

极化角依赖的铯原子魔术波长光阱理论分析*

白建东¹⁾²⁾ 刘硕²⁾ 刘文元¹⁾ 颀琦¹⁾ 王军民^{2)3)†}

1) (中北大学半导体与物理学院物理系, 太原 030051)

2) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

3) (山西大学极端光学省部共建协同创新中心, 太原 030006)

(2022年11月28日收到; 2022年12月21日收到修改稿)

在对经激光预冷却的原子进行俘获的光学偶极阱中, 魔术波长光学偶极阱可以消除所关心的两原子态间跃迁的差分光频移, 使得光子在原子态间的跃迁频率与自由空间相同, 对于提高实验重复率、减弱原子的退相干具有重要意义, 使其在冷原子物理、量子光学、精密测量等领域已成为越来越重要的技术手段. 本文基于多能级模型理论计算了耦合铯原子 D2 线的 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态对光阱激光波长 (800—1000 nm) 依赖的动态极化率, 得到了俘获基态和激发态的光阱激光的魔术波长. 由于角动量大于 0.5 的原子态的极化率对极化角非常敏感, 本文以线偏振光阱激光为例, 讨论并分析了魔术波长与相应的魔术极化率对极化角的依赖关系, 得到了魔术极化角为 54.7° 以及该角度下的魔术波长分别为 886.4315 nm 与 934.0641 nm, 进一步分析了这两种情况下魔术条件的鲁棒性与实验操作的可行性.

关键词: 铯原子 D2 线, 动态极化率, 魔术波长光阱, 极化角

PACS: 31.15.ap, 31.15.-p, 32.70.Cs, 29.30.-h

DOI: 10.7498/aps.72.20222268

1 引言

中性原子的激光冷却与俘获技术对于研究原子的物理化学性质具有重要意义. 为了进一步实现原子的空间局域化以及操控单个原子、离子或分子, 光学偶极阱^[1,2](optical dipole trap, ODT) 俘获技术被提出, 并被广泛应用于冷原子物理、量子光学、精密测量等领域. 一般情况下, 实验中对于铷原子、铯原子等, 常用的远失谐 ODT 则采用 532 nm, 1064 nm 或 10.6 μm 的激光^[3,4], 主要是由于这类激光器性能稳定、技术更成熟、容易获得. 但因不是对应特定能级的魔术波长, 该类 ODT 在俘获原子的同时会不可避免地严重影响所关心原子跃迁的中心频率, 对于原子内态的相干操控和新型的光学频率

原子钟研究的影响尤其明显. 为了消除所关心的原子跃迁的上态和下态在 ODT 中存在与光强空间分布相联系的 AC Stark 频移, 可以在激发/辐射过程中关断 ODT. 然而, 这种方法会缩短原子的俘获寿命, 从而降低单光子的重复率. 实验上可通过构建蓝失谐暗 ODT^[5] 消除其 AC Stark 频移, 但是微米级的蓝失谐暗 ODT 通常需要更复杂的实验装置且不易操作. 魔术波长 ODT^[6] 巧妙地采用特定波长的激光束构建对于经激光预冷却原子的 ODT, 使得所关心原子跃迁的上态和下态的 AC Stark 频移完全相同, 从而既可以借助 ODT 实现冷原子的俘获, 同时可以消除所关心原子跃迁线中心频率受 ODT 的影响, 对于提高实验序列的重复率、减弱原子的退相干具有重要的意义. 近年来成为冷原子操控, 特别是原子内态相干操控的有力工具.

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFA1402002)、国家自然科学基金 (批准号: 12104417, 12104419) 和山西省基础研究计划 (批准号: 20210302124161, 20210302124689, 20210302124025) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wjjmm@sxu.edu.cn

将所关心的两原子态间跃迁的差分光频移为零时的俘获激光波长称为魔术波长. 由此光场构建的魔术波长 ODT 的概念首先由 Hidetoshi 等^[7]提出, 先后在铯原子^[8-10]和铷原子^[11]实验上得到实现, 并且在铯原子、镱原子、钙离子、汞原子光钟^[12-15]研究中得到了很好的应用, 对于提高光钟的稳定度和准确度具有极其重要的意义. McKeever 等^[8]于 2003 年计算了用于铯原子的魔术波长 ODT, 并构造了一个魔术波长驻波 ODT 用来俘获单个原子. 2010 年, Phoonthong 等^[9]测量了铯原子 $6S_{1/2}$ ($F=4$) — $6P_{3/2}$ ($F'=3$) 跃迁的差分光频移随俘获激光波长的变化规律. 2012 年, Wang 等^[16]分别对铯原子和 ^{87}Rb 原子的单色和双色魔术波长光阱进行了理论计算与分析. 2017 年, Liu 等^[10]采用 ODT 实现了单个铯原子的光学俘获, 并采用激光诱导荧光光谱的方法实验测量了其塞曼态跃迁的魔术俘获波长. 2019 年, Li 等^[17]理论计算并实验实现了铯原子的三重魔术光阱, 对单个铯原子俘获时间长达 46 s. 但是, 由于角动量大于 0.5 的原子态具有张量极化率, 其对极化角非常敏感. 因此, 研究并分析极化率与魔术波长对极化角的依赖关系, 对于实验上构建魔术波长光阱或光晶格具有重要的借鉴意义与参考价值.

