势阱和光力的分布特性进行分析。

2 理论方法

在研究光场与原子、分子等微观粒子相互作用时,通常采用半经典理论,即将激光场作为经典麦克斯韦电磁场,对微观粒子体系进行量子力学处理,并采用薛定谔方程或者密度矩阵方程对粒子体系进行描述。在电偶极近似条件下,原子和激光场相互作用的哈密顿量可表示为

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + V(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

式中: \hat{H}_0 为原子的自由哈密顿量; $V(\mathbf{r}, t) = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 为原子所受的光学偶极势,其中 $\boldsymbol{\mu}$ 为电偶极矩算符, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 为作用在原子上的激光电场强度, \mathbf{r} 为空间位置, t 为时间。原子受到的平均 ODF^[12,26] 可表示为

$$F = \langle \nabla [\boldsymbol{\mu} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] \rangle, \quad (2)$$

式中: $\langle \cdot \rangle$ 表示力学量 F 的量子力学平均值,可以通过对密度矩阵与该力学量算符的乘积矩阵求迹得到。

基于密度矩阵理论,将级联三能级原子体系各密度矩阵元的实部和虚部进行分离,可以得到如下光学布洛赫方程^[27-28]:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_0}{\partial t} = -\omega_{10} v_0 + \frac{E\mu_{12}}{\hbar} v_2 - \gamma_{01} u_0 \\ \frac{\partial v_0}{\partial t} = \omega_{10} u_0 - \frac{E\mu_{12}}{\hbar} u_2 - \frac{2E\mu_{01}}{\hbar} (\rho_{00} - \rho_{11}) - \gamma_{01} v_0 \\ \frac{\partial u_1}{\partial t} = -\omega_{21} v_1 - \frac{E\mu_{01}}{\hbar} v_2 - \gamma_{12} u_1 \\ \frac{\partial v_1}{\partial t} = \omega_{21} u_1 + \frac{E\mu_{01}}{\hbar} u_2 - \frac{2E\mu_{12}}{\hbar} (\rho_{11} - \rho_{22}) - \gamma_{12} v_1 \\ \frac{\partial u_2}{\partial t} = -\omega_{20} v_2 + \frac{E\mu_{12}}{\hbar} v_0 - \frac{E\mu_{01}}{\hbar} v_1 - \gamma_{02} u_2 \\ \frac{\partial v_2}{\partial t} = \omega_{20} u_2 + \frac{E\mu_{01}}{\hbar} u_1 - \frac{E\mu_{12}}{\hbar} u_0 - \gamma_{02} v_2 \\ \frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = \frac{E\mu_{01}}{\hbar} v_0 + \gamma_{11} \rho_{11} + \gamma_{22} \rho_{22} \\ \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = -\frac{E\mu_{01}}{\hbar} v_0 + \frac{E\mu_{12}}{\hbar} v_1 - \gamma_{11} \rho_{11} \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = -\frac{E\mu_{12}}{\hbar} v_1 - \gamma_{22} \rho_{22} \end{cases}, \quad (3)$$

式中: ρ_{00} 、 ρ_{11} 、 ρ_{22} 分别为 0、1、2 这 3 个能级上的粒子数布居; $u_0(v_0)$ 、 $u_1(v_1)$ 、 $u_2(v_2)$ 分别为能级 0 和 1、1 和 2、0 和 2 之间的密度矩阵非对角元的实部(虚部); γ_{mn} ($m, n=1, 2, 3$) 为相应密度矩阵元的衰减速率; ω_{mn} 和 μ_{mn} 为能级 m 和 n 之间的共振圆频率和跃迁电偶极矩。由此可以得到三能级原子体系的感生电偶极矩 $\langle \boldsymbol{\mu} \rangle$:

$$\langle \boldsymbol{\mu} \rangle = u_0 \boldsymbol{\mu}_{10} + u_1 \boldsymbol{\mu}_{21}. \quad (4)$$

LG 光束是亥姆霍兹方程在柱坐标系下的解,对具有柱对称结构的 n 阶径向模式的 LG 光束(LG_{0n}),其光场振幅可表示为

$$A_{0n}(r) = E_0 L_n \left(\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{w_0^2} \right), \quad (5)$$

式中: E_0 为光束的电场强度; w_0 为光束的束腰半径; $L_n(x)$ 为 n 阶拉盖尔多项式,径向阶次 n 等于光束沿径向的节线圆数目。取入射 LG_{0n} 飞秒激光脉冲的时间包络为高斯型,结合光场表达式[式(5)],柱对称 LG_{0n} 激光脉冲的电场表达式为

$$E_{0n}(\mathbf{r}, t) = A_{0n}(r) \exp \left[-2 \ln 2 \frac{(t-t_0)^2}{\tau_p^2} \right] \cos[\omega(t-t_0)], \quad (6)$$

式中: ω 为激光场的载波频率; τ_p 为光场强度时间包络的半峰全宽; t_0 为脉冲峰值时刻。

在柱对称径向 LG_{0n} 飞秒激光脉冲场中,原子受到的光学势作用为

$$V(\mathbf{r}, t) = -\langle \boldsymbol{\mu} \rangle E_0 L_n \left(\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \exp \left[-\frac{r^2}{w_0^2} - 2 \ln 2 \frac{(t-t_0)^2}{\tau_p^2} \right] \cos[\omega(t-t_0)]. \quad (7)$$

