

基于红失谐高斯光束的冷原子束流长距离传输

刘乾^{1,2}, 谢昱^{1,2}, 李琳^{1,2}, 梁昂昂^{1,2}, 李文文^{1,2}, 程鹤楠^{1,2}, 方苏¹,
刘亮^{1***}, 汪斌^{1**}, 吕德胜^{1*}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学材料科学与光电技术学院, 北京 100000

摘要 提出了一种利用红失谐高斯光束偶极力实现二维磁光阱长距离传输冷原子束的方案。利用二能级原子所受散射力公式分析并构造了⁸⁷Rb 原子在光偶极阱二维磁光阱(2D-ODT MOT)中的受力公式, 考虑了原子与背景气体碰撞的影响, 利用四阶龙格-库塔法求解原子运动方程, 获得原子的运动轨迹, 统计并求出原子在不同高斯光束失谐以及功率条件作用下进入差分泵浦范围的原子数。实验验证了在红失谐高斯光束与原子束推送光相互组合的 4 种工作状态下科学实验腔中磁光阱冷原子装载情况。理论与实验结果表明: 基于红失谐高斯光束的二维磁光阱长距离传输冷原子束的效果提升显著, 科学腔原子装载效率明显提升、原子数目明显增加。

关键词 原子与分子物理学; 二维磁光阱; 光偶极力; 冷原子束; 直接蒙特卡罗模拟

中图分类号 O562

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.2102001

Long-Distance Transmission of Cold Atomic Beams Based on Red-Detuned Gaussian Beams

Liu Qian^{1,2}, Xie Yu^{1,2}, Li Lin^{1,2}, Liang Ang'ang^{1,2}, Li Wenwen^{1,2}, Cheng Henan^{1,2},
Fang Su¹, Liu Liang^{1***}, Wang Bin^{1**}, Lü Desheng^{1*}

¹Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²College of Materials Science and Opto-Electronic Technology, University of Chinese Academy of Sciences,
Beijing 100000, China

Abstract This paper presents a scheme for the long-distance transmission of cold atomic beams by two-dimensional magneto-optical traps based on the optical dipole force of red-detuned Gaussian beams. The scattering force equation of two-level atoms is used to analyze the forces on ⁸⁷Rb atoms in a two-dimensional magneto-optical trap with an optical dipole trap (2D-ODT MOT). In consideration of collisions of atoms with the background gas, the equations of atomic motion are solved by the fourth-order Runge-Kutta method and the trajectories of the atoms are obtained. The number of atoms entering the differential pumping range at different detunings of Gaussian beams and different powers is counted. Finally, the loading of cold atoms in magneto-optical traps of the science chamber is experimentally verified for four operating states in which the red-detuned Gaussian beam and the push light of atomic beams are combined. The theoretical and experimental results show that the 2D-ODT MOT based on the red-detuned Gaussian beam is effective in transmitting cold atomic beams over long distances. Both the loading efficiency and the number of atoms loaded in the science chamber are increased significantly.

Key words atomic and molecular physics; two-dimensional magneto-optical trap; optical dipole force; cold atomic beam; direct Monte Carlo simulation

OCIS codes 020.7010; 020.3320; 020.1335

收稿日期: 2021-04-25; 修回日期: 2021-05-13; 录用日期: 2021-05-24

基金项目: 国家自然科学基金(U1730126)、中国科学院青年创新促进会资助课题

通信作者: *dslv@siom.ac.cn; **wangbin@siom.ac.cn; ***liang.liu@siom.ac.cn

1 引言

冷原子束具有低平均速度下的高通量、窄速度分布、小发散和高稳定性等特点,在量子光学、原子干涉仪、玻色-爱因斯坦凝聚,以及冷原子喷泉钟等一系列实验中扮演着越来越重要的角色,并广泛应用于原子干涉测量^[1-4]、原子钟^[5-7]、冷原子碰撞^[8]、量子光学^[9]等领域。冷原子束在以上科学领域主要是用于在超高真空科学实验腔中快速装载磁光阱。

直接从背景气体中装载冷原子是一种简单且方便的方法,但背景真空度与俘获原子数是一对矛盾,真空度越高,能俘获的原子数越少。通常情况下装载冷原子的时间约 10 s,当背景蒸气压力约为 10^{-9} mbar (1 mbar=100 Pa) 时,这样的阱产生的冷原子云中的原子少于 10^8 个^[10],而制备玻色-爱因斯坦凝聚体时,通常需要背景真空度优于 10^{-10} mbar 量级。要解决超高真空与冷原子数之间的矛盾,通常需要将差分管与一个冷原子源设备连接。传统冷原子束源主要分为两大类。其中一类基于塞曼频移补偿多普勒效应,用于实现原子的冷却和减速的塞曼减速器^[11]。另外一类基于激光冷却的二维磁光阱(2D MOT)。根据二维磁光阱构型,传统冷原子束源可以分为低速原子强束流源(LVIS)^[12-14]、移动光学黏团(Moving Molasses MOT)^[15]、纯二维磁光阱(Pure 2D MOT)^[16]和 2D+MOT^[17-23]。