本文针对铯原子 D2 线的魔术波长光阱俘获问题, 采用多能级模型计算了铯原子 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态的极化率对光阱激光波长的依赖关系, 得到俘获基态和激发态光阱的魔术波长. 以线偏振光阱激光为例, 研究并分析魔术波长与相应的魔术极化率对极化角的依赖关系, 获得魔术极化角以及该角度下的魔术波长, 并分析魔术俘获条件的鲁棒性.

2 原理与计算方法

为了实现原子较长时间的俘获, 同时保持其内态的相干性, 通常可以把原子俘获在保守的 ODT 中. 当原子处于光场中, 光场会诱导原子产生感生电偶极矩, 其相互作用势可以表示为^[1]

$$U = -\alpha(\omega) \frac{I}{2\epsilon_0 c}, \quad (1)$$

其中, I 为入射的 ODT 激光的光强, ϵ_0 为真空介电常数, c 为真空光速. 从 (1) 式可以看出, 相互作用势能 U 正比于极化率和激光的光强 I , 并且它是一个偶极势. 因此, 原子会受到偶极势的梯度产生

的偶极力作用, 从而将其俘获在 ODT 中, 如图 1 所示. 当由单模高斯激光束形成的远红失谐 ODT 激光的波长为魔术波长时, 光子的跃迁并不会依赖两原子态间的差分光频移. $\alpha(\omega)$ 为动态电极化率, 它是描述在外电场的作用下原子或分子的电子云分布偏离正常分布的程度, 其表达式如下^[18]:

$$\alpha_i(\omega) = \alpha_i^S(\omega) + A \cos \theta_k \frac{m_{j_i}}{2j_i} \alpha_i^V(\omega) + \left(\frac{3\cos^2\theta_p - 1}{2} \right) \frac{3m_{j_i}^2 - j_i(j_i + 1)}{j_i(2j_i - 1)} \alpha_i^T(\omega), \quad (2)$$

式中, A 表示圆偏振度, j 和 m_j 分别表示电子的总角动量子数与磁量子数, θ_k 为波矢 \hat{k} 与量子化轴 \hat{e}_Z 之间的夹角, 并且满足如下关系 $\cos \theta_k = \hat{k} \cdot \hat{e}_Z$, θ_p 是与偏振矢量 $\hat{\epsilon}$ 和量子化轴 \hat{e}_Z 相关的物理量, 并且 θ_p 与 θ_k 满足几何关系 $\cos^2\theta_k + \cos^2\theta_p \leq 1$. $\alpha_i^S(\omega)$, $\alpha_i^V(\omega)$ 和 $\alpha_i^T(\omega)$ 分别表示标量极化率、矢量极化率和张量极化率, 表达式如下:

$$\begin{aligned} \alpha_i^S(\omega) &= \sum_n \frac{f_{in}}{\Delta E_{ni}^2 - \omega^2} + \alpha_{\text{core}}, \\ \alpha_i^V(\omega) &= -3\sqrt{\frac{6j_i(2j_i+1)}{j_i+1}} \sum_n (-1)^{j_n+j_i} \\ &\quad \times \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ j_i & j_i & j_n \end{matrix} \right\} \frac{f_{in}}{\Delta E_{ni}^2 - \omega^2} \cdot \frac{\omega}{\Delta E_{ni}}, \\ \alpha_i^T(\omega) &= 6\sqrt{\frac{5j_i(2j_i-1)(2j_i+1)}{6(j_i+1)(2j_i+3)}} \sum_n (-1)^{j_n+j_i} \\ &\quad \times \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ j_i & j_i & j_n \end{matrix} \right\} \frac{f_{in}}{\Delta E_{ni}^2 - \omega^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

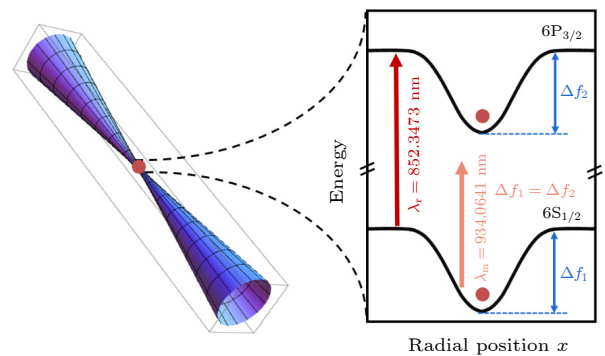


图 1 由单模高斯激光束俘获的单个铯原子示意图. 在铯原子 (852.3473 nm) D2 线附近 934.0641 nm 魔术波长处, $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态经历相同的光频移 $\Delta f_1 = \Delta f_2$

Fig. 1. Diagram of a single cesium atom captured by a single-mode Gaussian laser beam. At the magic wavelength of 934.0641 nm near the cesium atomic (852.3473 nm) D2 line, the $6S_{1/2}$ ground state and the $6P_{3/2}$ excited state experience the same light shift $\Delta f_1 = \Delta f_2$.

式中, α_{core} 表示原子的核极化率, 几乎不随激光频率的变化而变化, 近似看作常数^[19]. 对于铯原子, $\alpha_{\text{core}} = 15.81$ a.u. 跃迁强度 f_{in} 为^[20]:

$$f_{in} = \frac{2\Delta E_{ni}}{3(2j_i + 1)} |\langle \psi_i || rC^1(\hat{r}) || \psi_n \rangle|^2, \quad (4)$$

式中, $C^1(\hat{r})$ 为一阶球谐张量, $\Delta E_{ni} = E_n - E_i$ 和 $\langle \psi_i || rC^1(\hat{r}) || \psi_n \rangle$ 分别表示从 $|\psi_n\rangle$ 态向 $|\psi_i\rangle$ 态跃迁的能量差与约化的跃迁矩阵元.