原子气中的跃迁电偶矩分布是各向同性的,故原子在光学势场[式(7)]中受到的径向 ODF 为

$$F_r(\mathbf{r}, t) = -\langle \boldsymbol{\mu} \rangle E_0 \sum_{k=0}^n \left(-\frac{2r^2}{\tau_p^2} \right)^k \frac{n!}{(k!)^2(n-k)!} \left(\frac{2r}{\tau_p} - \frac{2k}{r} \right) \times \exp \left[-\frac{r^2}{\omega_0^2} - 2 \ln 2 \frac{(t-t_0)^2}{\tau_p^2} \right] \cos[\omega(t-t_0)]. \quad (8)$$

3 数值计算模型

采用级联三能级原子模型来研究具有柱对称结构的高阶径向 LG_{0n} 飞秒激光脉冲场与原子的光力学相互作用,其相互作用特性主要取决于所采用的 LG 激光束的径向阶次和原子体系的能级结构特点,对具体的原子和激光场的参数取值具有一定的普适性。通常情况下,原子、分子的较低几个激发态能级处于红外和可见光波长范围内。为不失一般性,选取钠原子的 3s 价电子基态、3p 价电子激发态和 4s 价电子激发态作为级联三能级原子模型的能级结构参量^[29-30]。选取的第一激发态共振跃迁频率 $\omega_{10} = 3.19 \text{ rad/fs}$, 对应波长 $\lambda_{10} = 589 \text{ nm}$, 第二激发态共振跃迁频率 $\omega_{21} = 1.65 \text{ rad/fs}$, 对应波长 $\lambda_{21} = 1140 \text{ nm}$, 相邻两个能级间的跃迁电偶矩 $\|\boldsymbol{\mu}\| = \|\boldsymbol{\mu}_{10}\| = \|\boldsymbol{\mu}_{21}\| = 1.85 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}$ 。假设初始时刻原子处于基态,即在 $t = 0$ 时刻, $\rho_{00} = 1, \rho_{11} = \rho_{22} = 0$ 。原子激发态衰减速率分

别取 $\gamma_{11} = 10^9 \text{ s}^{-1}, \gamma_{22} = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, 各非对角元相干相互作用的弛豫速率 $\gamma_{mn} = 10^{13} \text{ s}^{-1}$ 。

定义激光场失谐量 $\Delta_1 = \omega - \omega_{10}, \Delta_2 = \omega - \omega_{21}$ 。入射 LG_{0n} 光场载波频率 ω 取两种不同的值 1.0 rad/fs 和 4.0 rad/fs, 相应的入射光波长分别为 1884 nm 和 471 nm, 两个取值分别对应两种相反的光场频率失谐情况。在电场峰值强度 $E_0 = 7.41 \times 10^9 \text{ V/m}$ 的飞秒强激光作用下, 相邻两个能级跃迁的拉比振荡频率为 $\Omega = \mu E_0 / \hbar = 1.3 \text{ rad/fs}$, 与入射光场载波频率 ω 可比。入射 LG_{0n} 光束的束腰半径 $\omega_0 = 10 \mu\text{m}$, 脉冲宽度 $\tau_p = 23.5 \text{ fs}$, 脉冲峰值时刻为 $t_0 = 50 \text{ fs}$ 。基于以上级联三能级体系模型和光场参量, 通过数值求解非旋波近似下的光学布洛赫方程, 对具有不同径向阶次的柱对称 LG_{0n} 飞秒激光脉冲的光力场作用进行模拟分析。

4 计算结果与讨论

对不同径向阶次和不同失谐量情况下柱对称 LG_{0n} 飞秒激光脉冲的光力场作用 $V(\mathbf{r}, t)$ [式(7)] 进行讨论。图 1 所示为入射光场载波频率 ω 取 1.0 rad/fs 时, 级联三能级体系在不同径向阶次的 LG_{0n} 激光场中的光学势 $V(\mathbf{r}, t)$ 分布。当 $\omega = 1.0 \text{ rad/fs}$ 时, 激光场频率相对于两个级联激发跃迁 $0 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 2$ 的失谐量分别为 $\Delta_1 = -2.19 \text{ rad/fs}, \Delta_2 = -0.65 \text{ rad/fs}$, 均为负失谐, 此时的光学势为束缚势, 原子被囚禁在一定宽度

