

采用永磁铁的钠原子二维磁光阱的设计和研 究*

李子亮¹⁾²⁾ 师振莲¹⁾²⁾ 王鹏军^{1)2)†}

1) (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)

2) (极端光学协同创新中心, 山西大学, 太原 030006)

(2020 年 2 月 23 日收到; 2020 年 4 月 6 日收到修改稿)

在空间尺度上简化冷原子实验装置, 有利于实验室空间的充分利用, 特别有助于提高冷原子系统在航天、精密测量领域中的空间利用率. 本文采用四组永磁铁产生的磁场构造了用于冷却俘获中性钠原子的二维磁光阱, 并且利用磁铁组在竖直方向的剩磁分布实现了原子的塞曼冷却. 钠原子在二维磁光阱中进一步冷却俘获, 这为处于高真空的三维磁光阱提供了一个高效的原子束流. 实验上通过优化塞曼冷却和二维磁光阱的参数, 测得三维磁光阱中最大的原子装载率达 $2.3 \times 10^9/\text{s}$, 实现了 6.2×10^9 个原子的俘获. 这种采用永磁铁的二维磁光阱设计, 结构简单紧凑, 有助于提高实验室的空间利用率. 此方案可以推广到冷却俘获其他中性原子.

关键词: 永磁体, 激光冷却, 二维磁光阱

PACS: 67.85.-d, 37.10.De, 37.10.Gh

DOI: 10.7498/aps.69.20200266

1 引 言

超冷原子系统由于所有的物理参数都可以实现人为控制, 不仅在量子模拟领域有广泛的应用^[1-6], 而且在精密测量等实际应用领域也表现出独特的优势^[7-9]. 实验上实现超冷原子的冷却俘获, 需要高真空的维持和光场、磁场的精确控制^[10-12], 因此需要庞大的实验装置来满足这些要求. 基于实际应用的角度考虑, 如何在空间上最大地优化实验装置, 来满足在航天领域、精密测量领域的高度移动性需求是目前大家普遍关心的问题.

为了在空间上简化实验装置和时间上缩短超冷原子的制备过程, 人们发展了许多实验技术大大缩短了超冷原子的制备时间, 比如采用二维磁光阱为处于高真空的三维磁光阱提供一个高效的冷原

子束流^[13], 这样的设计保证了三维磁光阱的高真空度和快速的原子装载; 采用全光的方案实现超冷原子的制备^[14,15], 减少了在磁阱中的原子装载和预冷却过程; 采用直接的光学冷却将超冷原子冷却到量子简并^[16,17], 减少了传统的蒸发冷却过程. 在空间简化实验装置方面, 冷却碱金属原子 Li, Na 一般需要采用塞曼冷却技术^[18-20]将原子减速到小于三维磁光阱的俘获速度, 才能在三维磁光阱中实现冷却俘获^[21,22]. 其中塞曼冷却装置所需的磁场由通电线圈提供, 通常长度在 1 m 左右. 这种设计不但占用较大的空间, 而且需要额外的冷却系统来对通电线圈进行冷却. 而采用永磁铁取代通电线圈提供用于塞曼冷却所需磁场的方案^[23,24], 可以极大地在空间上优化实验装置, 且不需要复杂的冷却系统. 为了增加冷原子系统的便携性, 人们发展了原子芯片技术, 将实验中需要的磁场集成到约 $25 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ 的原子芯片上^[25,26].

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301602)、国家自然科学基金 (批准号: 11804203, 11974224, 11704234) 和三晋青年学者资助的课题.

† 通信作者. E-mail: pengjun_wang@sxu.edu.cn

本文介绍了实验上采用四组永磁铁产生的磁场构造了冷却俘获钠原子的二维磁光阱, 并且利用永磁铁组在竖直方向的剩余磁场满足了塞曼冷却钠原子的磁场需求. 这样设计的二维磁光阱为三维磁光阱提供了一个高效的原子束流. 通过优化二维磁光阱和塞曼光场的参数, 在三维磁光阱中测的最大原子装载率达 $2.3 \times 10^9/s$, 实现了 6.2×10^9 个原子的俘获, 这个结果可以比拟使用塞曼冷却装置方案的原子装载率. 对比为三维磁光阱提供原子束流的传统塞曼冷却装置, 这种采用永磁铁构建二维磁光阱的方案由于是径向原子装载, 高温钠炉中喷射出的高速原子不会穿过差分管影响三维磁光阱所在的高真空环境, 还可以避免其与三维磁光阱中已俘获原子发生碰撞引起的损耗. 这种设计方案具

有资源投入少、节约实验空间、不需要额外的冷却装置等优势, 可以推广到冷却俘获其他中性原子.

2 钠原子二维磁光阱实验装置

采用永磁铁构建二维磁光阱的方案首先由 Tieceke 等^[27] 成功应用于俘获碱金属原子 ^6Li . 由于此方案与传统塞曼冷却方案相比有独特优势, 目前已经被应用于冷却碱金属原子 ^{23}Na ^[28], ^{39}K ^[29] 和碱土金属原子 Sr ^[30], 并且 Li 等^[31] 提出了多变带冷却光的优化方案并在实验上获得了大数目的 ^6Li 原子.