从 (3) 式可以看出, $|\psi_i\rangle$ 态的极化率来源于满足电偶极跃迁选择定则的所有其他原子态 $|\psi_n\rangle$ 对其的贡献. 由于高激发态向基态和低激发态跃迁的光子能量大且电偶极跃迁的矩阵元较小, 所以高激发态对其极化率的贡献非常小. 因此, 本文基于多能级模型^[21] 计算了铯原子 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态的动态极化率, 原子态 $|\psi_n\rangle$ 的主量子数的取值范围上限为 $n = 20$. 对于 $6S_{1/2}$ 基态极化率的计算, 需要考虑 $P_{1/2}$ 与 $P_{3/2}$ 态的贡献, 原子态 $|\psi_n\rangle$ 的主量子数的取值范围为 $n = 6-20$; 对于激发态 $6P_{3/2}$ 极化率的计算, 需要考虑 $S_{1/2}$, $D_{3/2}$ 和 $D_{5/2}$ 态的贡献, 此时, S 态和 D 态主量子数取值的下限分别为 $n = 6$ 与 $n = 4$.

3 结果与讨论

以线偏振光为例, 详细讨论铯原子基态和激发态的极化率随光阱激光波长的变化规律, 并找到其对应的魔术光阱激光波长. 对于铯原子 $6S_{1/2}$ 基态, 其总角动量为 $1/2$, 根据 (2) 式可知其总极化率不包含张量极化率. 在线偏振情况下, (2) 式中的圆偏振度 $A=0$, 原子的总极化率变为

$$\alpha_i(\omega) = \alpha_i^S(\omega) + \left(\frac{3\cos^2\theta_p - 1}{2} \right) \times \frac{3m_{j_i}^2 - j_i(j_i + 1)}{j_i(2j_i - 1)} \alpha_i^T(\omega). \quad (5)$$

从 (5) 式可以看出, 原子的极化率不仅依赖于激光频率的变化, 还与极化角 θ_p 有关. 对于基态, 仅需考虑其标量极化率; 而对于 $6P_{3/2}$ 激发态, 必须同时考虑标量和张量极化率的贡献.

本文讨论了两种特殊情况下原子的动态极化率对光阱激光波长的依赖关系, 如图 2 所示. 其中, 图 2(a) 表示量子化轴方向同时垂直于波矢方向和极化矢量方向 ($\hat{e} \perp \hat{k}$, $\hat{e} \perp \hat{\epsilon}$), 即 $|\cos\theta_p|^2 = 0$; 图 2(b) 表示量子化轴方向垂直于波矢方向且平行于极化

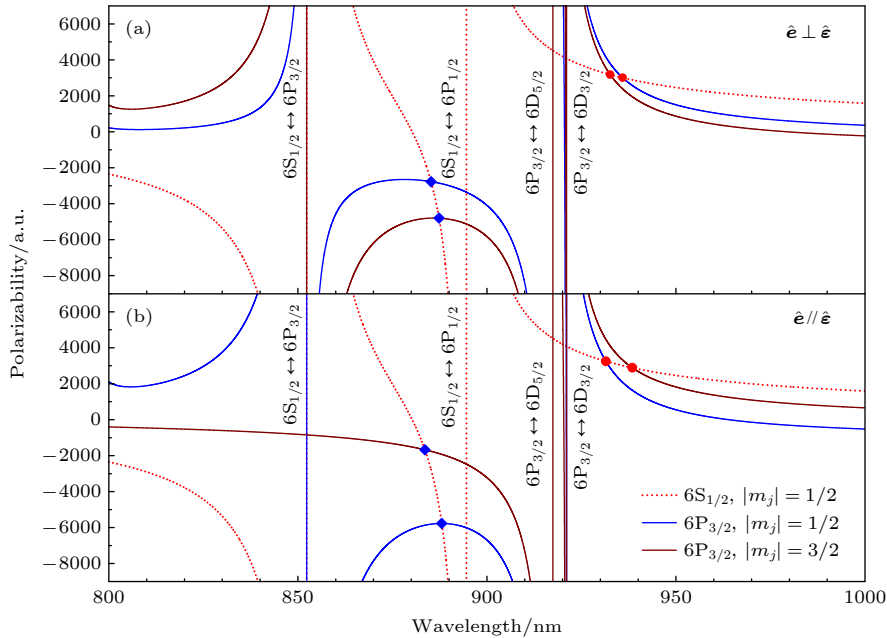


图 2 线偏振光情况下, 铯原子基态 (红色虚线) 与激发态 (实线) 的动态极化率 (极化率曲线的交点对应的横坐标为魔术波长) (a) 量子化轴方向同时垂直于波矢方向和极化矢量方向; (b) 量子化轴方向垂直于波矢方向, 平行于极化矢量方向

Fig. 2. Dynamic polarizabilities of ground state (red dashed line) and excited state (solid line) of cesium atom for linearly polarized light (The horizontal coordinate corresponding to the intersection of the polarizability curve is called the magic wavelength): (a) The quantized axis is perpendicular to both the wave vector and the polarization vector; (b) the quantized axis is perpendicular to the wave vector and parallel to the polarization vector.