传统的超冷原子实验系统设计中,差分管入口要尽可能靠近 2D MOT 原子中心,这就可以有效地减小原子束流在传输过程中的径向扩散带来的影响。但是,现实情况中许多超冷原子实验系统是基于商品化超高真空腔体元件搭建完成。经常出现差分管入口距离 2D MOT 腔体中心较远(超过

10 cm)的情况,而差分管的通孔直径有限,因此原子束流在飞行过程中的径向扩散必然造成最终进入差分管的原子数减少。因此针对长距离传输的冷原子束,目前已有的解决方案是利用蓝失谐的空心光束构造出空心光束二维磁光阱(2D-HP MOT)^[24],据报道,该方案可以有效地约束原子束的径向扩散,实现长距离传输。除此之外,还有方案利用功率接近 1 W、失谐达到 -10 GHz 的高斯光束进行冷原子束远距离(达到 60 cm)传输的方案^[25]。

本文提出利用高斯光束偶极力以及对应辐射压力减弱原子束在远距离传输中的径向扩散的方案,这里将该方案称为光偶极阱二维磁光阱(2D-ODT MOT)。本方案可以利用较低功率、大失谐的高斯光束实现,另外方案本身利用单透镜构造冷原子束聚束所需的高斯光场,具有结构简单、容易实施的优点。本方案最终利用直接蒙特卡罗^[26-27]模拟法,以及磁光阱中冷原子装载实验进行了验证。实验结果表明,基于红失谐高斯光束的 2D MOT 可以有效提升冷原子束的长距离传输效果。

2 工作原理及理论模型

2.1 2D-ODT MOT 工作原理

光对原子的作用力不仅有辐射压力,还有偶极力。在高斯光束轴向的辐射压力以及径向的偶极力的作用下,2D MOT 中产生的原子束轴向被加速,径向受到束缚,这类似于在 2D+MOT 构型的二维磁光阱中心轴向加上一个原子“透镜”。光偶极阱使得原子束的径向扩散得到有效的抑制,并且对于重力还有一定的抵消作用,这将大大提高差分管的传输效率和科学实验中磁光阱的装载速率,并增大最终装载的原子数。

2D-ODT MOT 的结构如图 1 所示,4 个矩形线

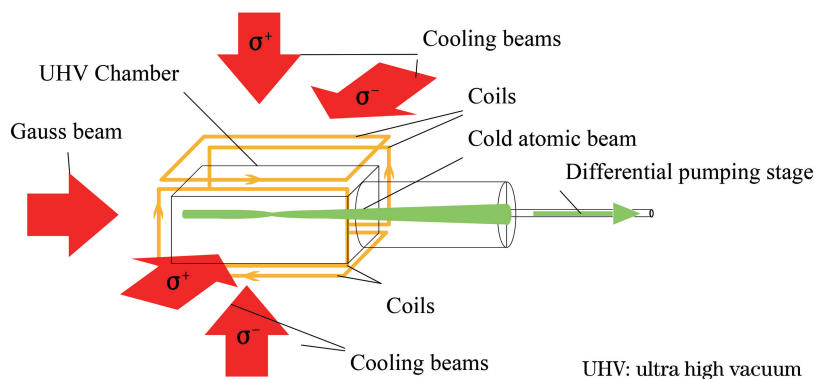


图 1 2D-ODT MOT 原理图

Fig. 1 2D-ODT MOT schematic

圈两两相对构成横向的两对反亥姆霍兹线圈, 2D-ODT MOT 横向截面形成梯度磁场, 中心区域的轴向为 0 磁场区域。\$\sigma^+ - \sigma^-\$ 圆偏振的驻波场分别在径向两个方向上正交, 形成冷却区, 冷却区内原子在径向光场散射力的作用下减速, 其中轴向速度较小的原子被囚禁在磁场为 0 的纵向轴线上, 构成原子束。轴向高斯光对产生的原子束径向提供偶极力的作用, 限制其在传播过程中的径向扩散; 高斯光对应的铷原子失谐在 100 MHz 量级, 对原子束提供推送作用。在这两方面的作用下轴向原子束以较小的发散角加速并向差分管运动, 因此原子束进入差分管的概率得到提高。

2.2 2D-ODT MOT 中原子受力模型

2.2.1 散射力模型

原子轴向的受力主要来源于激光辐射压力的作用, 磁场提供一个辐射压力随位置变化的环境, 该环境使得磁场内的原子处处受到一个指向中心的光散射力^[28]:

$$F_i = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + (2\delta_{\pm} / \Gamma)^2}, \quad (1)$$