本实验中采用的真空系统如图 1(a) 所示, 可以看出二维磁光阱所处的真空腔为一个不锈钢八边形真空腔, 真空度为 2.5×10^{-8} Pa, 采用 40 L/s

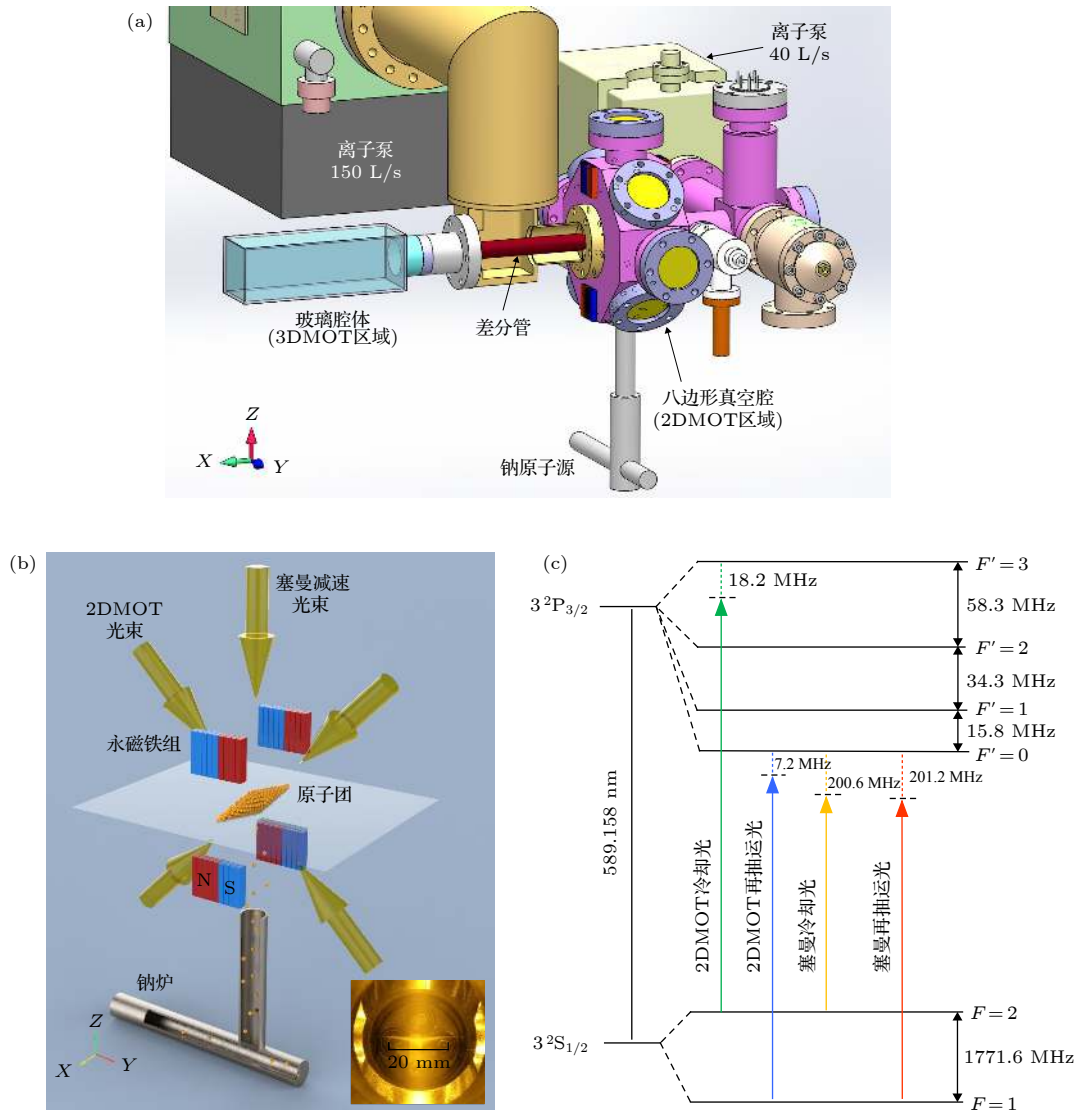


图 1 (a) 真空系统示意图; (b) 二维磁光阱的实验装置 (插图为沿 y 轴观测到的原子团); (c) D_2 线钠原子的冷却方案

Fig. 1. (a) Diagram of the vacuum system; (b) schematic diagram of the two-dimensional magneto-optical trap (2DMOT), the insert shows the observed atoms along y axis; (c) sodium cooling scheme on the D_2 line.

的离子泵维持真空度. 真空腔所占空间尺寸约为 $150 \text{ mm} \times 150 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$. 装有 5 g 钠的原子源位于八边形真空腔的正下方, 与真空腔中心垂直距离 210 mm , 通过 CF16 法兰与八边形真空腔体相连. 三维磁光阱所处的真空腔为熔融石英制造的长方体玻璃腔体 ($40 \text{ mm} \times 40 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$), 真空度为 $1 \times 10^{-9} \text{ Pa}$, 采用 150 L/s 的离子泵维持真空度. 两级真空腔体的几何中心的水平距离 280 mm (沿 x 轴). 为了维持两个真空腔的压强差, 实验上采用一个长度 190 mm 、内部直径 6 mm 、无氧铜制造的差分管连接两个真空腔体.