矢量方向 ($\hat{e} \perp \hat{k}$, $\hat{e} // \hat{\varepsilon}$), 即 $(|\cos \theta_p|^2 = 1)$. 图 2 红色虚线表示铯原子基态的动态极化率曲线, 蓝色与棕色实线分别表示铯原子 $6P_{3/2}$ 激发态 $|m_j| = 1/2$ 和 $|m_j| = 3/2$ 的动态极化率. 在激光波长为 800—1000 nm 范围内, 基态与激发态的极化率曲线相交于 4 点, 交点对应的两态原子极化率相等, 其相应的横坐标为魔术波长. 根据 (1) 式可知, 在魔术波长位置处, ODT 对于基态与激发态原子的势阱深度相同, 即原子在两态之间跃迁并不依赖于其差分光频移. 图 2(a) 中的 4 个魔术波长分别为 885.2400, 887.3477, 932.6328, 935.9259 nm, 相应的魔术极化率分别为 -2771.19, -4800.47, 3181.96, 3006.41 a.u. 图 2(b) 中的 4 个魔术波长分别为 883.6221, 888.0754, 931.4814, 938.5069 nm, 相应的魔术极化率分别为 -1673.94, -5771.35, 3249.57, 2884.56 a.u.

由于魔术波长会受到极化角 θ_p 的影响, 所以我们研究并分析了魔术波长与魔术极化率对极化角的依赖关系. 图 3(a) 和图 3(b) 分别为在 $6S_{1/2} \leftrightarrow 6P_{1/2}$ 跃迁线附近, 魔术波长与魔术极化率对极化角的依赖关系. 从 $6S_{1/2}$ 基态到 $6P_{3/2} |m_j| = 1/2$ 与 $6P_{3/2} |m_j| = 3/2$ 态跃迁的魔术波长与魔术极化率分别交于一点, 对应的极化角为 54.7° , 且 $|\cos \theta_p|^2 =$

$1/3$ ^[22]. 此时, 相应的魔术波长与魔术极化率分别为 886.4315 nm 与 -3804.84 a.u. 由 (1) 式可知, 极化率为负数时, ODT 的偶极势为正, 即该光阱对于基态原子和激发态原子都是排斥势. 因此, 可以通过空心光束构建瓶子状光阱将其俘获在激光光强最弱的位置处. 但是, 该光阱的构建相对比较复杂, 不适用于大规模光阱阵列的形成.

图 4(a) 和图 4(b) 分别为在 $6P_{3/2} \leftrightarrow 6D_{3/2}$ 跃迁线附近, 魔术波长与魔术极化率对极化角的依赖关系. 从 $6S_{1/2}$ 基态到 $6P_{3/2} |m_j| = 1/2$ 与 $6P_{3/2} |m_j| = 3/2$ 态跃迁的魔术波长与魔术极化率也分别交于一点, 对应的极化角同样满足 $|\cos \theta_p|^2 = 1/3$. 此时, 对应的魔术波长与魔术极化率分别为 934.0641 nm 与 3102.60 a.u. 由 (1) 式可知, 极化率为正数时, 由单模单频高斯激光束形成的 ODT 对于基态原子和激发态原子都是吸引势, 可以将其俘获在光强最强的位置处, 并且光子在这两个原子态间跃迁的差分光频移与自由空间相同, 如图 1 所示.

在魔术极化角下, 基态与激发态的动态极化率曲线如图 5 所示, 激发态 $6P_{3/2} |m_j| = 1/2$ 与 $6P_{3/2} |m_j| = 3/2$ 态的动态极化率曲线重合. 因此, 在魔术极化角下, 原子的动态极化率不依赖于角动量磁量子数. 对于铯原子 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态,

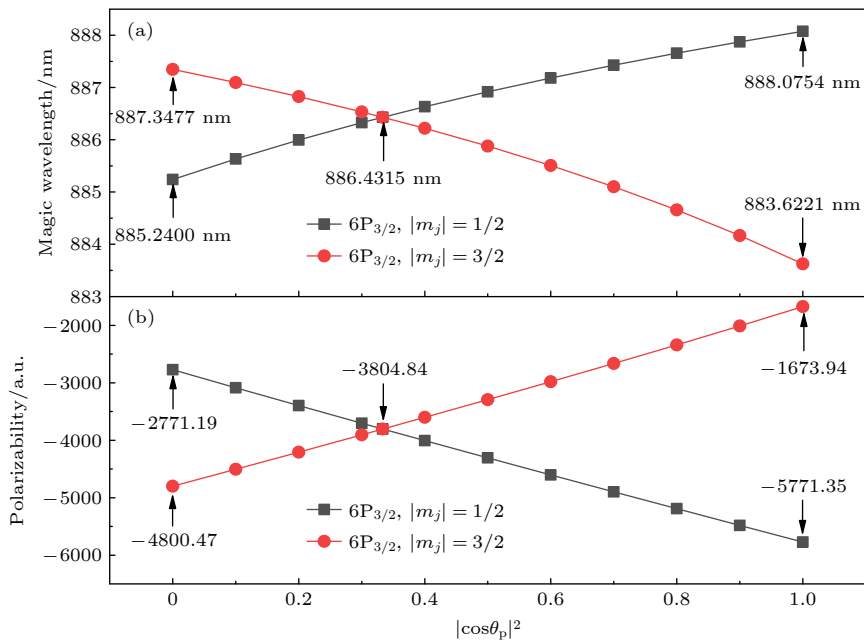


图 3 在 $6S_{1/2} \leftrightarrow 6P_{1/2}$ 跃迁线附近, (a) 魔术波长随极化角的变化关系曲线; (b) 在魔术波长位置处, 魔术极化率随极化角的变化关系曲线

Fig. 3. Near the $6S_{1/2} \leftrightarrow 6P_{1/2}$ transition, (a) the curve of the magic wavelength with the polarization angle; (b) the curve of the magic polarizability with the polarization angle at the position of magic wavelength.