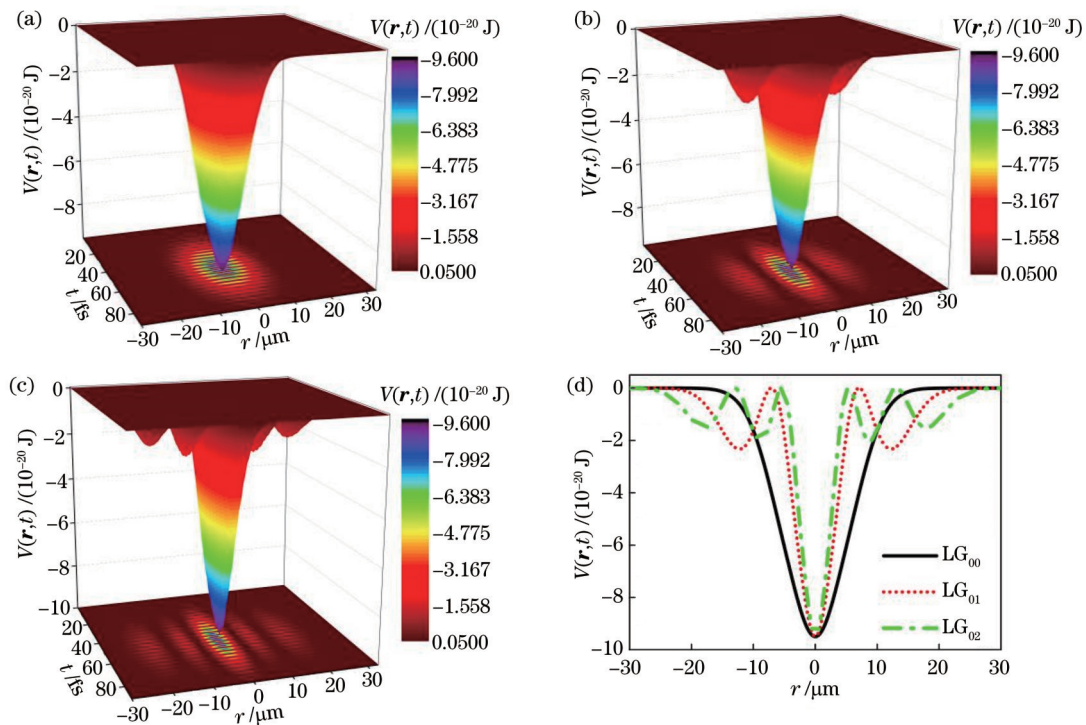


图 1 当激光场为负失谐时,不同径向阶次的飞秒光束 LG_{0n} 脉冲作用下的光学势 $V(\mathbf{r}, t)$ 的时空分布。(a) $n = 0$; (b) $n = 1$; (c) $n = 2$;
(d) 在 $t = 50 \text{ fs}$ 的脉冲峰值时刻,各阶次 LG_{0n} 光场中光学势 $V(\mathbf{r}, t)$ 关于 r 的径向分布情况
Fig. 1 Optical potential $V(\mathbf{r}, t)$ induced by different orders of femtosecond pulsed LG_{0n} fields with negative detunings. (a) $n = 0$;
(b) $n = 1$; (c) $n = 2$; (d) radial distribution of optical potential $V(\mathbf{r}, t)$ at $t = 50 \text{ fs}$ when the field intensity takes its maximum

的势阱内。在 $n=0$ 的基横模高斯光束 LG_{00} 作用下, 整个横向空间只有一个以光轴为中心的光学势阱。当 $n>0$ 时, 光学势 $V(r, t)$ 除了具有一个位于光轴的锥形主势阱, 还会在主势阱周围形成相对较浅的 n 个次级环形势阱。随着光脉冲径向阶次 n 的增大, 位于光轴的主势阱深度不变, 但主势阱的宽度变窄; 环绕主势阱的次级环形光势阱的数目增多, 但深度减小。

在 $\omega = 4.0 \text{ rad/fs}$ 情况下, 激光场相对于 $0 \rightarrow 1$ 、 $1 \rightarrow 2$ 两步级联跃迁均为正失谐 $\Delta_1 = 0.81 \text{ rad/fs}$ 、 $\Delta_2 = 2.35 \text{ rad/fs}$, 此时的光学势为排斥势, 且排斥势场存在 n 个势能为 0 的节线圆, 形成 $n+1$ 个势垒 (图 2)。在正失谐的基横模 ($n=0$) 高斯型光场中, 原子将被驱离光轴, 形成环绕光轴的“原子空洞”; 在正失谐的径向高阶 LG_{0n} ($n>0$) 光束作用下, 原子将在两

侧排斥势的作用下聚集到 n 个势能为 0 的光学势节线圆附近。与图 1(d) 相比, 图 2(d) 中距离光轴 $0 \sim 5 \mu\text{m}$ 的光学势垒呈现不平滑分布, 这主要是因为光场频率 $\omega = 4.0 \text{ rad/fs}$ 更接近基态与第一激发态间的共振跃迁频率 ω_{10} , 此时激光场中心位置附近与原子具有更强的非线性相互作用, 使得能级粒子数分布和感生偶极矩 $\langle \mu \rangle$ [式(4)] 对电场强度分布更加敏感 [图 2(d) 插图], 从而导致光学势垒 $V(r, t)$ 在光强峰值附近不平滑分布。需要特别指出的是, 对 $n>0$ 的正失谐 LG_{0n} 激光场, 虽然在光强为 0 的节线圆处形成的势阱比负失谐情况下的主势阱浅, 但此时由光场引起的原子能级的 Stark 移动和非线性光学效应也较弱, 被囚禁在节线圆附近势阱内的原子受到的非线性光学效应较弱。