实验中二维磁光阱光路是由两束交叉的 589 nm 激光束组成, 如图 1(b) 所示. 两束激光分别与 z 轴成 $\pm 45^\circ$ 穿过八边形真空腔, 再被零度高反镜原路反射. 二维磁光阱的高斯光束直径为

20 mm , 单束光的总光强约为 $2.5 I_{\text{sat}}$ (I_{sat} 为饱和光强, $I_{\text{sat}} = 6.26 \text{ mW/cm}^2$ ^[32]), 其中包含冷却光和再抽运光两种频率组分, 光强比约为 $I_{\text{cool}}/I_{\text{repump}} \approx 3$. 冷却光频率相对于 ^{23}Na D_2 线 $|3^2S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |3^2P_{3/2}, F=3\rangle$ 负失谐 18.2 MHz , 再抽运光频率相对于 ^{23}Na D_2 线 $|3^2S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |3^2P_{3/2}, F=2\rangle$ 负失谐 57.3 MHz , 如图 1(c) 所示. 实验上为了提高二维磁光阱的原子俘获率, 采用一束线偏振的塞曼减速光沿 $-z$ 方向照射原子, 其中塞曼冷却光频率相对于 ^{23}Na D_2 线 $|3^2S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |3^2P_{3/2}, F=3\rangle$ 负失谐 309 MHz , 塞曼再抽运光束频率相对于 ^{23}Na D_2 线 $|3^2S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |3^2P_{3/2}, F=2\rangle$ 负失谐 251.3 MHz .

为了构造二维磁光阱所需的磁场, 实验中通过设计 4 个钕铁硼 (Nd-Fe-B) 永磁铁组的磁场空间

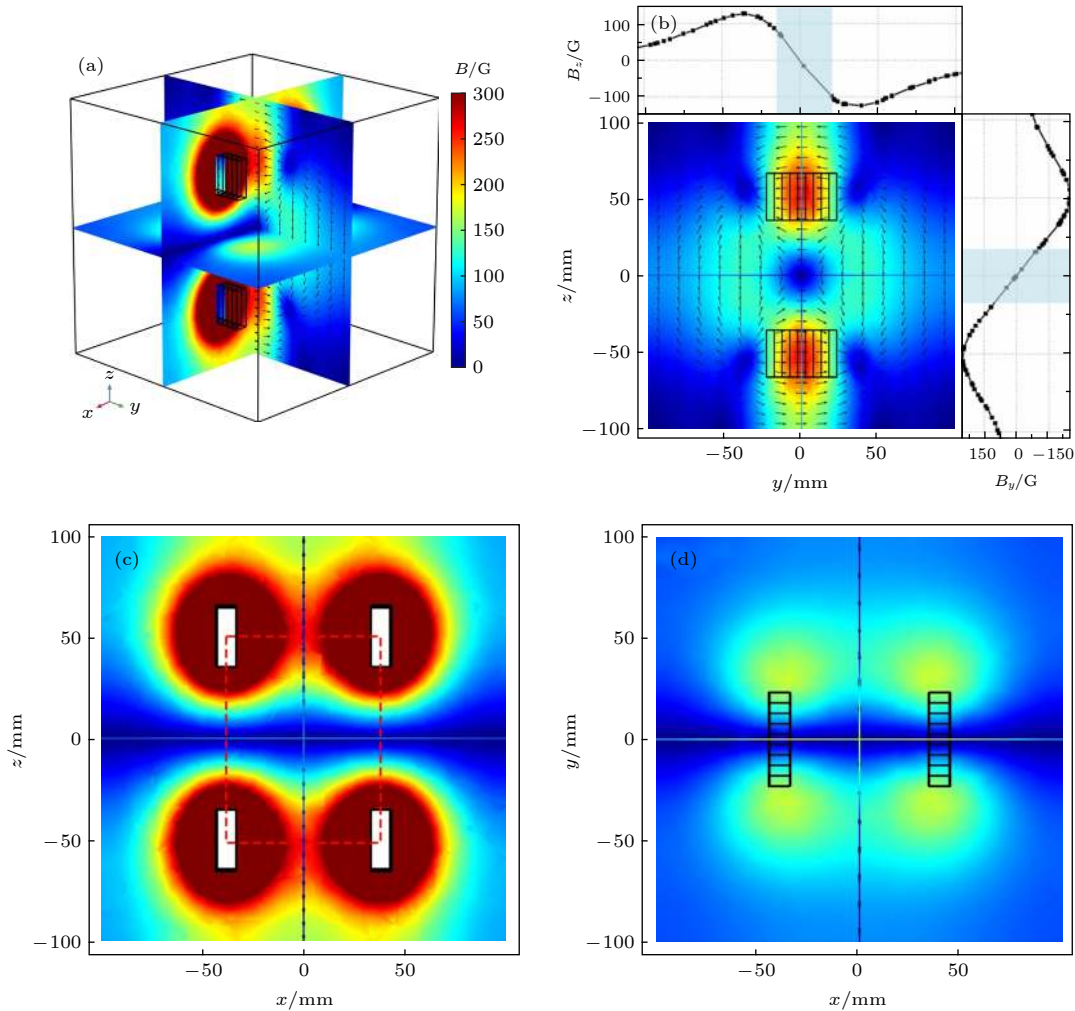


图 2 (a) 二维磁光阱的磁场分布模拟图; (b), (c), (d) 分别是 yz 平面、 xz 平面、 xy 平面的磁场分布模拟图 (图 (b) 中分别标出了沿着 y 轴和 z 轴磁场变化)

Fig. 2. (a) Magnetic field distribution in a two-dimensional magneto-optical trap; (b), (c), (d) are the magnetic field distribution in yz plane, xz plane and xy plane, (The curves in panel (b) shows the magnetic field change along y -axis and z -axis).