式中: \$\Gamma\$ 为⁸⁷Rb 原子循环跃迁的自然线宽; \$k\$ 为波数; \$S_0 = I / I_{\text{sat}}\$, 其中 \$I\$ 是激光光强, \$I_{\text{sat}}\$ 是原子饱和光强 (对于 D2 线圆偏光来说, \$I_{\text{sat}}\$ 为 \$1.6 \text{ mW/cm}^2\$); \$\delta_{\pm} = \delta \mp k \cdot V \pm \mu' B / \hbar\$, 其中 \$\delta = |\omega - \omega_0|\$ 为激光的频率失谐量, \$\omega\$ 与 \$\omega_0\$ 分别是激光频率和原子共振频率, \$k \cdot V\$ 是多普勒频移, \$\mu' B / \hbar\$ 是磁场引起的塞曼频移 [\$\mu' = (g_e m_e - g_g m_g) \mu_B\$, \$\mu_B\$ 是玻尔磁子, 对于⁸⁷Rb 原子 \$g_g\$ 和 \$g_e\$ (下标 \$g, e\$ 分别代表原子的基态和激发态) 分别代表的朗道因子为 \$1/2, 2/3\$; \$m_g\$ 和 \$m_e\$ 分别代表的磁量子数为 \$2, 3\$], \$\pm\$ 表示对向传输的两支方向相反的激光束, 其对应的多普勒频移和塞曼频移的符号都相反, 2D MOT 中两对反亥姆霍兹线圈构成的四极磁场的轴向磁场为零, 径向呈梯度分布, 磁场表达式为 \$\mathbf{B} = (G \cdot x, -G \cdot y, 0)\$, 其中 \$G\$ 是磁场梯度, 磁场强度 \$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}\$。

2.2.2 偶极力模型

2D-ODT MOT 中轴向受力主要有两部分, 其一是轴向光束的辐射压力, 具体形式参见(1)式, 另外一部分是高斯光束在径向的偶极力。光偶极力是原子在分布不均匀、具有强度梯度的光场中感受到的力。由原子在梯度光场感受到的势能形成光阱, 光阱可以有效地囚禁或者导引原子, 是原子操控的一项关键技术。光偶极力的表达式为^[28]

$$\mathbf{F}(r) = -\frac{\hbar \delta}{2} \frac{\nabla[I(r)/I_s]}{1 + I(r)/I_s + 4\delta^2/\Gamma^2}, \quad (2)$$

式中: \$r\$ 为径向坐标; \$I_s\$ 为 D2 线偏饱和光强。可以看到在不均匀光场中, 基于光功率和包含多普勒频移的光频失谐量 \$\delta = \omega - \omega_a - kv\$ (\$\omega_a\$ 为⁸⁷Rb 原子基态能级固有频率, \$kv\$ 为多普勒频移), 就可以求得该力。注意到偶极力有以下特性: 1) 在不均匀光场中, 偶极力大小与光场梯度成正比; 2) 偶极力的方向取决于光场的失谐 \$\delta\$ 的正负, \$\delta < 0\$ (红失谐) 时力指向光强处, \$\delta > 0\$ (蓝失谐) 时力指向光弱处, \$|kv| \ll \omega - \omega_a\$ 时偶极力只与原子位置有关。

高斯光束是最常见的光场分布不均匀的光束, 径向光强最大处在光场中心, 径向光强随半径的增大呈指数规律衰减。轴向存在一个焦点, 该焦点又被称为束腰, 束腰位置光强最强, 光强随着轴向距离的增大而减弱。当 \$\delta < 0\$, 高斯光束截面提供的是一个向心力, 即光强最强处为能量最低的位置。沿着 \$z\$ 轴正向传播、光强随半径变化的高斯光束可表示为

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi \omega^2(z)} e^{-2r^2/\omega^2(z)}, \quad (3)$$

式中: \$P\$ 是光功率; \$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}\$ 是束腰半径, 它与 \$z\$ 轴位置有关, 这里 \$z_R = \pi \omega_0^2 / \lambda\$, \$\omega_0\$ 是束腰半径, \$\lambda\$ 为激光波长。对应阱势为^[28]

$$U_{\text{dip}}(r, z) = -\frac{\Omega^2 \hbar}{4|\delta|} \left(1 - 2 \frac{r^2}{\omega_0^2} - \frac{z^2}{z_R^2} \right), \quad (4)$$