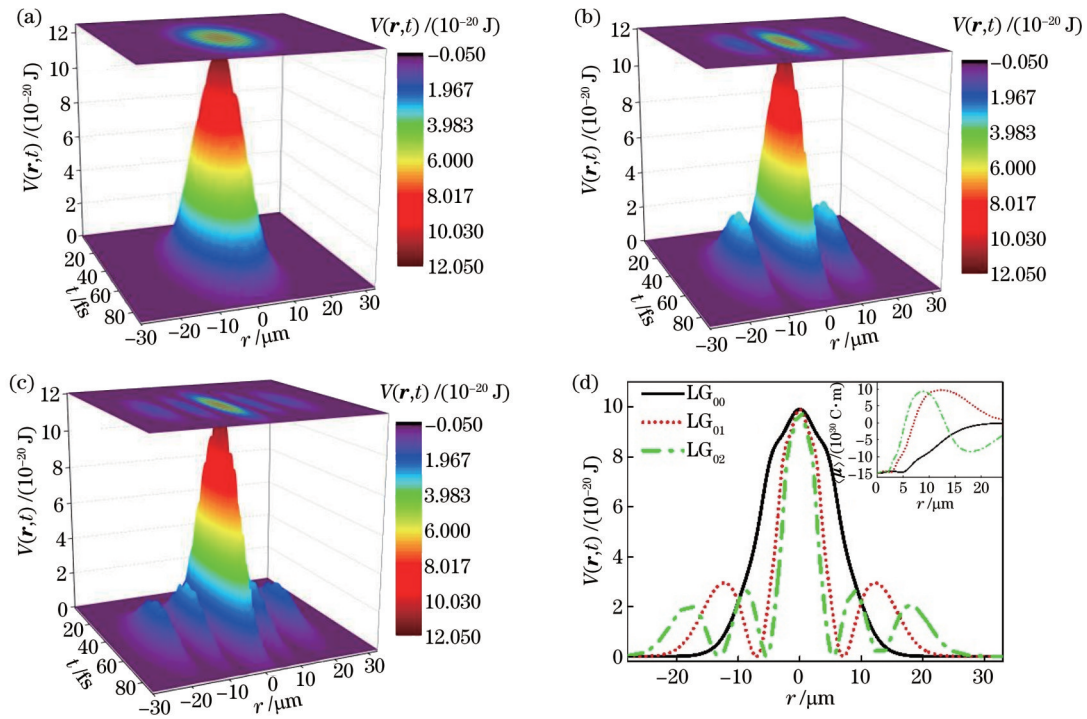


图 2 当激光场正失谐时, 不同阶次的飞秒脉冲 LG 光束 LG_{0n} 作用下的光学势 $V(r, t)$ 的时空分布。(a) $n=0$; (b) $n=1$; (c) $n=2$; (d) 在 $t=50 \text{ fs}$ 的脉冲峰值时刻, 各阶次 LG_{0n} 光场中光学势 $V(r, t)$ 关于 r 的径向分布情况, 插图给出了相应的感生电偶极矩 $\langle \mu \rangle$ 的分布情况

Fig. 2 Optical potential $V(r, t)$ induced by different orders of femtosecond pulsed LG_{0n} fields with positive detunings. (a) $n=0$; (b) $n=1$; (c) $n=2$; (d) radial distribution of optical potential $V(r, t)$ at $t=50 \text{ fs}$ when the field intensity takes its maximum, the inset shows the induced electric dipole moment $\langle \mu \rangle$

为了进一步研究原子在径向高阶 LG_{0n} 脉冲激光场中的光力学行为, 对激光场中原子所受的径向 ODF $F_r(r, t)$ [式(8)] 进行分析。图 3 所示为在激光场负失谐情况下, 不同径向阶次的 LG_{0n} 飞秒脉冲激光场产生的 $F_r(r, t)$ 的时空分布。与图 1 所示的光学俘获势相对应, 在负失谐情况下, 近光轴处的 ODF 主要为方向指向光轴的吸引力, 使得原子向光轴汇聚, 但是最大 ODF 并不是分布在轴心处, 这是因为径向

ODF $F_r(r, t)$ 是由电场横向强度的梯度决定的, 而不是由光场强度决定的。比较图 3(a)、(c)、(e) 与图 3(b)、(d)、(f), 可以看到, 在光场峰值强度不变的情况下, 随着光场径向阶次 n 的增大, ODF 峰值增大, 同时径向 ODF 的空间分布也出现节线圆, 除位于光轴上的力场零点外, ODF 节线圆的数目等于 $2n$, 即 ODF 径向节线圆的数目为 LG 光束节线圆数目的 2 倍, ODF 的节线圆位置对应光场的极大值和极小值位

置。在 ODF 节线圆的两侧, 电场强度具有相反的梯度变化趋势, 使得 ODF 反向。因此, 在高阶径向 LG_{0n} 光束的作用下, 原子将被分束聚集到节线圆两侧的光学势阱内。图 3(e)、(f) 所示为 LG_{0n} ($n=1, 2$) 光场中, 靠近光轴的 3 个 ODF 空间极值点处 ODF 随时间的分布情况。对于不同阶次的 LG_{0n} 光场, ODF 极值出现在不同的径向位置 r 处。在飞秒脉冲激光场中,

ODF 是以两倍于激光载波频率的频率进行振荡, 在同一空间位置处, 虽然 ODF 大小会随着光场发生变化, 但是 ODF 方向不会改变。例如, 在激光场负失谐情况下, 在 ODF 的第一个径向节线圆内, ODF 始终是负值, 方向指向光轴, 原子将获得方向指向光轴的加速度, 使得原子向轴心处聚焦。图 3 使用的激光场参量与图 1 相同。