分布来实现. 每组包括 9 个磁铁, 每个磁铁大小为 $30 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$. 将 4 个磁铁组分别放置在 xz 平面中一个长方形的 4 个顶点, 每个磁铁组的几何中心与长方形的顶点重合, 长方形的几何中心与八边形真空腔的几何中心重合, 如图 2 所示. 长方形边长沿 z 轴长 105 mm, 沿 x 轴长 80 mm (x 轴是二维磁光阱的轴线方向), 在 $x = 0$ 平面原子冷却区域, 测量 z 方向的磁场梯度为 35.8 G/cm ^[33] ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$). 同时永磁铁组在 z 轴方向的剩余磁场用作竖直方向塞曼减速原子所需的磁场.

钕铁硼 (Nd-Fe-B) 永磁铁工作允许的最高温度为 $80 \text{ }^\circ\text{C}$. 实验中八边形真空腔体需要加热, 为了防止紧挨腔体的磁铁组退磁, 实验上加装通水支架对磁铁进行制冷. 值得指出的是, 此方案中永磁铁组在沿 x 方向 280 mm 三维磁光阱处的剩磁约为 5 mG , 可以通过补偿地磁场的线圈完全抵消, 不会对后续的实验产生影响. 而在直接采用永磁铁实现塞曼减速器的方案中, 三维磁光阱处的剩磁约为高斯量级, 需要额外的装置进行补偿.

为了研究此方案中二维磁光阱磁场的空间分布, 通过有限元分析软件 Comsol 模拟永磁铁组的磁场空间分布, 结果如图 2 所示. 图 2(a) 是完整的三维模拟图. 图 2(b)—(d) 分别展示了 yz 平面、 xz 平面、 xy 平面的磁场分布模拟图. 从图 2(b) 可以看出, 在 yz 平面除了中心的磁场零点, 还存在 4 个磁场零点. 这种情况与采用绕制线圈构造二维磁光阱磁场的情形是不同的, 会影响实验中冷却光的偏振选择. 从图 2(c) 和图 2(d) 可以看出磁场沿 x 方向的中心区域 (原子俘获区域) 磁场为零, 并且观测到沿 x 方向 (二维磁光阱的轴向) 磁场梯度是不同的, 形成了一个空间变化的势阱. 这个磁场分布与采用方形通电线圈构造二维磁光阱的磁场分布是不同的, 其中沿着磁光阱轴向的磁场梯度是基本相同的.

3 磁光阱中原子数和装载率参数的确定

实验中, 钠源被加热到 $205 \text{ }^\circ\text{C}$ (钠的熔点是 $97.8 \text{ }^\circ\text{C}$), 钠原子从钠炉中喷出, 此时原子的最概然速率为 $v_p = 1.22\sqrt{2k_B T/m} \approx 717 \text{ m/s}$, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为原子气体的温度, m 为原子的质

量. 原子首先被塞曼减速光减速, 然后低速原子在二维磁光阱中被俘获. 一束推送光沿 x 方向把二维磁光阱俘获的钠原子推送到处于高真空度的三维磁光阱中. 三维磁光阱的磁场梯度为 2.7 G/cm , 光束高斯直径为 25 mm , 总光强为 179 mW , 其中冷却光和再抽运光的光强比约为 $I_{\text{cool}}/I_{\text{repump}} \approx 3$, 冷却光频率相对于 ^{23}Na D_2 线 $|3^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |3^2P_{3/2}, F = 3\rangle$ 负失谐 35 MHz , 再抽运光频率相对于 ^{23}Na D_2 线 $|3^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |3^2P_{3/2}, F = 0\rangle$ 负失谐 7.2 MHz .

3.1 用荧光收集法确定原子数

三维磁光阱中的原子数通过测量磁光阱中原子云发射的荧光强度来估算. 荧光由磁光阱中处于激发态的原子自发辐射得到, 与磁光阱中的原子数满足这样的关系式^[34,35]:

$$P_{\text{tot}} = N\rho_{\text{ee}} \cdot \Gamma \cdot \hbar\omega_0, \quad (1)$$

其中 P_{tot} 是辐射荧光的总功率, $\hbar\omega_0$ 是辐射光子的能量, Γ 是激发态的自发辐射率, $N\rho_{\text{ee}}$ 是激发态的原子数, ρ_{ee} 是激发态的态密度. 根据二能级近似下的光学布洛赫方程得

$$\rho_{\text{ee}} = \frac{c_1^2(\Omega_{\text{tot}}/\Gamma)^2}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2 + 2c_2^2(\Omega_{\text{tot}}/\Gamma)^2}, \quad (2)$$

其中 Ω_{tot} 是总的拉比频率, 由势阱中的平均光强决定 (如果每束冷却光光强相等, 就等于六倍的单束光光强), Δ 是冷却光相对原子跃迁频率的失谐, c_1 和 c_2 是与相关塞曼子能级布居有关的参量^[34]. 实验中, 构建磁光阱的六束冷却光均为圆偏振光, 会在交叉区域形成一个各向同性的偏振光场, 此时需要考虑所有的塞曼子能级跃迁 $\Delta m_F = 0, \pm 1$. 在弱光条件下, 所有塞曼子能级上原子的布居呈均匀分布, 有 $c_1^2 = c_2^2 = 0.47$, 对于铯和铷原子分别为 0.4 和 0.46 . 在强光条件下, Townsend 等^[35] 在铯原子的磁光阱中测得 $c_1^2 = c_2^2 = 0.73$, 表明此时原子大概率布居在 m_F 最大的塞曼子能级.