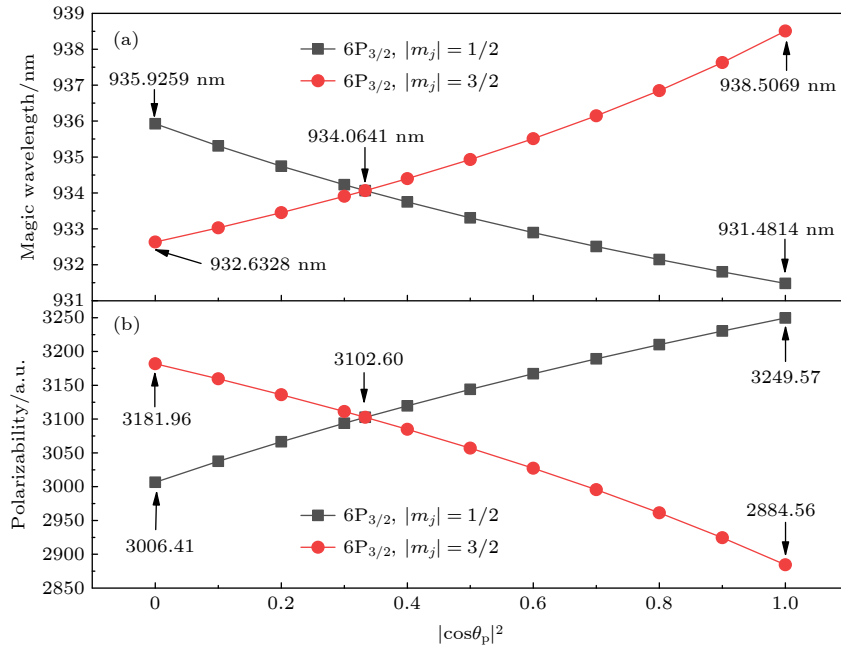


图 4 (a) 在 $6P_{3/2} \leftrightarrow 6D_{3/2}$ 跃迁线附近, 魔术波长随极化角的变化关系曲线; (b) 在魔术波长位置处, 魔术极化率随极化角的变化关系曲线

Fig. 4. (a) Near the $6P_{3/2} \leftrightarrow 6D_{3/2}$ transition, the curve of the magic wavelength with the polarization angle; (b) the curve of the magic polarizability with the polarization angle at the position of magic wavelength.

在 $6S_{1/2} \leftrightarrow 6P_{1/2}$ 跃迁线附近, 其魔术波长与魔术极化率分别是 886.4315 nm 与 -3804.84 a.u., 由单模高斯激光束形成的 ODT 对 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态原子都是排斥势, 会将其推出阱外; 在 $6P_{3/2} \leftrightarrow 6D_{3/2}$ 跃迁线附近, 其魔术波长与魔术极化率分别是 934.0641 nm 与 3102.60 a.u., 由单模高斯激

光束形成的 ODT 对 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态原子都是吸引势, 会将其俘获在势阱的中心附近。

在光晶格中, 典型的阱深约为 $10E_r - 100E_r$, 其中 $E_r = h^2 / (2m\lambda^2)$ 为单光子反冲能量, h 为普朗克常数, m 为单个原子的质量, λ 为原子所散射的光场的波长. 光阱的阱深为 $U = k_B T$, 其峰值光强为 $I = 2P / (\pi w_0^2)$, 其中, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为光阱中原子的等效温度, P 和 w_0 分别为光阱激光的功率与束腰位置处的腰斑半径. 当光阱的阱深为 $50E_r$, $100E_r$ 和 $150E_r$ 时, 该能量对应的温度 T 约为 5, 10, 15 μK . 将以上参数代入 (1) 式, 可得到形成以上几种光阱所需光阱激光功率与束腰位置处腰斑半径的变化关系, 如图 6 所示. 束腰越大, 需要的光阱激光功率越高; 当束腰相同时, 形成势阱的阱深越深, 所需激光功率也越高. 典型地, 形成阱深为 $100E_r$ 的光阱, 当束腰半径为 50 μm 时, 所需激光功率约为 56 mW, 这些参数在正常的实验条件下就可以满足。

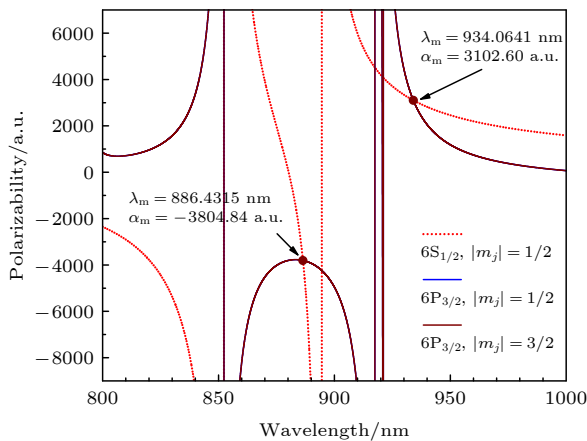


图 5 当极化角为魔术角时, 铯原子基态 (红色虚线) 与激发态 (实线) 的动态极化率, 极化率曲线的交点对应的横坐标为魔术波长

Fig. 5. Dynamic polarizabilities of ground state (red dashed line) and excited state (solid line) of cesium atom at the magic angle. The horizontal coordinate corresponding to the intersection of the polarizability curve is the magic wavelength.