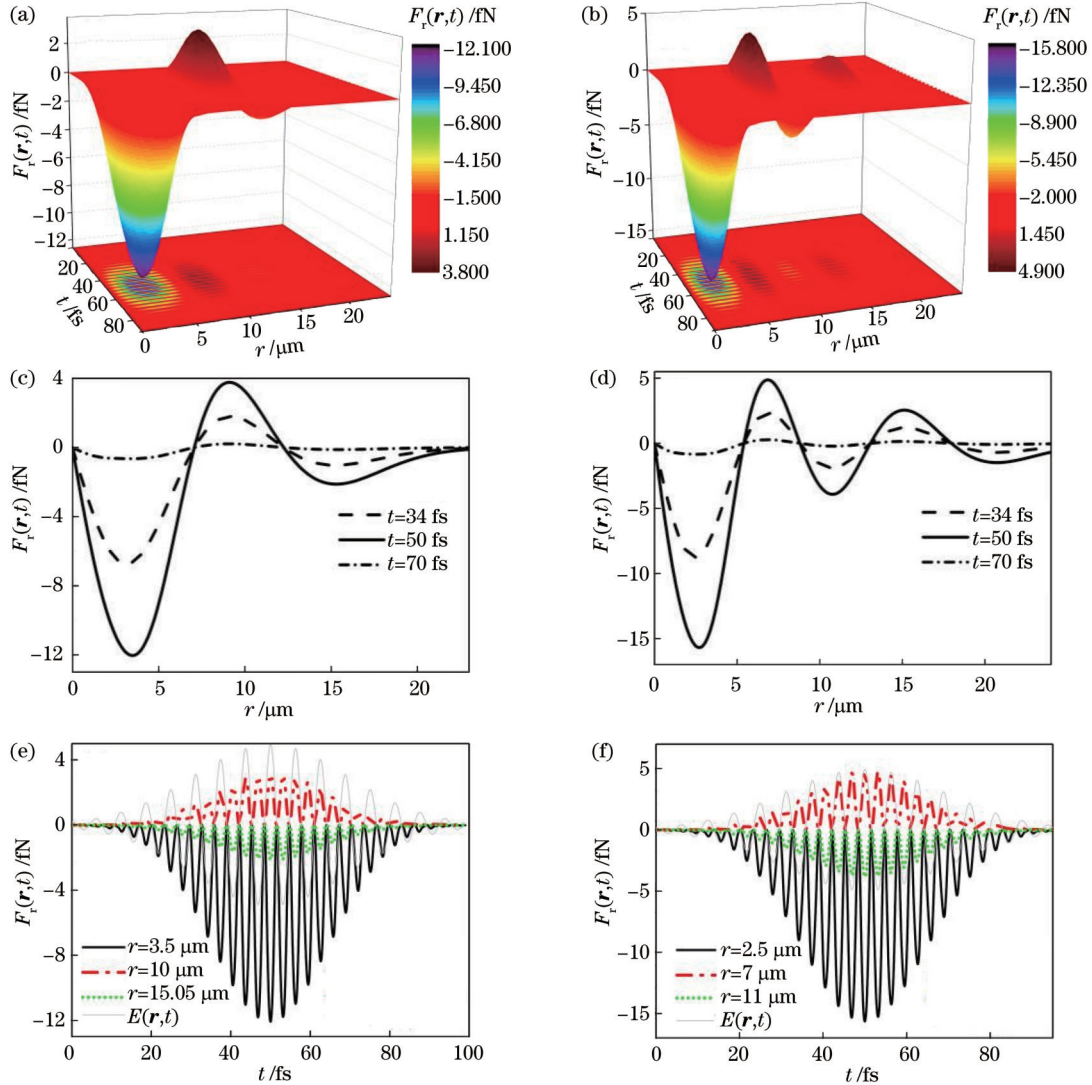


图 3 在 $\omega = 1.0 \text{ rad/fs}$ 的激光场负失谐情况下, 不同径向阶次的 LG_{0n} 飞秒脉冲激光场中的 ODF 分布。(a) $n=1$ 和 (b) $n=2$ 的 LG_{0n} 飞秒脉冲激光场产生的 $F_r(r, t)$ 的时空分布; (c) $n=1$ 和 (d) $n=2$ 的 LG_{0n} 场中, $F_r(r, t)$ 在不同时刻沿径向 r 的分布情况; (e) $n=1$ 和 (f) $n=2$ 的 LG_{0n} 场中, 不同径向位置 r 处 $F_r(r, t)$ 的时间演化情况

Fig. 3 Optical dipole force $F_r(r, t)$ induced by $\omega = 1.0 \text{ rad/fs}$ negatively detuned femtosecond pulsed LG_{0n} fields. Spatial-temporal distribution of $F_r(r, t)$ with (a) $n=1$ and (b) $n=2$; radial distribution of the optical dipole force $F_r(r, t)$ with (c) $n=1$ and (d) $n=2$ at different time instants; temporal evolution of the optical dipole force $F_r(r, t)$ with (e) $n=1$ and (f) $n=2$ at different radial positions

在激光场正失谐情况下 ODF 的时空分布如图 4 所示。可以看到, 正失谐情况下的时空分布具有与负失谐情况下相似的振荡分布特性 (图 3), 即在同一空间位置处, ODF 的方向不随时间改变, 并以两倍于光场载波频率的频率进行周期振荡; ODF 在径向空间的节线圆数目为光场强度节线圆数目的 2 倍, 在节线圆

两侧 ODF 具有相反的方向。但是, 在正、负光场失谐情况下, 在同一时间和空间点处, ODF 的方向正好相反。因此, 通过调控激光场的失谐量和径向阶次可以改变光力的方向和时空分布特性, 对原子形成不同的导引和分束作用, 形成不同的空间分布。图 4 使用的激光场参量与图 2 相同。