引入饱和光强 I_{sat} 和有效饱和光强 $I_{\text{sat,eff}}$ 后, 冷却光总光强表示为

$$\frac{I}{I_{\text{sat}}} = \frac{I}{c_1^2 I_{\text{sat,eff}}} = 2 \left(\frac{\Omega}{\Gamma} \right)^2, \quad (3)$$

其中 I 是冷却光总光强, 当考虑 σ^\pm 偏振光场下 $|F = 3, m_F = \pm 3\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ 跃迁时, $I_{\text{sat}} = 6.26 \text{ mW/cm}^2$. 当考虑空间为各向同性的偏振光场

时, $I_{\text{sat,eff}} = 13.41 \text{ mW/cm}^2$ ^[32]. 将 (3) 式代入 (2) 式, 原子激发态的态密度表示为

$$\rho_{\text{ee}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{I/I_{\text{sat,eff}}}{1 + I/I_{\text{sat,eff}} + 4\Delta^2/\Gamma^2}, \quad (4)$$

代入 (1) 式, 可以得出原子团辐射荧光与冷却光光强的关系:

$$P_{\text{tot}} = \frac{N}{2} \cdot \frac{I/I_{\text{sat,eff}}}{1 + I/I_{\text{sat,eff}} + 4\Delta^2/\Gamma^2} \cdot \Gamma \cdot \hbar\omega_0. \quad (5)$$

磁光阱中原子团的辐射荧光来自激发态原子的自发辐射, 辐射方向是各向同性的. 实验上探测系统所探测的立体角和荧光辐射的立体角的比值为 $\frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{\pi r^2}{4\pi L^2}$, 其中 $r = 11 \text{ mm}$ 是收集荧光所用透镜的半径, $L = 160 \text{ mm}$ 是透镜和原子之间的距离. 探测系统的荧光功率 P_{PD} 与原子团辐射总功率 P_{tot} 满足关系

$$P_{\text{PD}} = P_{\text{tot}} \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} = P_{\text{tot}} \cdot \frac{\pi r^2}{4\pi L^2}. \quad (6)$$

实验中使用光电探测器 (Thorlabs 公司, 型号: PDA36 A(-EC)) 探测三维磁光阱中原子云的辐射荧光. 光电探测器测量范围为 350—1100 nm, 在波长 589 nm 处响应系数 $R_{\text{PD}} = 0.275 \text{ A/W}$, 增益挡位在 70 dB 对应增益 $G_{\text{PD}} = 4.75 \times 10^6 \text{ V/A}$, 光电探测器输出电压 V_{PD} 和探测功率 P_{PD} 的关系为

$$V_{\text{PD}} = k_{\text{PD}} \cdot P_{\text{PD}} = G_{\text{PD}} R_{\text{PD}} \cdot P_{\text{PD}}. \quad (7)$$

将 (5) 式和 (6) 式代入 (7) 式, 得到磁光阱中的原子数与光电探测器输出电压值的关系

$$V_{\text{PD}} = \alpha \cdot N, \quad (8)$$

其中 $\alpha = k_{\text{PD}} \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{I/I_{\text{sat,eff}}}{1 + I/I_{\text{sat,eff}} + 4\Delta^2/\Gamma^2} \cdot \Gamma \cdot \hbar\omega_0$.

实验中, 三维磁光阱冷却光的光强 $I = 27.30 \text{ mW/cm}^2$, 频率失谐 $\Delta = -35 \text{ MHz}$, 对应的参数 $\alpha = 6.02 \times 10^{-10} \text{ V}$.

3.2 磁光阱的原子装载率

实验中, 二维磁光阱为三维磁光阱提供原子束流, 三维磁光阱中俘获的原子数随时间的变化 (如图 3 所示), 可以用简单的速率方程模型来分析^[36,37]

$$dN/dt = L - (\gamma_{\text{Na}} + \gamma_{\text{bg}})N, \quad (9)$$

其中 N 是俘获的原子数, L 是三维磁光阱装载率, γ_{bg} 是已俘获的原子与背景气体的二体碰撞损失率, γ_{Na} 是已俘获的原子与未俘获原子的碰撞损失率, $\gamma_{\text{tot}} = \gamma_{\text{Na}} + \gamma_{\text{bg}}$ 定义为总的碰撞损失率. 当装载率

和总的碰撞损失率相同时, 三维磁光阱中的原子数达到一个动态的平衡^[37,38]. 可以得到三维磁光阱中原子的装载曲线满足如下关系式:

$$N(t) = N_{\infty}(1 - e^{-\gamma_{\text{tot}}t}), \quad (10)$$

其中 N_{∞} 是装载饱和时的原子数. 本文将不同条件下三维磁光阱中探测到的原子装载曲线用 (10) 式拟合得到参数 N_{∞} 和 γ_{tot} , 三维磁光阱的装载速率定义两个参数的乘积

$$L = N_{\infty}\gamma_{\text{tot}}. \quad (11)$$

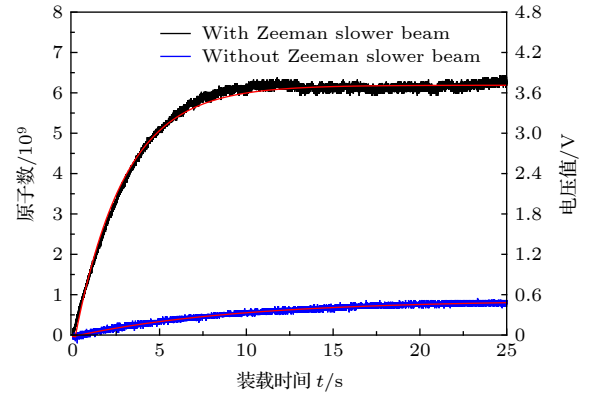


图 3 打开和关闭塞曼减速光两种情形下的三维磁光阱中原子装载曲线

Fig. 3. Atom loading curves in three-dimensional magneto-optical trap (3DMOT) with and without the Zeeman slower beam.