为了评估在魔术极化角下魔术光阱的鲁棒性, 图 7 给出了 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态之间势阱的深度差与势阱深度之比 (即势阱的变化率, $\Delta U / U_m$) 随光阱激光波长相对魔术波长的偏移量 $\Delta\lambda$ 的变化关系. 其中, 蓝色和红色曲线分别表示在魔术

波长 λ_m 为 886.4315 nm 和 934.0641 nm 附近, 势阱的相对变化率随激光波长偏移量的变化. 当光阱激光波长变化量为 ± 0.5 nm 时, 相比于魔术波长为 886.4315 nm 的光阱, 魔术波长为 934.0641 nm 的光阱其偶极势相对变化率更小, 在 $\pm 3\%$ 之内; 当光阱激光波长变化量为 ± 0.01 nm 时, 魔术波长为 934.0641 nm 的光阱其偶极势相对变化率仅小于 $\pm 0.06\%$ (如图 7 的插图所示), 其鲁棒性更好. 进一步考虑到由单模高斯激光束形成的 934.0641 nm 魔术光阱对 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态均为势阱, 更容易拓展成多原子阵列或光晶格.

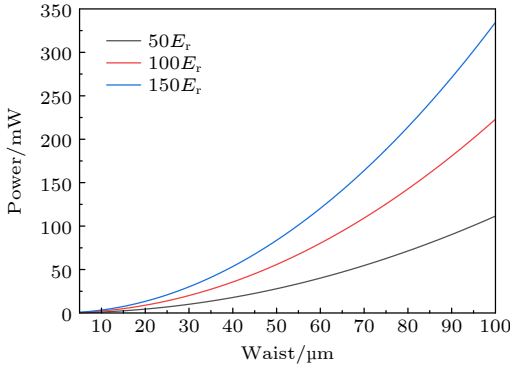


图 6 当光阱的阱深分别为 $50E_r$, $100E_r$ 和 $150E_r$ 时, 所需光阱激光的功率随其束腰半径的变化关系

Fig. 6. When the well depths of the ODT are $50E_r$, $100E_r$, and $150E_r$, the required power of the ODT laser varies with the beam waist radius.

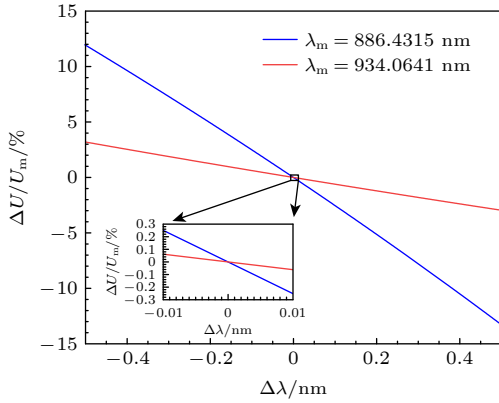


图 7 针对 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态的光学偶极阱, 其相对势阱深度随形成光学偶极阱激光波长的变化关系, 其中插图即为光阱激光波长在 ± 0.01 nm 范围内变化时, 相对势阱深度的变化

Fig. 7. For the optical dipole trap of $6S_{1/2}$ ground state and $6P_{3/2}$ excited state, the relative potential well depth varies with the laser wavelength forming the optical dipole trap. The illustration shows the relative potential well depth varies with the trapping laser wavelength in the range of ± 0.01 nm.

对于理想的线偏振光, 左旋波与右旋波所占比例相等. 然而, 在实际实验中, 激光具有有限消光比, 特别是激光被强聚焦形成光学偶极阱时, 在其束腰位置处的椭圆度会发生微小变化. 在光学元器件有限消光比的实际情形下, 可用理想线偏振光束退偏为一定椭圆度的长椭圆偏振光束来近似地去描述, 下文将讨论其对魔术波长光阱的影响. 假设磁场与偏振矢量之间的夹角为 φ , $\varphi = 0$ 为理想的 π 偏振, $\varphi = \pi/2$ 为理想的 σ_{\pm} 偏振, 那么对于线偏振光, 原子态在任意 φ 处的极化率可表示为^[23]

$$\alpha_{\varphi}(i, \varphi, \lambda) = \frac{1}{2} [\alpha(i, 1, \lambda) + \alpha(i, -1, \lambda)] \times \sin^2 \varphi + \alpha(i, 0, \lambda) \cos^2 \varphi. \quad (6)$$

考虑到 $\alpha(g, 1, \lambda) = \alpha(g, -1, \lambda)$, 并结合 (1) 式和 (6) 式, 可得基态与激发态之间的差分光频移为