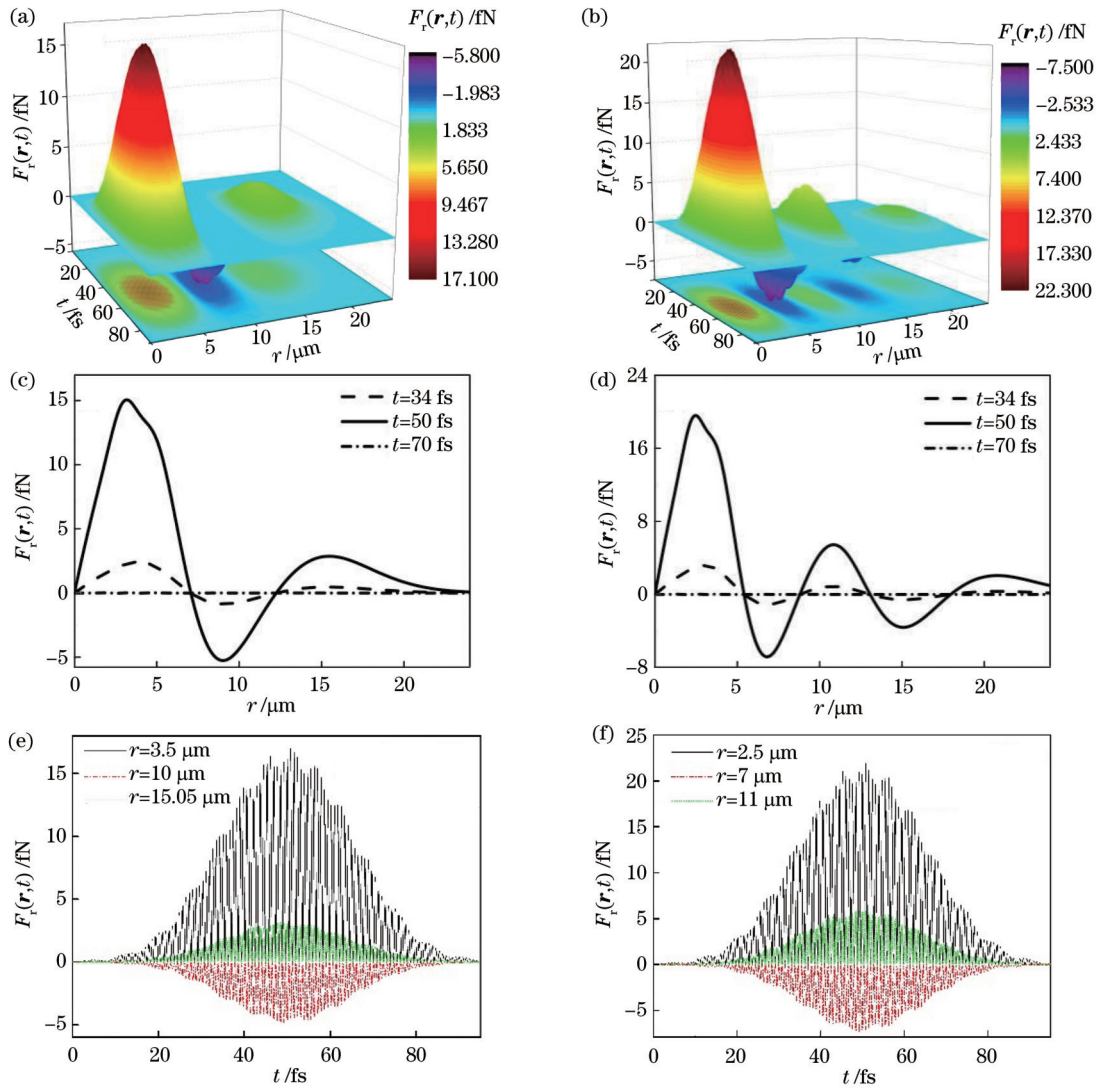


图 4 在 $\omega = 4.0 \text{ rad/fs}$ 的激光场正失谐情况下, LG_{0n} 飞秒脉冲激光场中的 $F_r(r, t)$ 分布。径向阶次为 (a) $n = 1$ 和 (b) $n = 2$ 的 LG_{0n} 飞秒脉冲激光场产生的 $F_r(r, t)$ 的时空分布; (c) $n = 1$ 和 (d) $n = 2$ 的 LG_{0n} 场中, $F_r(r, t)$ 在不同时刻沿径向 r 的分布情况; (e) $n = 1$ 和 (f) $n = 2$ 的 LG_{0n} 场中, 不同径向位置 r 处 $F_r(r, t)$ 的时间演化情况

Fig. 4 Optical dipole force $F_r(r, t)$ induced by $\omega = 4.0 \text{ rad/fs}$ positively detuned femtosecond pulsed LG_{0n} fields. Spatial-temporal distribution of $F_r(r, t)$ with (a) $n = 1$ and (b) $n = 2$; radial distribution of the optical dipole force $F_r(r, t)$ with (c) $n = 1$ and (d) $n = 2$ at different time instants; temporal evolution of the optical dipole force $F_r(r, t)$ with (e) $n = 1$ and (f) $n = 2$ at different radial positions

5 结 论

研究了飞秒径向高阶 LG 型脉冲激光束中, 级联三能级原子所受的光学势和 ODF 分布, 发现: 在飞秒脉冲激光场中, ODF 的大小以两倍于激光载波频率的频率作周期性振荡, 但是同一空间位置处的偶极力方向并不随着时间改变; 在 n 阶径向模式的 LG 型激光脉冲场中, 当激光场频率为负失谐时, 会形成 $n + 1$ 个光学势阱, 包括 1 个位于光轴的中央圆锥形主势阱和 n 个以光轴为中心的环形次级光学势阱; 正失谐的激光场中则会形成 $n + 1$ 个以光轴为中心的光学势垒; 随着光束径向阶次 n 的增大, 光学势阱/垒数目增多, 在同等光场峰值强度下, 位于光轴的中央主势阱/垒的深度

保持不变, 但主势阱/垒的空间分布范围变窄, 光学势的径向梯度增加, 从而使得 ODF 增大; 径向 ODF 分布具有 $2n$ 个节线圆, 在节线圆的两侧偶极力方向相反, 因此原子束将发生分束, 被相反方向的光力俘获或聚集到两侧的光势阱内。研究表明, 采用高阶 LG 光束可以将粒子束缚在更窄的光学势场内, 更有利于对粒子的俘获和精准操控。本研究将为微观粒子在复杂光场中的光学操控提供一定的理论指导。

参 考 文 献

[1] Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1970, 24(4): 156-159.
 [2] Hänsch T W, Schawlow A L. Cooling of gases by laser radiation [J]. Optics Communications, 1975, 13(1): 68-69.