4 实验结果

实验上使用光电探测器来监测三维磁光阱中原子云的荧光随时间的变化, 通过光电探测器输出电压值实现对原子数的估算和装载速率的拟合测量. 图 3 给出了两种条件下三维磁光阱中原子的装载曲线, 图中黑线为优化各项参数后的情形, 此时三维磁光阱俘获了 6.2×10^9 个原子, 特征时间 $1/\gamma_{\text{tot}} = 2.8 \text{ s}$. 图中蓝线为关闭塞曼减速光的情形, 此时俘获了 8.6×10^8 原子, 特征时间 9.4 s. 可以看出实验中塞曼减速机制的引入使得俘获原子数增加了 7.2 倍.

实验上, 通过扫描二维磁光阱冷却光和塞曼减速冷却光的参数, 包括光强、频率失谐和偏振, 得到不同条件下三维磁光阱中原子的装载曲线, 拟合得到装载速率来实现对二维磁光阱的优化.

4.1 二维磁光阱冷却光的优化

实验测量了不同二维磁光阱冷却光功率和频

率失谐下的三维磁光阱装载率,如图4(a)和图4(b)所示. 当二维磁光阱冷却光功率小于25 mW时,原子装载率随着冷却光功率的增加而增加;当冷却光功率达到25 mW时,原子装载率基本达到了饱和值. 图4(b)中给出二维磁光阱冷却光频率失谐对装载率的影响. 可以看出,当二维磁光阱冷却光频率失谐处于-20 MHz附近时,频率的改变对装载率影响很小. 当二维磁光阱冷却光频率趋近于共振时,装载率迅速减小到0;而当二维磁光阱冷却光频率趋向于失谐更大的条件时,装载率缓慢减小. 最后实验上二维磁光阱冷却光频率失谐优化为相对 ^{23}Na D_2 线 $|3^2S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |3^2P_{3/2}, F=3\rangle$ 负失谐18.2 MHz,此时可以实现原子的最大俘获. 频率失谐值的选取与原子激发态的超精细分裂有关[27,28]. 实验优化结果基本与Lamporesi等[28]的工作一致.

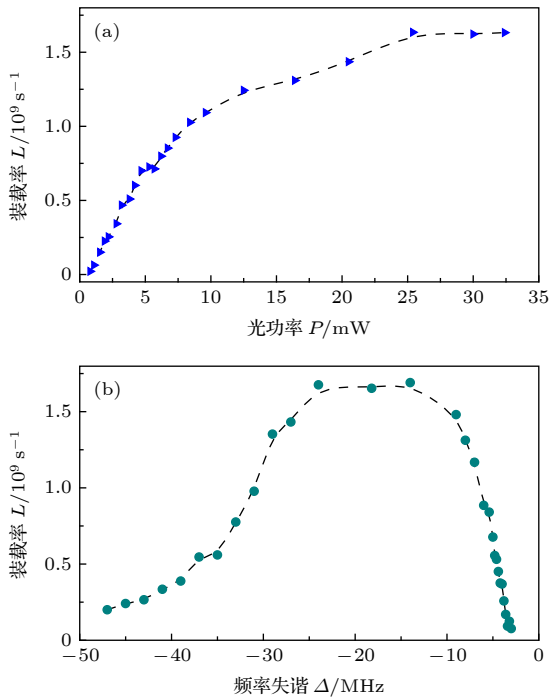


图4 装载率 L 随二维磁光阱冷却光功率 P (a) 和频率失谐 Δ (b) 的变化
Fig. 4. Loading rate versus the power P (a) and frequency detuning Δ (b) of the cooling beams in two-dimensional magneto-optical trap.

4.2 塞曼冷却光的优化

实验上还研究了塞曼减速冷却光功率和频率失谐对原子装载率的影响. 从图5(a)可以看出,原子装载率随着塞曼减速冷却光功率的增加而增加,

受实验条件限制,可以提供的最大冷却光功率为85 mW. 此时测量到的装载率为 $2.3 \times 10^9/\text{s}$, 比关闭塞曼减速冷却光时 ($P = 0 \text{ mW}$) 的装载率 $9.6 \times 10^7/\text{s}$, 提高了约24倍. 我们知道钠源中喷射出来的原子速度服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布. 当关闭塞曼减速光时,只有极少部分原子被二维磁光阱俘获. 当塞曼减速光打开时,由于塞曼减速机制导致大量的原子被减速到二维磁光阱的俘获速度之内,使得二维磁光阱可以有效俘获原子. 实验上也观测

