

封面文章

基于退磁冷却的镧原子玻色-爱因斯坦凝聚制备*

谢轶¹⁾²⁾ 罗继红¹⁾²⁾ 姚星灿^{1)2)3)†}

1) (中国科学技术大学物理学院, 合肥微尺度物质科学国家研究中心, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 上海量子科学研究中心, 上海 201315)

3) (中国科学技术大学, 合肥国家实验室, 合肥 230088)

(2024年9月14日收到; 2024年9月30日收到修改稿)

在磁性原子气体中, 偶极弛豫过程将系统的自旋与动能自由度耦合, 从而实现体系动能向塞曼能的转化. 利用光泵浦过程, 可以将偶极弛豫至高自旋态的原子重新泵浦回基态, 实现持续的冷却循环, 有效降低体系温度. 由于单次冷却循环中移除的能量远大于散射光子能量, 这种退磁冷却方案显著提升了冷却效率并减少了原子损失. 本文通过建立结合偶极弛豫与光泵浦过程的态耦合方程, 对镧原子的退磁冷却进行了理论建模与计算, 研究了相关实验参数对冷却效率及冷却极限温度的影响, 确定了实现镧原子玻色-爱因斯坦凝聚的关键实验参数范围和技术指标要求. 结果表明, 在最优实验参数下, 退磁冷却可以在亚秒时间内直接制备大原子数的镧原子玻色-爱因斯坦凝聚, 其冷却效率比传统蒸发冷却高一个数量级.

关键词: 磁性原子, 退磁冷却, 偶极弛豫, 光泵浦, 玻色-爱因斯坦凝聚

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

DOI: 10.7498/aps.73.20241299

CSTR: 32037.14.aps.73.20241299

1 引言

随着实验技术的发展, 镧和铷等镧系金属元素^[1,2]已经实现玻色-爱因斯坦凝聚 (Bose-Einstein condensate, BEC), 进一步拓展了超冷原子量子模拟^[3-5]的实验体系. 镧系金属元素基态具有较大自旋和磁矩, 呈现出丰富的跃迁谱线以及密集的散射共振特征^[6]. 这种大磁矩的特性在系统中引入了长程且各向异性的偶极相互作用. 镧系金属元素 BEC 的实现为研究偶极量子效应相关的复杂物理过程提供了理想实验平台. 首先, 偶极相互作用显著改变了 BEC 的密度分布、激发谱和动力学行为^[7]. 通过调节镧系金属元素 BEC 中的偶极与接触相互作用的竞争关系, 可以实现新奇的量子物态, 如自束缚量子液滴^[8]以及超固体^[9-11]. 此外, 由于偶极

相互作用的长程特性, 光晶格中的镧系金属元素引入了最近邻格点间的相互作用, 为研究延拓哈伯德模型提供了理想实验平台^[12]. 在超冷原子实验中, 量子简并体系的制备是探索相关复杂物理现象的基础. 当前, 制备镧系元素量子简并气体的常用方法是首先通过窄线宽激光冷却^[13,14], 将体系温度降低至微开尔文量级. 随后, 通过蒸发冷却移除势阱中的高能原子, 进一步提升体系的相空间密度. 然而, 对于镧系金属元素, 由于具有较强的偶极相互作用, 蒸发冷却不仅依赖于原子间的碰撞性质, 还受到外加磁场方向与光阱几何构型的影响. 磁场方向与体系密度分布会改变偶极相互作用形式, 当吸引相互作用占主导时, BEC 可能会发生坍塌^[15]. 因此, 镧系金属元素的蒸发冷却需要对磁场方向、强度以及光阱几何构型进行精密调节, 且不可避免地会导致原子损失, 从而增加了实验复杂性并限制

* 国家自然科学基金 (批准号: 11874340) 和国家重点研发计划 (批准号: 2018YFA0306501) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yaoxing@ustc.edu.cn

了冷却效率. 因此, 发展不依赖蒸发冷却直接实现大原子数量子简并的新型冷却方案, 是偶极量子气体实验研究的重要课题.