- [3] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, et al. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles[J]. *Optics Letters*, 1986, 11(5): 288-290.
- [4] Ashkin A, Dziedzic J M. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria[J]. *Science*, 1987, 235(4795): 1517-1520.
- [5] Zhu R X, Avsievich T, Popov A, et al. Optical tweezers in studies of red blood cells[J]. *Cells*, 2020, 9(3): 545.
- [6] Zheng H X, Chen H J, Ng J, et al. Optical gradient force in the absence of light intensity gradient[J]. *Physical Review B*, 2021, 103(3): 035103.
- [7] Descheemaeker L, Ginis V, Viaene S, et al. Optical force enhancement using an imaginary vector potential for photons[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(13): 137402.
- [8] 李宝军, 辛洪宝, 张垚, 等. 光捕获和光操控研究进展[J]. *光学学报*, 2011, 31(9): 0900126.
Li B J, Xin H B, Zhang Y, et al. Progress of optical trapping and manipulation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(9): 0900126.
- [9] 荣升, 刘洪双, 钟莹, 等. 基于光力捕获金纳米立方体的拉曼光谱增强[J]. *光学学报*, 2021, 41(17): 1730003.
Rong S, Liu H S, Zhong Y, et al. Enhancement of Raman spectra based on optical trapping of gold nanocubes[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(17): 1730003.
- [10] Gao D L, Ding W Q, Nieto-Vesperinas M, et al. Optical manipulation from the microscale to the nanoscale: fundamentals, advances and prospects[J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6(9): e17039.
- [11] Kumar P, Sarma A K. Optical force on two-level atoms by few-cycle-pulse Gaussian laser fields beyond the rotating-wave approximation[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(4): 043402.
- [12] 刘纪彩, 成飞, 赵亚男, 等. 飞秒激光场中原子所受光学偶极力研究[J]. *物理学报*, 2019, 68(3): 033701.
Liu J C, Cheng F, Zhao Y N, et al. Atom-subjected optical dipole force exerted by femtosecond laser field[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(3): 033701.
- [13] Chakraborty S, Sarma A K. Optical trap potential control in N-type four-level atoms by femtosecond Gaussian pulses[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2015, 32(2): 270-274.
- [14] Gong L P, Gu B, Rui G H, et al. Optical forces of focused femtosecond laser pulses on nonlinear optical Rayleigh particles[J]. *Photonics Research*, 2018, 6(2): 138-143.
- [15] 朱向阳, 邱松, 丁友, 等. 多径向节次拉盖尔-高斯光束旋转多普勒效应分析[J]. *光学学报*, 2023, 43(7): 0726003.
Zhu X Y, Qiu S, Ding Y, et al. Rotational doppler effect analysis of multi-radial index Laguerre-Gaussian beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2023, 43(7): 0726003.
- [16] 刘俊, 王健. 涡旋光激光器研究进展[J]. *中国激光*, 2022, 49(12): 1201001.
Liu J, Wang J. Research progress of vortex laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(12): 1201001.
- [17] 蔡田, 张晓波, 叶芳伟, 等. 产生拉盖尔-高斯模的全息光栅实验研究[J]. *光学学报*, 2005, 25(11): 1457-1460.
Cai T, Zhang X B, Ye F W, et al. Experimental study of the holographic grating to produce the Laguerre-Gaussian modes[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, 25(11): 1457-1460.
- [18] Feng R Y, Qian J Y, Peng Y J, et al. Femtosecond infrared optical vortex lasers based on optical parametric amplification[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2022, 10(5): e29.
- [19] Chen Z K, Zheng S Q, Lu X M, et al. Forty-five terawatt vortex ultrashort laser pulses from a chirped-pulse amplification system[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2022, 10(5): e32.
- [20] Busleev N I, Kudryashov S I, Danilov P A, et al. Symmetric nanostructuring and plasmonic excitation of gold nanostructures by femtosecond Laguerre - Gaussian laser beams[J]. *Quantum Electronics*, 2019, 49(7): 666-671.
- [21] Li J E, Guan W H, Yuan S, et al. Laser shaping and optical power limiting of pulsed Laguerre-Gaussian laser beams of high-order radial modes in fullerene C₆₀[J]. *Chinese Physics B*, 2023, 32(2): 024203.
- [22] Simpson N B, Allen L, Padgett M J. Optical tweezers and optical spanners with Laguerre-Gaussian modes[J]. *Journal of Modern Optics*, 1996, 43(12): 2485-2491.
- [23] Bougouffa S, Babiker M. Atom trapping and dynamics in the interaction of optical vortices with quadrupole-active transitions[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(4): 043403.
- [24] Lu W L, Chen H J, Liu S Y, et al. Circular Airy beam with an arbitrary conical angle beyond the paraxial approximation[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(4): 043516.
- [25] Zhou L M, Shi Y Z, Zhu X Y, et al. Recent progress on optical micro/nanomanipulations: structured forces, structured particles, and synergetic applications[J]. *ACS Nano*, 2022, 16(9): 13264-13278.
- [26] Kumar P, Kumar P, Sarma A K. Simultaneous control of optical dipole force and coherence creation by super-Gaussian femtosecond pulses in Λ -like atomic systems[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(3): 033422.
- [27] Liu J C, Guo F F, Zhao Y N, et al. Time-frequency analysis of ultrafast dynamics in cascade three-level system driven by hyper-Gaussian pulses[J]. *Optics Communications*, 2019, 438: 25-33.
- [28] Liu J C, Guo F F, Zhao Y N, et al. Optical power limiting of ultrashort hyper-Gaussian pulses in cascade three-level system[J]. *Chinese Physics B*, 2018, 27(10): 104209.
- [29] Martin W C, Zalubas R. Energy levels of sodium Na I through Na XI[J]. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1981, 10(1): 153-196.
- [30] Sansonetti J E. Wavelengths, transition probabilities, and energy levels for the spectra of sodium (Na I-Na XI)[J]. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 2008, 37(4): 1659-1763.