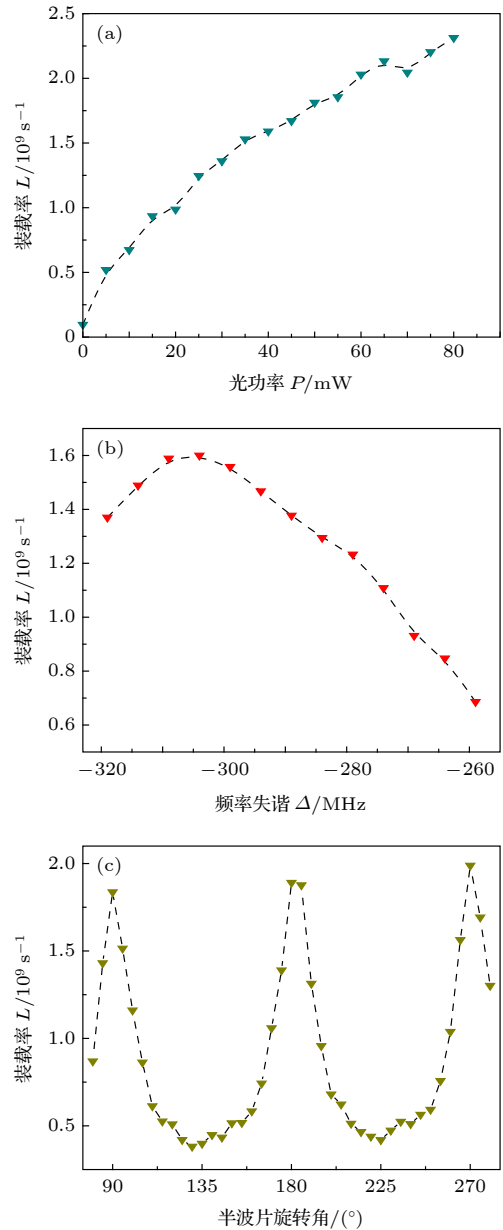


图5 装载率 L 随塞曼光功率 P (a)、频率失谐 Δ (b) 和半波片旋转角 (c) 的变化
Fig. 5. Loading rate versus the power P (a), frequency detuning Δ (b) and rotation angle of linear polarization (c) of Zeeman beam.

到了未被二维磁光阱俘获的高速原子会沉积在塞曼光注入方向的玻璃窗片上, 可以通过将窗片加热到 80 °C 来避免原子沉积问题.

图 5(b) 给出了原子装载率随塞曼减速冷却光频率失谐的变化, 当冷却光频率为相对 ^{23}Na D_2 线 $|3^2S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |3^2P_{3/2}, F=3\rangle$ 负失谐 309 MHz 时, 原子装载率达到最大值. 图 5(c) 给出了塞曼减速光线偏振旋转角对原子装载率的影响. 实验上通过旋转半波片实现线偏振光偏转角的调节. 当半波片固定在 90° , 180° , 270° 时, 塞曼减速光束线偏振方向沿 x 方向, 此时原子装载率达到最大值. 同时从图 2(b) 可以看出, 沿着原子的塞曼冷却方向 z , 磁场的方向为 y 指向. 实验上塞曼光束只有线偏振沿 x 方向时, 可以获得塞曼减速所需的最大强度的圆偏振分量, 实现最佳的塞曼冷却效果. 从图 5(c) 可以看出, 当半波片固定在 135° 和 225° 时, 塞曼减速光束线偏振方向沿 y 方向, 此时塞曼冷却效果最弱, 塞曼减速所需的圆偏振分量近乎为零, 三维磁光阱中原子装载率最小仅为 $3.8 \times 10^8/\text{s}$, 但是还是大于关闭塞曼减速冷却光时的装载率. 对塞曼光的利用效率低是这种采用永磁铁二维磁光阱方案的设计缺点.

5 结 论

本文介绍了实验上采用永磁铁的二维磁光阱设计. 实验上通过设计永磁铁组合产生的磁场来构建二维磁光阱所需的磁场. 然后利用永磁铁组在竖直方向的剩磁分布实现了原子的塞曼冷却. 实验结果表明这样的设计方案可以为处于高真空度的三维磁光阱提供一个高效的钠原子束流, 获得的原子装载效率可以与传统的塞曼减速方案相比拟. 实验中经过优化二维磁光阱和塞曼冷却光的参数, 在三维磁光阱中测得最大原子装载率为 $2.3 \times 10^9/\text{s}$, 实现了 6.2×10^9 个原子的俘获. 这些为后续开展实验研究提供了良好的基础.

参考文献

[1] Bloch I, Dalibard J, Nascimbene S 2012 *Nat. Phys.* **8** 267
 [2] Bloch I, Dalibard J, Zwirger W 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 885
 [3] Zhang Z D, Yao K X, Feng L, Hu J Z, Chin C 2019 arXiv: 1909.05536 [quant-ph]
 [4] Jaksch D, Zoller P 2005 *Ann. Phys.* **315** 52
 [5] Jo G B, Lee Y R, Choi J H, Christensen C A, Kim T H,