对于具有偶极相互作用的磁性原子气体, 较强的偶极弛豫过程可以将原子由低自旋态翻转至高自旋态, 耦合系统的动能与自旋自由度, 实现动能向塞曼能的转化. 在这一过程中, 原子损失的动能相当于自旋态间的能量差, 通常远大于光子反冲能量. 该机制使单个光子能够带走更多能量, 为更高效地降低体系温度提供了可能性. 基于这一物理特性, 研究人员设计了结合偶极散射与光泵浦的退磁冷却实验方案^[16], 并成功应用于铬原子体系^[17], 将其相空间密度提高了两个数量级^[18]. 尽管实验结果表明, 由于偶极弛豫速率的限制, 退磁冷却对于铬原子的降温效果存在一定局限性, 但这一技术在磁性原子冷却中仍展现出重要潜力. 相比之下, 镱原子作为磁矩最大的中性原子, 其偶极弛豫过程的散射截面 σ 约为铬原子的 20 倍 ($\sigma \propto J^3$, J 为总角动量量子数), 因此具有更快的偶极弛豫速率, 即更高的退磁冷却速率. 此外, 镱原子的较大质量导致其反冲能量较小, 再结合其封闭的窄线宽泵浦跃

迁, 使得镱原子成为通过退磁冷却实现量子简并的理想实验体系.

本文对镱原子的退磁冷却过程进行了理论分析. 通过建立结合偶极弛豫与光泵浦的态耦合方程, 计算了玻色 ^{164}Dy 原子在冷却过程中原子数和温度的演化. 从实际实验角度出发, 理论分析了退磁冷却过程中磁场变化曲线、光势阱频率、光泵浦激光的偏振纯度和光强对冷却极限温度的影响. 进一步对以上实验参数进行了优化, 给出了通过退磁冷却直接实现 ^{164}Dy 原子 BEC 的参数范围. 本文结构安排如下: 第 2 节主要介绍镱原子退磁冷却的原理并建立态耦合方程; 第 3 节介绍设计的磁场波形优化策略, 并探讨在此优化策略和典型实验参数下, 光势阱频率、光泵浦激光的偏振纯度和光强对冷却过程的影响; 第 4 节是对镱原子退磁冷却的总结与展望.