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_{ge} = U_g - U_e \\ &= - \{ [\alpha(g, 1, \lambda) - \alpha(e, 1, \lambda)] \sin^2 \varphi \\ &\quad + [\alpha(g, 0, \lambda) - \alpha(e, 0, \lambda)] \cos^2 \varphi \} \frac{I}{2\epsilon_0 c}, \quad (7) \end{aligned}$$

其中 g 和 e 分别表示 $6S_{1/2}$ 与 $6P_{3/2} |m_j| = 1/2$ 或 $6P_{3/2} |m_j| = 3/2$ 态. 图 8 给出了 $|\cos \theta_k|^2 = 1/3$ 时魔术波长为 934.0641 nm 的线偏振光的有限椭圆度对该光阱的影响. 如果线偏振光阱激光的椭圆度变化 10%, 对于俘获铯原子基态 $6S_{1/2}$ 与激发态 $6P_{3/2} |m_j| = 1/2$ 和 $6P_{3/2} |m_j| = 3/2$ 光阱来说, 其相对势阱深度变化率分别仅为 0.61% 与 1.07%. 在这种情况下, 几乎不需要考虑矢量极化率的影响.

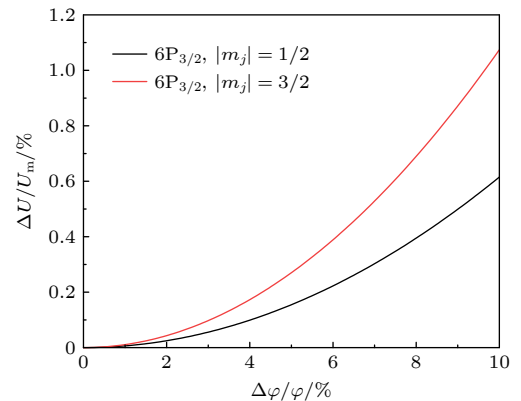


图 8 针对 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态的光学偶极阱, 其相对势阱深度随形成光学偶极阱线偏振激光椭圆度的变化

Fig. 8. For the ODT of the $6S_{1/2}$ ground state and $6P_{3/2}$ excited state, the relative potential well depth varies with the ellipsoid degree of the linearly-polarized laser forming the ODT.

因此,由 934.0641 nm 激光形成的魔术波长光阱具有非常好的鲁棒性.

4 结 论

本文采用多能级模型理论计算了铯原子 D2 线 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态的动态极化率,得到俘获两态原子的魔术波长光阱条件.以线偏振光阱激光为例,研究并分析了魔术波长与魔术极化率对极化角的依赖关系,得到了魔术极化角为 54.7° 以及该角度下的魔术条件.对于铯原子 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态,在 $6S_{1/2} \leftrightarrow 6P_{1/2}$ 跃迁线附近,其魔术波长与魔术极化率分别是 886.4315 nm 与 -3804.84 a.u.; 在 $6P_{3/2} \leftrightarrow 6D_{3/2}$ 跃迁线附近,其魔术波长与魔术极化率分别是 934.0641 nm 与 3102.60 a.u. 进一步对比分析了光阱激光波长在 800—1000 nm 范围内,两种光阱的优缺点与魔术条件的鲁棒性.由 934.0641 nm 魔术波长激光形成的光阱,对于铯原子 $6S_{1/2}$ 基态和 $6P_{3/2}$ 激发态均为势阱,原子在两态之间跃迁不依赖于其差分光频移,并且其魔术条件的鲁棒性更好.本文的分析可为铯原子魔术光阱俘获实验的设计与构建提供有益的参考,在量子计算、量子模拟和量子精密测量领域中具有重要的应用价值.

参考文献

- [1] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B 2000 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42** 95
- [2] Monroe C, Swann W, Robinson H, Wieman C 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1571
- [3] Barredo D, Lienhard V, Scholl P, de Léséleuc S, Boulier T, Browaeys A, Lahaye T 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 023201
- [4] He J, Wang J, Yang B D, Zhang T C, Wang J M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3404
- [5] Li G, Zhang S, Isenhower L, Maller K, Saffman M 2012 *Opt. Lett.* **37** 851
- [6] Ye J, Kimble H J, Katori H 2008 *Science* **320** 1734
- [7] Katori H, Ido T, Kuwata-Gonokami M 1999 *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** 2479
- [8] McKeever J, Buck J R, Boozer A D, Kuzmich A, Nagerl H C, Stamper-Kurn D M, Kimble H J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 133602
- [9] Phoonthong P, Douglas P, Wickenbrock A, Renzoni F 2010 *Phys. Rev. A* **82** 013406
- [10] Liu B, Jin G, Sun R, He J, Wang J M 2017 *Opt. Express* **25** 15861
- [11] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, Katori H 2005 *Nature* **435** 321
- [12] Liu P L, Huang Y, Bian W, Shao H, Guan H, Tang Y B, Li C B, Mitroy J, Gao K L 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 223001
- [13] Huang Y, Guan H, Liu P, Bian W, Ma L, Liang K, Li T, Gao K 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 013001
- [14] Dörscher S, Huntemann N, Schwarz R, Lange R, Benkler E, Lipphardt B, Sterr U, Peik E, Lisdat C 2021 *Metrologia* **58** 015005
- [15] McFerran J J, Yi L, Mejri S, Di Manno S, Zhang W, Guéna J, Le Coq Y, Bize S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 183004
- [16] Wang J M, Cheng Y J, Guo S L, Yang B D, He J 2012 *Proc. SPIE* **8440** 84400Q
- [17] Li G, Tian Y, Wu W, Li S, Li X, Liu Y, Zhang P, Zhang T 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 253602
- [18] Kien F L, Schneeweiss P, Rauschenbeutel A 2013 *Eur. Phys. J. D* **67** 92
- [19] Mitroy J, Safronova M S, Clark C W 2010 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **43** 202001
- [20] Šibalić N, Pritchard J D, Adams C S, Weatherill K J 2017 *Comput. Phys. Commun.* **220** 319
- [21] Wang J M, Guo S L, Ge Y L, Cheng Y J, Yang B D, He J 2014 *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **47** 095001
- [22] Bai J D, Wang X, Hou X K, Liu W Y, Wang J M 2022 *Photonics* **9** 303
- [23] Gogyan A, Tecmer P, Zawada M 2021 *Opt. Express* **29** 8654