式中: \$\Omega\$ 为拉比频率, \$\Omega = \Gamma \sqrt{I/2I_s}\$。对于⁸⁷Rb 原子, 自然线宽 \$\Gamma\$ 为 6 MHz, D2 线偏饱和光强 \$I_s\$^[28] 为 \$2.50 \text{ mW/cm}^2\$。基于(4)式可得偶极力表达式为^[29]

$$\mathbf{F}' = -\nabla U_{\text{dip}}(r, z), \quad (5)$$

式中: \$U_{\text{dip}}(r, z)\$ 为光势阱; \$\nabla\$ 为梯度算符。这里高斯光束在出了俘获区后, 由于失去了冷却光的重泵浦, 原子将从基态二能级向下跃迁到一能级。因此, 该阶段高斯光束失谐量就需要在原来的基础上加上 \$6.8 \text{ GHz}\$ (⁸⁷Rb 原子基态一二能级间距)。综上所述, 在 2D-ODT MOT 中, 原子径向受到两个维度的冷却辐射压力作用, 轴向上受到高斯光束的偶极力、散射力作用, 结合重力项 \$\mathbf{G}_{\text{Rb}}\$ 可得原子所受合力模型为

$$\mathbf{F} = \sum_{i=0}^5 \mathbf{F}_i + \mathbf{F}' + \mathbf{G}_{\text{Rb}}. \quad (6)$$

2.3 模拟算法

原子的初始位置服从均匀分布, 初始速度依据麦克斯韦-玻尔兹曼速度分布并由 Box-Muller 方

法^[19]得到。基于四阶龙格-库塔法求解原子的运动方程:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (7)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{F}}{M_{\text{Rb}}}, \quad (8)$$

式中: $\mathbf{r} = (x, y, z)$ 为位置矢量; $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ 为速度矢量; M_{Rb} 为 Rb 原子质量; \mathbf{F} 为(6)式中原子所受合力。考虑到原子在飞行过程中会与背景气体(热的铷蒸气)碰撞而逃离原子束, 单位时间内的碰撞概率 $\tau = n_0 \sigma v_{\text{rms}}$ ^[30], 其中 v_{rms} 为原子均方根效率; 铷原子数密度 $n_0 = P' / (K_B T)$, P' 为铷蒸气压强, K_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度, σ 为原子碰撞

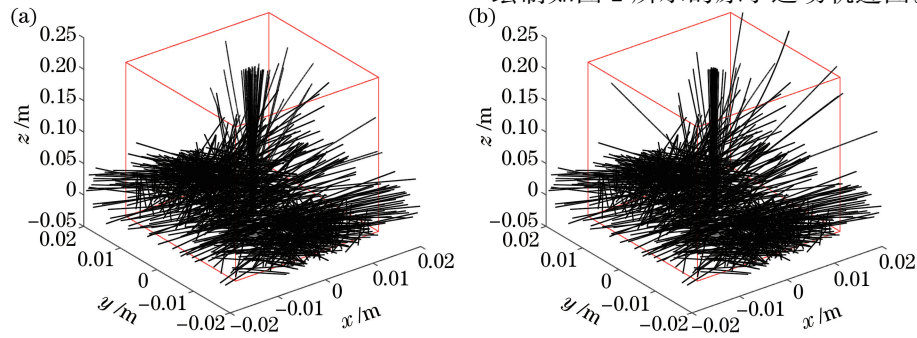


图 2 2D MOT 中的粒子运动轨迹。(a)轴向无高斯光 2D MOT;(b)轴向有高斯光 2D MOT
Fig. 2 Particle trajectories in 2D MOT. (a) 2D MOT without Gaussian light in axial direction;
(b) 2D MOT with Gaussian light in axial direction

图 2(a)是轴向没有加高斯光束的粒子运动情况,图 2(b)是轴向加了高斯光束的粒子运动轨迹。两图中 $z=0$ 平面是 2D MOT 中原子束中心的截面, $z=0.2$ 平面是差分管入口小孔位置处的截面。从图中可以直观地看到原子被冷却光俘获后进入到 2D MOT 束流, 轴向在高斯光作用下, 长距离传输原子束流发散角较小。

通过统计进入差分管冷原子的数目以及到达差分管这一面时原子束流的轴向温度以及径向温度, 模拟验证了在不同失谐以及功率下高斯光对冷原子束流的影响。具体实验结果如图 3 所示。

图 3(a)~(c)分别是同一高斯光功率(20 mW)、不同高斯光失谐(70, 80, 90, 100, 110 MHz)下进入差分管的归一化后的原子数、原子束的轴向温度、原子束径向温度的变化。图 3(d)~(f)分别是同一高斯光失谐(-90 MHz)、不同高斯功率(10, 15, 20, 25, 30 mW)下进入差分管的归一化后的原子数、原子束的轴向温度、原子束径向温度的变化。

由图 3 可以看到, 随着失谐量的增加, 进入差分

截面。

3 结果与讨论

3.1 模拟结果与分析

在蒙特卡罗模拟中, 步长为 $8 \mu\text{s}$, 冷却区大小为 $30 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, 小孔直径为 3 mm, 铷蒸气压强为 $5 \times 10^6 \text{ Pa}$, 磁场梯度为 10 Gauss/cm, 冷却光光强为 10 mW, 冷却光失谐量为 -2.5Γ , 高斯光束束腰位置位于差分管入口方向偏离 2D MOT 中心 10 mm 处。差分管入口小孔距离原子中心 200 mm。其中, 差分管入口内径为 3 mm。计算 50000 个原子在 2D-ODT MOT 中的运动轨迹, 并绘制如图 2 所示的原子运动轨迹图。