2 理论分析

绝热退磁冷却技术最早应用于固体的冷却^[19]. 相比之下, 原子气体的优势在于不仅能够冷却动能

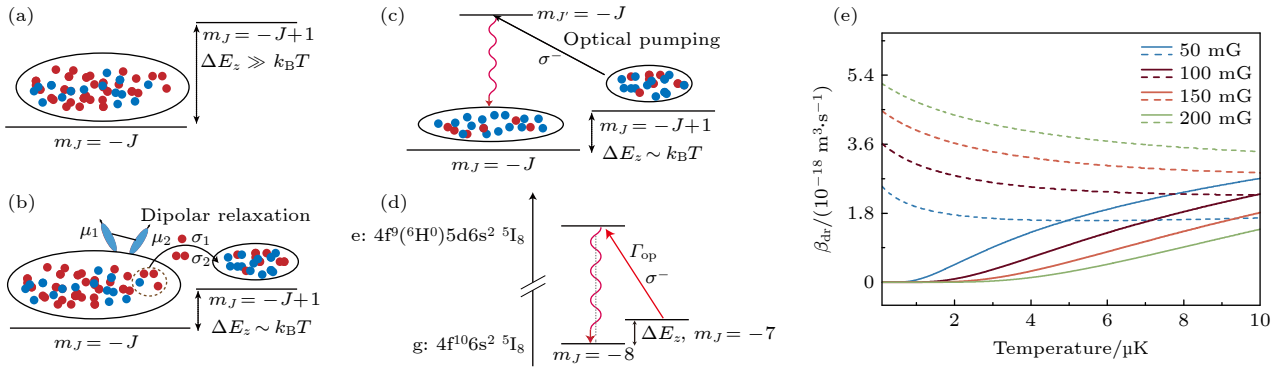


图 1 退磁冷却原理图 (图中蓝色与红色实心小球占比表征体系温度. 蓝色小球比例增加, 表示低能原子数量增多, 反映更低的体系温度) (a) 当原子的平均动能远小于相邻内态间的塞曼劈裂 $\Delta E_z = g_J \mu_B B$ 时, 原子极化在最低塞曼态 $m_J = -J$ 态; (b) 随着磁场降低, 当塞曼劈裂与原子平均动能相当时, 部分 $m_J = -J$ 态的原子通过偶极弛豫转移到 $m_J = -J + 1$ 的近邻塞曼能级; (c) 通过光泵浦过程将原子重新极化回到 $m_J = -J$ 态; (d) ^{164}Dy 原子光泵浦过程示意图, 波长为 684 nm 的跃迁, 最低塞曼态对 σ^- 偏振光表现为暗态; (e) 1—10 μK 温度范围内, 不同磁场下 ^{164}Dy 原子的偶极弛豫系数计算结果 (1 G = 10^{-4} T), 其中实线和虚线分别对应 β_{dr}^+ 和 β_{dr}^-

Fig. 1. Diagram of the principle of demagnetization cooling. The proportion of blue and red solid spheres in the figure represents the system's temperature. An increase in the proportion of blue spheres indicates a rise in the number of atoms in lower energy states, reflecting a lower temperature of system. (a) When the atom's average kinetic energy is much lower than the Zeeman splitting $\Delta E_z = g_J \mu_B B$ between adjacent internal states, the atoms are polarized in the lowest Zeeman state $m_J = -J$; (b) as the magnetic field is gradually reduced, and the Zeeman splitting becomes comparable to the atom's average kinetic energy, some atoms in the $m_J = -J$ state transfer to the adjacent Zeeman state $m_J = -J + 1$ through dipolar relaxation; (c) the atoms are then pumped back to the $m_J = -J$ state through an optical pumping process; (d) schematic of the optical pumping process for ^{164}Dy atoms, in the transition at a wavelength of 684 nm, the lowest Zeeman state behaves as a dark state for σ^- -polarized light; (e) the calculated results of dipolar relaxation coefficients β_{dr}^+ and β_{dr}^- for ^{164}Dy atoms at different magnetic fields within the temperature range from 1–10 μK ; the solid and dashed lines correspond to β_{dr}^+ and β_{dr}^- , respectively.

自由度, 还可以通过将原子光泵浦至暗态, 从而冷却自旋自由度, 实现持续的冷却循环^[17]. 图 1 展示了这一物理过程^[17]的原理图以及镱原子的泵浦光跃迁. 如图 1(a) 所示, 当原子的平均动能 $k_B T$ 远低于相邻内态间的塞曼劈裂 $\Delta E_z = g_J \mu_B B$ 时 (其中 k_B 表示玻尔兹曼常数, T 表示体系温度, g_J 表示朗德因子, μ_B 为玻尔磁子, B 表示磁场强度), 原子极化在最低塞曼态 $m_J = -J$ 态 (其中 m_J 表征偶极矩沿磁场方向投影的磁量子数). 随着磁场降低, 当塞曼劈裂与原子平均动能相当时 (如图 1(b) 所示), 由于非弹性偶极散射, 部分 $m_J = -J$ 态的原子会转移到 $m_J = -J + 1$ 的近邻塞曼能级. 这一过程将体系的动能转化为塞曼能. 通过光泵浦过程 (如图 1(c) 所示), 原子可以重新极化回到 $m_J = -J$ 态. 通常情况下, 光泵浦速率远高于偶极弛豫速率, 因此由于偶极弛豫导致自旋翻转的原子能够通过光泵浦迅速回到暗态, 重新进入冷却循环. 逐渐降低磁场并同时开启光泵浦激光, 可以实现持续的退磁冷却过程.