Thywissen J H, Pritchard D E, Ketterle W 2009 *Science* **325** 1521
 [6] Lewenstein M, Sanpera A, Ahufinger V, Damski B, Sen(De) A, Sen U 2007 *Adv. Phys.* **56** 243
 [7] Ludlow A D, Boyd M M, Zelevinsky T, Foreman S M, Blatt S, Notcutt M, Ido T, Ye J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 033003
 [8] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, Katori H 2005 *Nature* **435** 321
 [9] Wu Y L, Li R, Rui Y, Jiang H F, Wu H B 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 163201 (in Chinese) [武跃龙, 李睿, 芮扬, 姜海峰, 武海斌 2018 物理学报 **67** 163201]
 [10] Meng Z M, Huang L H, Peng P, Chen L C, Fan H, Wang P J, Zhang J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 243202 (in Chinese) [孟增明, 黄良辉, 彭鹏, 陈良超, 樊浩, 王鹏军, 张靖 2015 物理学报 **64** 243202]
 [11] Xu X T, Wang Z Y, Jiao R H, Yi C R, Sun W, Chen S 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 054708
 [12] Sun X J, Kou J, Zhang X N, Cao J X, Deng Y C, Lu X D 2018 *Acta Sin. Quantum Opt.* **24** 25 (in Chinese) [孙晓洁, 寇军, 张笑楠, 曹建勋, 邓意成, 卢向东 2018 量子光学学报 **24** 25]
 [13] Yang J L, Long Y, Gao W W, Jin L, Zuo Z C, Wang R Q 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 033701
 [14] Jiang J, Zhao L, Webb M, Jiang N, Yang H, Liu Y 2013 *Phys. Rev. A* **88** 033620
 [15] Xu K, Liu Y, Abo-Shaeer J R, Mukaiyama T, Chin J K, Miller D E, Ketterle W, Jones K M, Tiesinga E 2005 *Phys. Rev. A* **72** 043604
 [16] Hu J Z, Urvoy A, Vendeiro Z, Crépel V, Chen W L, Vuletić V 2017 *Science* **358** 1078
 [17] Urvoy A, Vendeiro Z, Ramette J, Adiyatullin A, Vuletić V 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 203202
 [18] Barker D S, Norrgard E B, Klimov N N, Fedchak J A, Scherschligt J, Eckel S 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 064023
 [19] Yang W, Sun D L, Zhou L, Wang J, Zhan M S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 153701 (in Chinese) [杨威, 孙大立, 周林, 王谨, 詹明生 2014 物理学报 **63** 153701]
 [20] Wang X L, Ma J, Wang J B, Tian X, Gao F, Zhang S G, Chang H 2011 *Acta Sin. Quantum Opt.* **17** 124 (in Chinese) [王心亮, 马结, 王靖斌, 田晓, 高峰, 张首刚, 常宏 2011 量子光学学报 **17** 124]
 [21] Youn S H, Lu M W, Ray U, Lev B L 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043425
 [22] Pandey K, Rathod K D, Singh A K, Natarajan V 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043429
 [23] Reinaudi G, Osborn C B, Bega K, Zelevinsky T 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 729
 [24] Ovchinnikov Y B 2008 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **163** 95
 [25] Groth S, Krüger P, Wildermuth S, Folman R, Fernholz T, Schmiedmayer J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2980
 [26] Folman R, Krueger P, Schmiedmayer J, Denschlag J, Henkel C 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 263
 [27] Tiecke T G, Gensemer S D, Ludewig A, Walraven J T M 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013409
 [28] Lamporesi G, Donadello S, Serafini S, Ferrari G 2013 *Rev. Sci. Instrum.* **84** 063102
 [29] Castillo P C M, Pedrozo-Peñafel E, Gutierrez E M, Mazo P L, Roati G, Farias K M, Bagnato V S 2019 *Laser Phys. Lett.* **16** 035501
 [30] Nosske I, Couturier L, Hu F, Tan C Z, Qiao C, Blume J, Jiang Y H, Chen P, Weidemüller M 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053415
 [31] Li K, Zhang D F, Gao T Y, Peng S G, Jiang K J 2015 *Phys. Rev. A* **92** 013419

- [32] Steck D A <http://steck.us/alkalidata> [2019-11-14]
- [33] Ren K N, Shi Z L, Meng Z M, Wang P J 2018 *Journal of Shanxi University* **41** 153 (in Chinese) [任珂娜, 师振莲, 孟增明, 王鹏军 2018 山西大学学报 **41** 153]
- [34] Wang Y Q 2007 *The Atomic Laser Cools And Traps* (Vol. 1) (Beijing: Peking University Press) p304 (in Chinese) [王义适 2007 原子的激光冷却与陷阱 (北京: 北京大学出版社) 第304页]
- [35] Townsend C G, Edwards N H, Cooper C J, Zetie K P, Foot C J, Steane A M, Szriftgiser P, Perrin H, Dalibard J 1995 *Phys. Rev. A* **52** 1423
- [36] Marcassa L G, Helmersony K, Tuboy A M, Milori D M B P, Muniz S R, Flemming J, Z'ilio S C, Bagnato V S 1996 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** 3051
- [37] Marcassa L, Bagnato V, Wang Y, Tsao C, Weiner J, Dulieu O, Band Y B, Julienne P S 1993 *Phys. Rev. A* **47** R4563
- [38] Telles G, Ishikawa T, Gibbs M, Raman C 2010 *Phys. Rev. A* **81** 032710

Design and research of two-dimensional magneto-optical trap of sodium atom using permanent magnets*

Li Zi-Liang¹⁾²⁾ Shi Zhen-Lian¹⁾²⁾ Wang Peng-Jun^{1)2)†}

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

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

(Received 23 February 2020; revised manuscript received 6 April 2020)

Abstract

It is helpful to make full use of the laboratory space by simplifying the cold atom experimental system, especially in the area of aerospace and precision measurement. We present a two-dimensional magneto-optical trap (2DMOT) for sodium atoms, whose magnetic field is produced by four sets of permanent magnets, and the residual field in the vertical direction is used for a Zeeman slower. The atoms are cooled and trapped in a 2DMOT which provides a highly efficient atomic flux for three-dimensional magneto-optical trap (3DMOT) in a high-vacuum chamber. The maximum 3DMOT loading rate is measured to be $2.3 \times 10^9/s$ by optimizing the parameters of the Zeeman slower and the 2DMOT. The atom number trapped in 3DMOT is 6.2×10^9 . The 2DMOT designed by using permanent magnets has the property of compact structure and simple size, which can be used to cool and trap other neutral atoms.

Keywords: permanent magnet, laser cooling, two-dimensional magneto-optical trap

PACS: 67.85.-d, 37.10.De, 37.10.Gh

DOI: 10.7498/aps.69.20200266

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2016YFA0301602), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11804203, 11974224, 11704234), and the Program of Youth Sanjin, China.

† Corresponding author. E-mail: pengjun_wang@sxu.edu.cn