管的原子数会逐渐变少, 轴向温度逐渐减小, 径向温度在增加。功率提高时则呈现相反的现象。对比图 3(a)、(c)以及图 3(d)、(f)发现, 最终进入差分管的原子数与原子束两个方向温度是高度相关的。由(1)、(4)式可以看到, 高斯光的辐射压力与偶极力都与光功率成正比, 与失谐成反比。随着失谐量的增加, 高斯光对原子束轴向的推送以及径向的束缚作用同时减弱, 原子束轴向温度降低, 径向温度升高, 最终可以进入差分管原子数逐渐减少。另外, 随着高斯光束功率的逐渐提高, 原子束轴向温度逐渐升高, 径向温度逐渐降低, 宏观上原子束的束缚也逐渐增强, 从而有效提高长距离冷原子束进入差分管的概率。

综合考量现实实验条件的影响, 固定高斯光功率为 20 mW, 失谐量为 -92 MHz , 束腰直径为 $17 \mu\text{m}$ 。推送光为准直光, 功率为 0.3 mW, 失谐量为 -12 MHz , 光斑直径为 10 mm。依据以上参数分别进行了只有高斯光束、只有推送光、高斯光束加推送光, 以及轴向没有任何光场 4 种情况的模拟实验, 结果如表 1 所示。

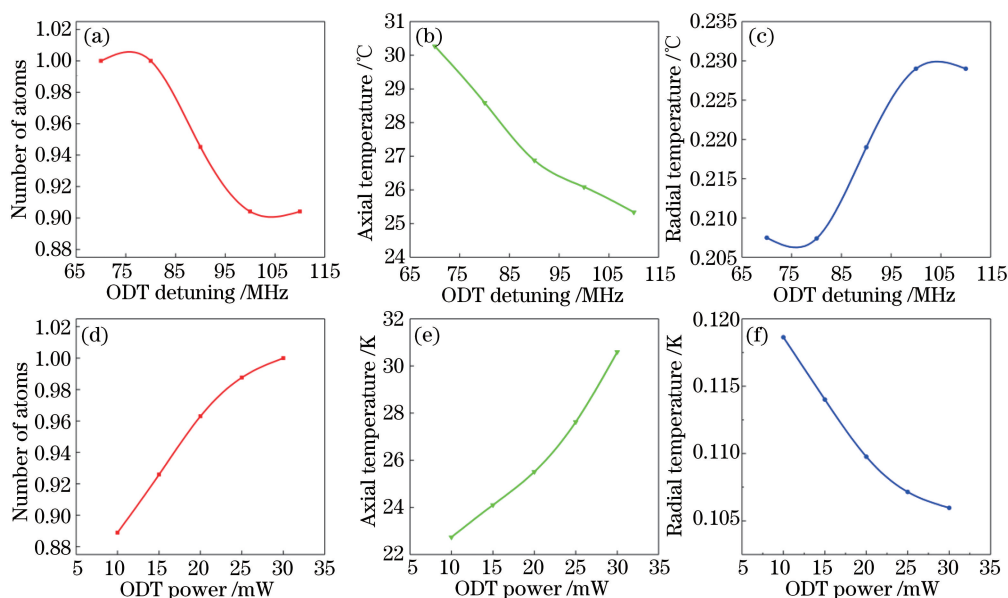


图 3 实验结果。(a)不同高斯光失谐下进入差分管的归一化原子数;(b)不同高斯光失谐下原子束轴向温度;(c)不同高斯光失谐下原子束径向温度;(d)不同高斯光功率下进入差分管的归一化原子数;(e)不同高斯光功率下原子束轴向温度;(f)不同高斯光功率下原子束径向温度

Fig. 3 Experimental results. (a) Normalized number of atoms entering differential pumping stage at different detuning of Gauss beam; (b) axial temperature of atomic beams at different detuning of Gauss beam; (c) radial temperature of atomic beams at different detuning of Gauss beam; (d) normalized number of atoms entering differential pumping stage at different power of Gauss beam; (e) axial temperature of atomic beams at different power of Gauss beam; (f) radial temperature of atomic beams at different power of Gauss beam

表 1 4 种实验条件下的模拟结果

Table 1 Simulated results under four experimental conditions

Parameter	No beam	Push beam	Gauss beam	Gauss+push beam
Normalized number of atoms	0.11	0.61	0.70	1.00
Radial mean velocity / (m · s ⁻¹)	25.57	21.33	19.95	19.07
Axial mean velocity / (m · s ⁻¹)	45.20	49.62	59.17	62.93