封闭的泵浦光跃迁在退磁冷却过程中至关重要, 该过程持续将自旋翻转的原子 ($m_J = -J + 1$) 重新泵浦回基态 ($m_J = -J$), 确保了冷却循环的有效进行. 如图 1(d) 所示, 根据跃迁选择定则, 在波长为 684 nm ($4f^9(6H^0)5d6s^2\ ^5I_8 \rightarrow 4f^{10}6s^2\ ^5I_8$) 的光跃迁中, ^{164}Dy 原子的基态最低塞曼能级对 σ^- 偏振光表现为暗态. 此外, 实验结果表明该跃迁掉落到亚稳态的分支比^[20]较低, 因此是理想的退磁冷却光泵浦跃迁. 不失一般性地, 本文对玻色 ^{164}Dy 原子展开计算. 在常规实验条件下, 光泵浦速率远低于激发态的自发辐射速率 ($\Gamma_{684} = 2\pi \times 95\ \text{kHz}$), 可以忽略塞曼子能级之间的相干性^[21]. 此外, 结合镱原子自旋依赖的光位移, 实验上可以实现基态最低两个塞曼能级的隔离^[22]. 基于以上条件, 可以建立包含偶极弛豫与光泵浦过程的态耦合方程, 计算在光偶极阱中 ^{164}Dy 原子基态最低两个塞曼能级, 即 $|J = 8, m_J = -8\rangle$ 和 $|J = 8, m_J = -7\rangle$ 态整个退磁冷却过程中原子数 (分别定义为 N_1 和 N_2) 的演化, N 为总原子数, 其表达式为^[16,21]

$$\dot{N}_1 = -\frac{\beta_{\text{dr}}^+ N_1^2}{V} + \frac{\beta_{\text{dr}}^- N_1 N_2}{V} + \frac{\dot{N}}{N} N_1 - \sum_q \gamma_{m_J, q} N_1 + \sum_q \gamma_{m_J, q} (N_1 + N_2) |c_{m_J, q}|^2, \quad (1a)$$

$$\dot{N}_2 = \frac{\beta_{\text{dr}}^+ N_1^2}{V} - \frac{\beta_{\text{dr}}^- N_1 N_2}{V} + \frac{\dot{N}}{N} N_2 - \sum_q \gamma_{m_J, q} N_2 + \sum_q \gamma_{m_J, q} (N_1 + N_2) |c_{m_J, q}|^2, \quad (1b)$$

$$\dot{N} = -\frac{1}{\tau_{\text{bg}}} N - \frac{L_3}{V^2} N^3. \quad (1c)$$

需要说明的是, 关于 N_1 和 N_2 之间的直接态转移, 方程中仅考虑了由偶极相互作用诱导的部分, 即 (1a) 式和 (1b) 式等号右边的前两项, 其中 β_{dr}^+ 和 β_{dr}^- 分别表示向上和向下塞曼能级自旋翻转的偶极弛豫系数. 由于 $N_1 \gg N_2$, β_{dr}^- 中主要考虑 N_1 和 N_2 之间的两体碰撞过程, 忽略了两个 N_2 原子向下的自旋翻转过程. $\bar{V} = \left(\frac{\sqrt{4\pi k_B T}}{\bar{\omega} \sqrt{m}} \right)^3$ 表示简谐势阱中热原子的平均体积, 其中 $\bar{\omega}$ 为平均光势阱频率, m 为原子质量. (1a) 式和 (1b) 式等号右边的第三项描述了体系寿命以及三体复合效应导致的原子损失, 即 (1c) 式, 其中, τ_{bg} 为背景气体碰撞限制的体系寿命, L_3 表示三体复合系数. (1a) 式和 (1b) 式等号右边的最后两项则表征光泵浦与自发辐射过程, $\gamma_{m_J, q}$ 表示 $|J, m_J\rangle$ 与 $|J', m_J + q\rangle$ 态间的光泵浦速率, 其表达式为