Optical Dipole Forces of Laguerre-Gaussian Femtosecond Laser Pulses with High Radial Modes on Cascade Three-Level Atoms

Guan Wenhui¹, Wang Jian², Yuan Shuo¹, Abdul Gheyas Abdul Rashid¹, Guo Fenfen¹,
Liu Jicai^{1,3*}

¹*School of Mathematics and Physics, North China Electric Power University, Beijing 102206, China;*

²*School of Nuclear Science and Engineering, North China Electric Power University, Beijing 102206, China;*

³*Hebei Key Laboratory of Physics and Energy Technology, Baoding 071000, Hebei, China*

Abstract

Objective When atoms are exposed to a non-uniform laser field, there will be gradient potential due to the electric dipole interactions between the light field and the atoms, and therefore atoms will be subjected to the action of optical dipole forces. With the recent development of ultra-short laser technology and light manipulation techniques, new types of light fields with complex spatial structures are possible to be constructed. Meanwhile, the application of these new laser fields in optical tweezers to achieve special and accurate control of micro-particles becomes a hotspot in light-matter interactions. Compared with the fundamental transverse mode Gaussian beams, these laser fields, such as hollow Gaussian beam, Laguerre-Gaussian beam, Bessel-Gaussian beam, and Airy beam, have more complex field structures and special optical characteristics. Additionally, they can provide extensive controllable degrees of freedom and more atomic beam guidance pathways for laser manipulation. Our paper studies the electric dipole interactions between the femtosecond Laguerre-Gaussian laser pulses of high radial modes and the three-level atomic systems. The spatiotemporal distribution characteristics of optical potential traps and optical dipole forces exerted by different radial modes of the femtosecond Laguerre-Gaussian laser beams are analyzed. We also reveal the advantages of Laguerre-Gaussian laser beams with high radial modes in atom trapping and manipulation. This theoretical study is expected to give insight into the optical manipulation of micro-particles with structured optical laser fields and provide guidance for possible experimental studies.

Methods The semi-classical theory is employed to study the interactions of optical dipole forces between the femtosecond Laguerre-Gaussian laser pulses with high radial modes and the cascade three-level atoms. The laser field is treated with the classical Maxwell's theory and the atoms are treated with the quantum mechanical density matrix theory. Based on the density matrix theory, the optical Bloch equations for a cascade three-level system are derived without rotating wave approximation, and the coupled optical Bloch equation is solved numerically by utilizing the self-consistent numerical scheme. The induced electric dipole moments are then calculated from the product matrix trace of the density matrix operator and the electric dipole moment operator. The optical potentials and optical dipole forces are simulated for different radial modes of the femtosecond Laguerre-Gaussian lasers. Without generality loss, the atomic sodium is taken as the prototype for the cascade three-level atomic model, and the transitions from the ground state 3s to 3p and from 3p to 4s excited states of the sodium atom in the visible and infrared light bands respectively are chosen.

Results and Discussions When the three-level atomic systems are exposed to a Laguerre-Gaussian beam of the n -th radial mode, there will be $n+1$ optical potential wells/barriers formed for negative/positive laser field detuning. With the same peak intensity of the laser field, by increasing the radial mode number n , the depth of the main potential well/barrier remains constant, but the spatial range of the main potential well/barrier becomes narrower, and the optical dipole force becomes stronger due to the increasing radial gradient of the potential (Figs. 1 and 2). Therefore, the particles are bound in much narrower optical potentials induced by the Laguerre-Gaussian laser beams of the higher radial modes, which is more conducive to the accurate manipulation and capture of particles. The transverse dipole force exerted by a Laguerre-Gaussian beam of the n -th radial mode has $2n$ nodal circles in the radial direction, and the direction of the dipole force is opposite on both sides of a nodal circle due to the changing electric field gradient. Therefore, the atomic beam will be split and trapped in the optical potential wells at different positions (Figs. 3 and 4). When atoms are exposed to an ultra-short femtosecond laser field, the carrier-wave effect becomes important and the induced optical dipole force oscillates with a frequency two times the carrier-wave frequency of the laser field.

Conclusions This study provides insight into the optical manipulation of micro-particles in structured optical beam fields. Our attention is paid to the influence of the radial mode of the Laguerre-Gaussian beams on the optical potential and optical dipole force. The higher radial mode leads to steeper optical potential and larger optical dipole force. The Laguerre-Gaussian beam of the n -th radial mode will generate $n+1$ optical potential wells/barriers under negative/positive laser field

detuning, and the corresponding optical dipole force has $2n$ nodal circles in the radial direction with opposite signs on both sides of any nodal circle. Therefore, atoms can be split and bound in much narrower optical potentials induced by the Laguerre-Gaussian laser beams of higher radial modes, and the Laguerre-Gaussian laser beams of higher radial modes are beneficial to the accurate manipulation, capture, and steering of particles. In the time regime, the carrier-wave effect induced by the femtosecond laser pulse is important and the optical dipole force oscillates with a frequency two times the carrier-wave frequency of the laser field.

Key words quantum optics; optical dipole force; optical potential; Laguerre-Gaussian laser pulse; cascade three-level atomic system; density matrix equation