表 1 中第一行数据代表的是经过模拟进入差分管的原子数,表中数据是经归一化后的数据。第二行与第三行分别代表的是由进入差分管的冷原子径向温度与轴向温度换算而来的径向平均速度与轴向平均速度。通过表中数据发现,4 种实验条件下且轴向没有任何光的情况下,进入差分管的原子数是最少的,原子束径向平均速度是最大的,轴向平均速度是最小的。当在轴向加上推送光后,进孔原子数增加了约 5 倍,径向平均速度减小,轴向平均速度增大;轴向加上高斯光后进孔原子数进一步增加至原来的 7 倍,对应的径向平均速度进一步减小,轴向平均速度进一步增大;当加上推送光与高斯光后,进孔原子数最大可达到原来的 10 倍,径向平均速度是 4 种情况里最小的,轴向平均速度是 4 种情况里最大的。

模拟结果表明,推送光对原子束的作用是提供

辐射压,从而提高原子束流的纵向平均速度;高斯光对⁸⁷Rb 原子基态二能级的负失谐为 92 MHz,基于此失谐量分析高斯光束在 2D MOT 中与原子相互作用的过程中既要考虑偶极力也要考虑辐射压力。最终的作用结果表现为原子束流的轴向平均速度增大,径向平均速度减小,宏观上检测到的原子束流扩散角变小。所以“Gauss+Push”的情形和“Gauss”的情形相比,轴向速度更大,径向速度更小,这也意味着原子束的扩散角更小。

3.2 实验结果与分析

针对 3.1 节 4 种实验条件下的模拟,利用磁光阱中冷原子装载实验进行了实验验证。实验原理图如图 4 所示。矩形框是 2D MOT 冷却区,其大小为 30 mm×10 mm×10 mm,推送光与高斯光通过 PBS 合束后沿着 2D MOT 轴向从左至右馈入。其中高斯光是由其他光学平台分光产生,经过焦距为 200 mm

的透镜会聚而成,推送光是点光源经过一个焦距为 400 mm 透镜后的准直光。具体实验推送光与高斯光的光路图如图 3 所示,具体参数详见 3.1 节。原子束中心距离差分管入口 200 mm,这是一个相对较长的

距离。高斯光束束腰在原子中心靠近差分管一侧的 10 mm 处。冷原子通过差分管后进入科学实验腔中,在科学实验腔冷原子被磁光阱俘获。其中,差分管为长度为 58 mm、内径为 3 mm 的直管。

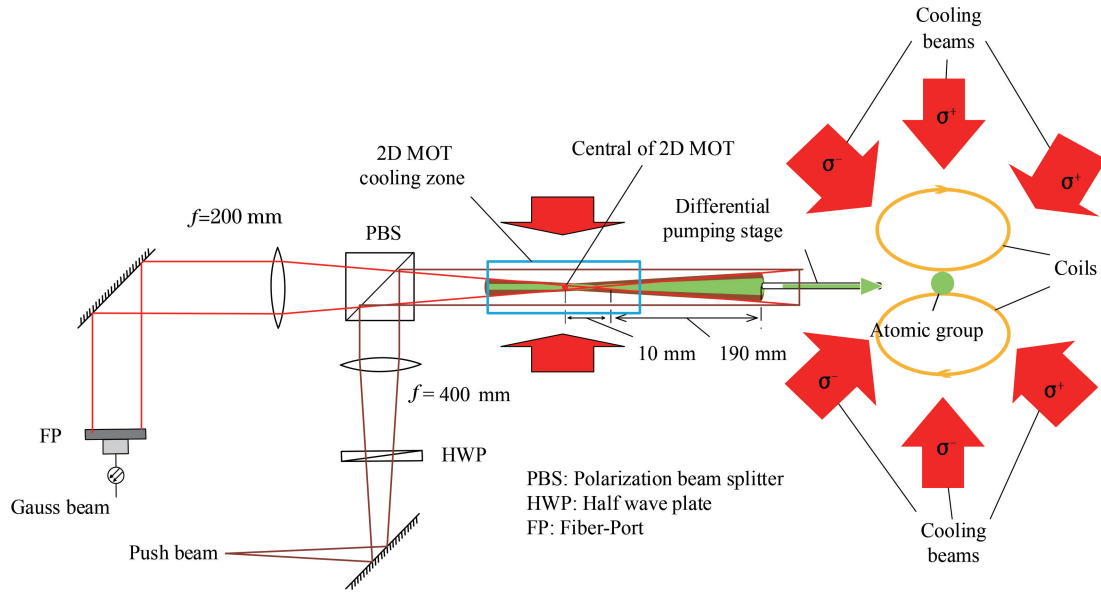


图 4 冷原子装载实验原理示意图

Fig. 4 Schematic of cold atomic loading experiment

实验利用 CCD 采集科学腔中冷原子团的荧光,记录 MOT 装载过程,同时利用吸收法标定最终状态的原子数。CCD 间隔 1 s 记录一次,单次实验约耗时 43 s。对有高斯光束、高斯光束加推送光、只有推送光,以及轴向没有任何光场 4 种方案都进行了多次实验,并取多次实验后的平均值作为最终结果。测量结果如图 5 所示。