$$\gamma_{m_J, q} = s_{m_J, q} \frac{\Gamma}{2} |c_{m_J, q}|^2, \quad (2)$$

其中, Γ 为跃迁自然线宽, $c_{m_J, q}$ 为基态 $|J, m_J\rangle$ 与激发态之间的 $|J', m_J + q\rangle$ 的 Clebsch-Gordan (CG) 系数, $q \in \{1, 0, -1\}$ 分别对应 σ^+ , π 以及 σ^- 偏振. $s_{m_J, q}$ 为饱和参数, 其表达式为

$$s_{m_J, q} = \frac{s_0}{1 + 4\Delta_{m_J, q}^2 / \Gamma^2} (e_q \cdot \varepsilon)^2, \quad (3)$$

其中, s_0 表示饱和光强, $\Delta_{m_J, q}$ 表示总的激光失谐, $e_q \cdot \varepsilon$ 表示光场 ε 在不同偏振方向 e_q 的投影. 理想情况下, 光泵浦过程需要纯的 σ^- 偏振, 该项考虑了实验中偏振不完美对冷却过程的影响.

为了求解 (1a) 式和 (1b) 式, 首先需要计算偶极弛豫系数 β_{dr}^+ 和 β_{dr}^- . 对于冷原子体系, 这两个系数可以在两体散射理论框架下, 通过对相关非弹性散射通道进行热平均来计算, 表达式分别为^[23]:

$\beta_{\text{dr}}^+ = \langle (\sigma_1 + 2\sigma_2)v_{\text{rel}} \rangle$ 及 $\beta_{\text{dr}}^- = \langle \sigma_{-1}v_{\text{rel}} \rangle$, 式中, v_{rel} 表示两体相对碰撞速度; σ_1 和 σ_2 分别表示两体散射中, 单原子和两原子向上能级自旋翻转的偶极散射截面, 该过程将系统动能转化为塞曼能; σ_{-1} 则为向下能级自旋翻转的偶极散射截面. 在玻恩近似下, 偶极散射截面可以表示为^[23]

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= \frac{8\pi}{15} J^3 \left[\frac{\mu_0(g_J\mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right]^2 (1 + f(k_f/k_i)) \frac{k_f}{k_i}, \\ \sigma_2 &= \frac{8\pi}{15} J^2 \left[\frac{\mu_0(g_J\mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right]^2 (1 + f(k_f/k_i)) \frac{k_f}{k_i}, \\ \sigma_{-1} &= \frac{4\pi}{15} J^3 \left[\frac{\mu_0(g_J\mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right]^2 (1 + f(k_f/k_i)) \frac{k_f}{k_i},\end{aligned}\quad (4)$$

式中, μ_0 为真空磁导率, \hbar 表示约化普朗克常数, k_i 和 k_f 分别表示原子散射前后的动量. 函数 $f(x)$ 包含粒子的对称性, 其表达式为

$$f(x) = \begin{cases} -\frac{1}{2}, & x = 1, \\ -\frac{1}{2} - \frac{3(1-x^2)^2}{8x(1+x^2)} \ln \frac{(1-x)^2}{(1+x)^2}, & x > 0. \end{cases}\quad (5)$$

对于遵从玻尔兹曼速度分布的热原子, 结合(4)式和(5)式, 对上述偶极散射通道进行热平均. 在恒定磁场 B 下, 基态原子自旋翻转至近邻塞曼能级所需的最低速度为 $v_{\Delta m_J, \text{min}} = \sqrt{4\Delta E_z/m} = \sqrt{4\Delta m_J g_J \mu_B B/m}$, 其中 Δm_J 为磁量子数的改变. 图 1(e) 展示了在 1—10 μK 温度范围内, 不同磁场下 ^{164}Dy 原子的偶极弛豫系数计算结果, 其数值相比铬原子高出一个数量级^[23]. 图 1(e) 中的实线和虚线分别对应 β_{dr}^+ 和 β_{dr}^- 的计算结果. 结果表明, 在恒定磁场下, 随着原子温度降低, β_{dr}^+ 逐渐减小. 在恒定温度下, 随着磁场减小, β_{dr}^+ 增大, 这与该过程动能转化为塞曼能的物理图像相符; 相对应地, β_{dr}^- 则呈现出相反的变化趋势.