Theoretical analysis of polarization-angle-dependent magic-wavelength optical dipole trap of Cs atoms^{*}

Bai Jian-Dong¹⁾²⁾ Liu Shuo²⁾ Liu Wen-Yuan¹⁾ Jie Qi¹⁾ Wang Jun-Min^{2)3)†}

1) (*Department of Physics, School of Semiconductor and Physics, North University of China, Taiyuan 030051, China*)

2) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 28 November 2022; revised manuscript received 21 December 2022)

Abstract

Laser cooling and trapping of neutral atoms is of great significance for studying the physical and chemical properties of atoms. To further realize the spatial localization of atoms, optical dipole trap (ODT) was proposed to manipulate individual atoms, ions or molecules and has become an increasingly important technique in the field of cold atomic physics and quantum optics. To eliminate the differential light shift of transitions between atomic states, ODT can be turned off during excitation/radiation. However, it will shorten the trap lifetime of the atom and reduce the repetition rate of the single photon. The AC stark shift can be eliminated experimentally by constructing blue-detuned dark ODT, but the micron-level dark ODT usually requires more complex experimental equipment and is not easy to operate. Therefore, magic-wavelength ODT was constructed to realize that the transition frequency of photons between atomic states is the same as in free space. When the trapping laser makes the differential light shift of the transition between the two atomic states zero, the laser wavelength is called the magic wavelength. The magic-wavelength ODT can eliminate the differential light shift of the transition between atoms, improve the repetition rate of the experimental sequence and weaken the atomic decoherence. In recent years, it has become a powerful tool for manipulating cold atoms, especially for coherently manipulating the atomic inner states. In the present work, with the theory of multi-level model, we calculate the dynamic electric polarizability of the $6S_{1/2}$ ground state and the $6P_{3/2}$ excited state connecting the D2 line of cesium atom in a range of 800–1000 nm, and obtain the magic wavelength of the optical trapping laser to trap the ground state and the excited state. Since the polarizability of atomic states with angular momentum greater than 0.5 is very sensitive to the polarization angle, the polarization-angle-dependent magic wavelength and the corresponding magic polarizability are analyzed by taking the linearly-polarized trapping laser for example. The magic polarization angle is 54.7° and the magic wavelength at this angle are 886.4315 and 934.0641 nm, respectively. The robustness of the magic conditions and the feasibility of the experimental operation are further analyzed.

Keywords: cesium atomic D2 line, dynamic polarizability, magic-wavelength optical dipole trap, polarization angle

PACS: 31.15.ap, 31.15.-p, 32.70.Cs, 29.30.-h

DOI: 10.7498/aps.72.20222268

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2021YFA1402002), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12104417, 12104419), and the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant Nos. 20210302124161, 20210302124689, 20210302124025).

[†] Corresponding author. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn



极化角依赖的铯原子魔术波长光阱理论分析

白建东 刘硕 刘文元 颀琦 王军民

Theoretical analysis of polarization-angle-dependent magic-wavelength optical dipole trap of Cs atoms

Bai Jian-Dong Liu Shuo Liu Wen-Yuan Jie Qi Wang Jun-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 063102 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222268

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222268>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于参量放大器的铯原子 D_2 线明亮偏振压缩光源的产生

Generation of bright polarization squeezed light at cesium D_2 line based on optical parameter amplifier

物理学报. 2020, 69(1): 014207 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191009>

锶原子光晶格钟自旋极化谱线的探测

Interrogation of spin polarized clock transition in strontium optical lattice clock

物理学报. 2018, 67(7): 070601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172759>

对应于铯原子 D_1 线连续可调谐正交压缩态光场的制备

Preparation of continuously tunable orthogonal squeezed light filed corresponding to cesium D_1 line

物理学报. 2022, 71(4): 044203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211382>

蓝移阱中单个铯原子基态磁不敏感态的相干操控

Measurement of magnetically insensitive state coherent time in blue dipole trap

物理学报. 2020, 69(8): 080301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20192001>

Be^+ 离子和Li原子极化率和超极化率的理论研究

Theoretical study of polarizabilities and hyperpolarizabilities of Be^+ ions and Li atoms

物理学报. 2021, 70(4): 043101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201386>

铯原子激发态双色偏振光谱

Investigation of the two-color polarization spectroscopy between the excited states based on cesium atoms

物理学报. 2019, 68(11): 113201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181872>