只有高斯光的作用下 MOT 装载情况,相较于高斯光束加推送光的 MOT 装载情况,其装载效率有所下降,最终装载原子数是高斯光束加推送光的一半,约为 1.5×10^7 。实线加向下三角与实线加圆点分别代表只有推送光作用下和无光场状态下科学腔的装载情况。可以看出两种方案的最终装载原子数都是极少的,虽然推送光还有一定的作用,但是效果不显著。

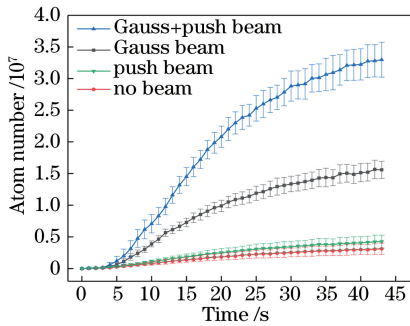


图 5 科学腔 MOT 装载实测数据

Fig. 5 Measurement data of MOT loading in science chamber

图 5 纵坐标为原子数,横坐标为装载时间。实线加向上三角代表高斯光束加推送光条件下的 MOT 装载情况,曲线斜率较陡,装载效率较高,最终装载原子数也相对较多。当装载时间达到 43 s 时,最终装载原子数为 3.3×10^7 。实线加方块代表

由于磁光阱最初装载的速率正比于束流强度,因此可以通过不同实验条件下的初始装载率证明各条件下的束流强度。截取图 5 中 5~25 s 的装载过程中原子数的变化,通过线性拟合得到对应实验条件下的初始装载率。最终结果如表 2 所示。

表 2 中第一行拟合数据是取 5~25 s 之间的原子数进行线性拟合得到的磁光阱初始装载率。可以看到,当两种光场都有时,装载率是 1.29×10^6 atom/s。实验数据和理论模拟结果存在差异,但是符合增长趋势。造成二者差异的主要原因有两方面。一方面,蒙特卡罗模拟中计算的原子束流是由最终通过差分管的原子数表征的,但实际实验中通过差分管的原子并不能完全被 3D MOT 装载,还要考虑捕获速度等因素。因而只能期望实验数据与蒙特卡罗模拟结果大致吻合。另一方面,对于“push beam”和“no beam”两种情形,蒙特卡罗模拟

结果和实验结果相差较大,这是因为实验中推送光的方向没有被优化到较佳状态,但仍有一定推送作用。“Gauss+push”相较于“no beam”,理论和实验数据基本都增加了 10 倍,分析认为其原因是:推送光为准直光,光功率较低,光斑半径较大,相比于高

斯光施加在原子上的作用力,推送光是较弱的。尽管推送光的对准情况没有调节到最优,但在加上高斯光后,束流中横向速度较低的原子仍可被束缚在高斯光束之内,即推送光的对准情况对复合光场的推送效果影响较小。

表 2 4 种实验条件下的实验结果

Table 2 Experimental results under four experimental conditions

Loading rate	No beam	Push beam	Gauss beam	Gauss+push beam
Fitting loading rate /($10^5 \text{ atom} \cdot \text{s}^{-1}$)	1.06	1.47	6.14	12.86
Normalized loading rate	0.08	0.11	0.48	1.00

综上,基于红失谐高斯光束的二维磁光阱长距离传输冷原子束的效果显著,科学腔原子装载效率明显得到提升、原子数目明显增加。但是受实验条件的制约,高斯光束的功率、频率达到了现在调节的上限,所以最终实验装载原子数相对较小。期待后续实验中更换可以调节更高功率以及更大频率范围的光源来进行进一步优化。

4 结 论

提出了一种基于红失谐高斯光束偶极力将 2D MOT 中原子束束缚并实现长距离传输的方案。理论模拟和实验验证结果表明,红失谐的高斯光束确实起到了原子“透镜”的作用,将 2D MOT 中原子束会聚并束缚在轴向光场中,有效地提高了原子束进入差分管的效率,并提高了科学实验腔中 MOT 的装载效率、增加了原子数目。本方案受光场实验条件的限制程度相对较低,结构简单,容易实施,为长距离传输冷原子束提供了一种可行性的方案,并对冷原子相关实验具有指导意义。