在三维简谐势阱中, 热原子的弹性碰撞速率可以表示为^[24]

$$\Gamma_{\text{el}} = \frac{n\sigma_{\text{el}}\bar{v}_{\text{rel}}}{2\sqrt{2}},\quad (6)$$

其中, n 为原子数密度; $\bar{v}_{\text{rel}} = 4\sqrt{k_B T/\pi m}$ 为原子的平均相对速度; $\sigma_{\text{el}} = 8\pi a_s^2$ 为全同玻色子的弹性散射截面, a_s 为 s 波散射长度. 对于 ^{164}Dy 原子, $a_s = 92(8)a_0$ ^[25]. 计算表明, 在典型实验条件下, ^{164}Dy 原子的弹性碰撞速率比偶极弛豫速率高一个数量级, 因此体系在冷却过程中始终处于热平衡状态.

综合以上物理过程, 退磁冷却过程中体系的内能变化可以表示为^[16,26]

$$\dot{E} = \dot{E}_{\text{dip}} + \dot{E}_{\text{loss}} + \dot{E}_{\text{op}},\quad (7)$$

式中, \dot{E}_{dip} 表示偶极弛豫过程中体系动能向塞曼能的转化速率, 称为退磁速率, 该过程降低体系温度; \dot{E}_{loss} 和 \dot{E}_{op} 分别表示原子损失和光泵浦过程中散射光子导致的内能变化率, 造成体系加热, 表达式分别为

$$\begin{aligned}\dot{E}_{\text{dip}} &= \left(-\frac{\beta_{\text{dr}}^+(T, B)N_1^2}{\bar{V}(T)} + \frac{\beta_{\text{dr}}^-(T, B)N_1N_2}{\bar{V}(T)} \right) \Delta E_z, \\ \dot{E}_{\text{loss}} &= -\frac{3k_B T}{\tau_{\text{bg}}} N - \frac{2k_B T L_3}{\bar{V}^2} N^3, \\ \dot{E}_{\text{op}} &= \sum_q \gamma_{m_J, q} E_{\text{rec}} (N_1 + N_2),\end{aligned}\quad (8)$$

其中, $E_{\text{rec}} = k_B T_{\text{rec}} = \hbar^2 k^2 / 2m$ 表示散射光子的反冲能量, \mathbf{k} 为波矢量. 在实际原子系统中, 三体复合通常源于缔合分子与第三个原子的碰撞, 碰撞过程中带走的能量通常低于体系的平均能量, 从而引起体系加热^[27]. 在深简谐势阱中, 体系内能为 $E = 3Nk_B T$, 冷却过程中内能变化导致的温度变化率可以表示为

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\dot{E} - 3k_B T \dot{N}}{3Nk_B}.\quad (9)$$

3 参数优化

第 2 节介绍了退磁冷却的基本原理, 并对镝原子的冷却过程进行了理论建模分析. 在此基础上, 本节进一步探讨实验参数对 ^{164}Dy 原子冷却过程的影响, 并对这些参数进行优化. 本节旨在通过精确调控实验条件, 设计最优的冷却路径, 以提升冷却效果, 并为实际实验中通过退磁冷却直接实现大原子数 ^{164}Dy 原子 BEC 提供关键的参考依据.

3.1 磁场波形优化

根据理论分析, 偶极弛豫系数 (见图 1(e)) 与体系温度和磁场大小密切相关, 而单次冷却过程中移除的动能同样依赖于磁场强度. 因此, 冷却过程中的磁场波形设计至关重要, 直接影响体系动能向塞曼能的转化速率, 即退磁速率 \dot{E}_{dip} . 本文计算每个时刻在 $\dot{E}_{\text{dip}} < 0$ 条件下, 使 $|\dot{E}_{\text{dip}}|$ 最大的磁场作为最优磁场. 根据典型实验条件, 初始时刻的原子

数布居设定为 $N_1(t=0) = 1 \times 10^7$, $N_2(t=0) = 0$, 体系温度为 $T = 20 \mu\text{K}$. 泵浦光中 σ^- 偏振占比为 $P = 1499/1500$ ($\sigma^- : \sigma^0 : \sigma^+ = 1499 : 0.5 : 0.5$), 光阱平均阱频率为 $\bar{\omega} = 2\pi \times 50 \text{ Hz}$, 原子寿命为 $\tau_{\text{bg}} = 20 \text{ s}$. 三体损失系数 L_3 参考了最新 ^{162}Dy 原子在低磁场下, 热原子背景三体损失速率的测量结果^[28], 取值为 $L_3 = 5 \times 10^{-41} \text{ m}^6/\text{s}$. 在整个冷却过程中, 泵浦光的光强和失谐维持恒定, 分别为 $I = 500I_s$, $\Delta = 200\Gamma$. 联立方程 (1) 及 (7) 式和 (9) 式, 将最优磁场波形作为输入, 计算整个冷却过程中 ^{164}Dy 原子数和温度的演化, 在此过程中, 实现 BEC 的

原子偶极弛豫速率为 0.

图 2(a) 展示了基于上述磁场优化策略计算得到的磁场波形. 结果表明, 为了达到冷却极限温度, 在平衡时刻, 磁场稳定在 3.21 mG. 因此, 实现稳定的毫高斯级磁场对于实现高效退磁冷却至关重要. 目前, 超冷原子实验体系中可实现的最低磁场已达到几十微高斯量级^[29], 表明了该实验方案的可行性. 如图 2(b) 所示, 随着冷却过程的进行, 体系温度迅速下降并逐渐趋于平衡. 图中的蓝色虚线表示 BEC 临界温度 T_c ^[30], 其表达式为 $T_c \approx 0.94\hbar\bar{\omega}N^{1/3}/k_B$. 图 2(b) 中插图为低于 T_c 后的体