参 考 文 献

- [1] Fixler J B, Foster G T, McGuirk J M, et al. Atom interferometer measurement of the Newtonian constant of gravity[J]. *Science*, 2007, 315(5808): 74-77.
- [2] Müller H, Peters A, Chu S. A precision measurement of the gravitational redshift by the interference of matter waves[J]. *Nature*, 2010, 463(7283): 926-929.
- [3] Xue H B, Feng Y Y, Chen S. A continuous cold atomic beam interferometer[J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117(9): 094901.
- [4] Müller H, Chiow S W, Long Q, et al. Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(18): 180405.
- [5] Gibble K, Chu S. Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 70(12): 1771-1774.
- [6] Devenoges L, Stefanov A, Joyet A, et al. Improvement of the frequency stability below the dick limit with a continuous atomic fountain clock [J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2012, 59(2): 211-216.
- [7] Vanier J. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review[J]. *Applied Physics B*, 2005, 81(4): 421-442.
- [8] Zhao B S, Schewe H C, Meijer G, et al. Coherent reflection of the atom beams from rough surfaces at grazing incidence[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(13): 133203.
- [9] Adams C S, Sigel M, Mlynek J. Atom optics [J]. *Physics Reports*, 1994, 240(3): 143-210.
- [10] Ketterle W, Durfee D S, Stamper-Kurn D M. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates [EB/OL]. (1999-05-02) [2021-04-20]. <https://arxiv.org/abs/cond-mat/9904034>.
- [11] Lison F, Schuh P, Haubrich D, et al. High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam [J]. *Physical Review A*, 1999, 61: 013405.
- [12] Lu Z T, Corwin K L, Renn M J, et al. Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap [J]. *Physical Review Letters*, 1996, 77(16): 3331-3334.
- [13] Feng Y Y, Zhu C X, Wang X J, et al. Characterization of a velocity-tunable ^{87}Rb cold atomic source with a high-speed imaging technology [J]. *Chinese Physics B*, 2009, 18(8): 3373-3378.
- [14] Wang X J, Feng Y Y, Xue H B, et al. A cold ^{87}Rb atomic beam [J]. *Chinese Physics B*, 2011, 20(12): 126701.
- [15] Berthoud P, Fretel E, Thomann P. Bright, slow, and continuous beam of laser-cooled cesium atoms [J]. *Physical Review A*, 1999, 60(6): R4241-R4244.

- [16] Schoser J, Batär A, Löw R, et al. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap[J]. *Physical Review A*, 2002, 66(2): 023410.
- [17] Dieckmann K, Spreuw R J C, Weidemüller M, et al. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms[J]. *Physical Review A*, 1998, 58(5): 3891-3895.
- [18] Wang H, Buell W F. Velocity-tunable magneto-optical-trap-based cold Cs atomic beam[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2003, 20(10): 2025-2030.
- [19] Chaudhuri S, Roy S, Unnikrishnan C S. Realization of an intense cold Rb atomic beam based on a two-dimensional magneto-optical trap: experiments and comparison with simulations[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(2): 023406.
- [20] Fang J C, Qi L, Zhang Y C, et al. Compact high-flux cold cesium beam source based on a modified two-dimensional magneto-optical trap[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2015, 32(5): B61-B66.
- [21] Wohlleben W, Chevy F, Madison K, et al. An atom faucet [J]. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 2001, 15(2): 237-244.
- [22] Catani J, Maioli P, de Sarlo L, et al. Intense slow beams of bosonic potassium isotopes [J]. *Physical Review A*, 2006, 73(3): 033415.
- [23] Wang J M, Wang J, Yan S B, et al. Transferring cold atoms in double magneto-optical trap by a continuous-wave transfer laser beam with large red detuning[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(12): 123116.
- [24] Carrat V, Cabrera-Gutiérrez C, Jacquy M, et al. Long-distance channeling of cold atoms exiting a 2D magneto-optical trap by a Laguerre-Gaussian laser beam[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(3): 719-722.
- [25] Bruneau Y, Khalili G, Pillet P, et al. Guided and focused slow atomic beam from a 2 dimensional magneto optical trap [J]. *The European Physical Journal D*, 2014, 68(4): 92.
- [26] Bird G A. *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flow* [M]. Oxford: Clarendon Press, 1994.
- [27] Zhao Z H, Wang X C, Li B, et al. Atom transport with exponentially growing population on an atom chip[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(9): 0902001. 赵子豪, 王晓晨, 李博, 等. 原子芯片上指数型布居增长的原子输运 [J]. *光学学报*, 2018, 38(9): 0902001.
- [28] Wang Y Q. *Laser cooling and trapping of atoms*[M]. Beijing: Peking University Press, 2007. 王义道. 原子的激光冷却与陷阱[M]. 北京: 北京大学出版社, 2007.
- [29] Steck D A. Rubidium 87 D line data[J]. [2021-04-20]. <http://steck.us/alkalidata>.
- [30] Lindquist K, Stephens M, Wieman C. Experimental and theoretical study of the vapor-cell Zeeman optical trap[J]. *Physical Review A*, 1992, 46(7): 4082-4090.
- [31] Qian L, Yu X, Lin L, et al. Development of an ultra-high vacuum system for a cold atom physics rack in space-ScienceDirect[J]. *Vacuum*, 2021, 190: 110192.