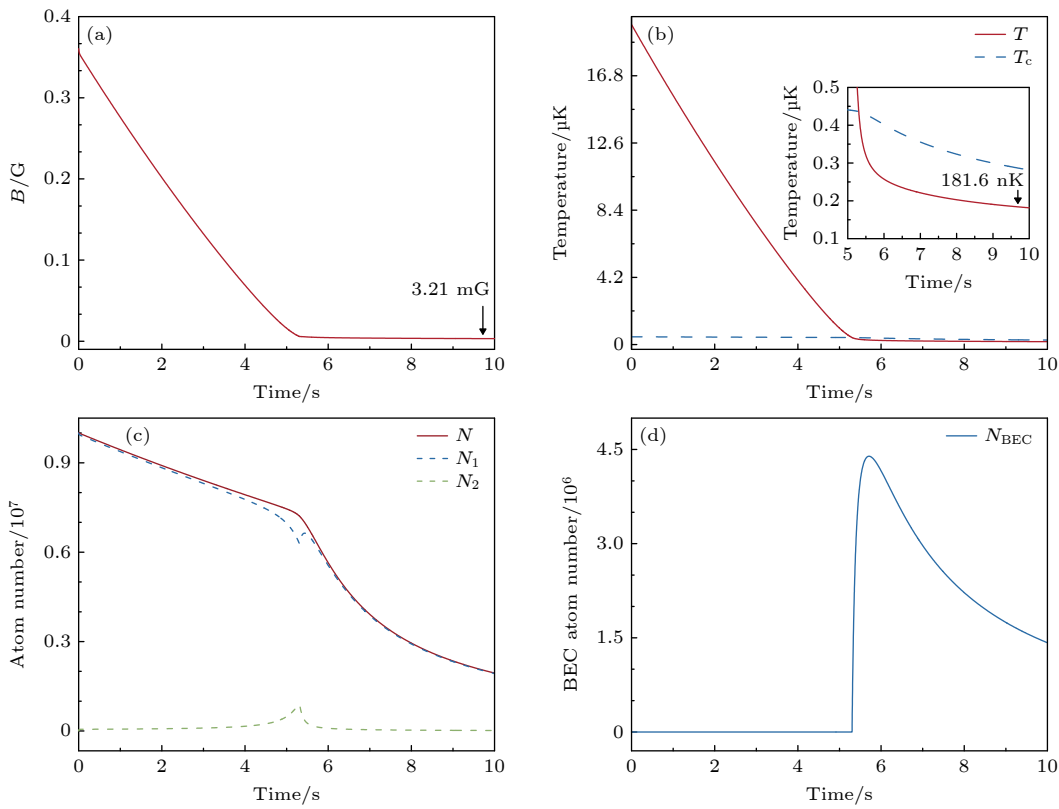


图 2 每个时刻在 $\dot{E}_{\text{dip}} < 0$ 条件下, 使 $|\dot{E}_{\text{dip}}|$ 最大的磁场作为最优磁场, 冷却过程的计算结果 (初始时刻, 设定原子数布居为 $N_1 = 1 \times 10^7$, $N_2 = 0$, 体系温度 $T = 20 \mu\text{K}$, 泵浦光 σ^- 偏振成分占比为 $P = 1499/1500$, 光强和失谐分别为 $I = 500I_s$, $\Delta = 200\Gamma$, 光阱平均阱频率为 $\bar{\omega} = 2\pi \times 50 \text{ Hz}$, 原子寿命 $\tau_{\text{bg}} = 20 \text{ s}$, 三体损失系数 $L_3 = 5 \times 10^{-41} \text{ m}^6/\text{s}$) (a) 最优磁场波形计算结果; (b) 体系温度随时间的演化, 蓝色虚线为 BEC 临界温度 T_c , 插图为温度低于 T_c 后体系温度演化, 在 10 s 时温度趋于平衡, 此时 $T = 181.6 \text{ nK}$; (c) 总原子数 (红色实线), $|J = 8, m_J = -8\rangle$ 态 (蓝色虚线) 和 $|J = 8, m_J = -7\rangle$ 态原子数 (绿色虚线) 随时间的演化; (d) BEC 原子数随时间的演化

Fig. 2. Calculated results of the cooling process under the magnetic field profile that maximizes $|\dot{E}_{\text{dip}}|$ under the condition $\dot{E}_{\text{dip}} < 0$: (a) Calculated optimal magnetic field profile; (b) evolution of the temperature over time, with the blue dashed line representing the BEC critical temperature T_c and the inset shows the temperature evolution of the system after it falls below T_c ; at 10 s, the temperature tends towards equilibrium, with $T = 181.6 \text{ nK}$; (c) time evolution of the total atom number (red solid line), atom numbers of $|J = 8, m_J = -8\rangle$ (blue dashed line) and $|J = 8, m_J = -7\rangle$ (green dashed line) states; (d) time evolution of the BEC atom number. Initially, the atomic populations are set to $N_1 = 1 \times 10^7$, $N_2 = 0$, with a system temperature of $T = 20 \mu\text{K}$. The proportion of the σ^- polarization in the optical pumping light is $P = 1499/1500$, with intensity $I = 500I_s$ and detuning $\Delta = 200\Gamma$. The mean trapping frequency of the optical dipole trap is $\bar{\omega} = 2\pi \times 50 \text{ Hz}$, the atomic lifetime is $\tau_{\text{bg}} = 20 \text{ s}$, and the three-body loss rate is $L_3 = 5 \times 10^{-41} \text{ m}^6/\text{s}$.

系温度演化, 在 10 s 时, 温度趋于平衡, 此时 $T = 181.6$ nK, 已低于 T_c 并且低于反冲极限温度 $T_{\text{rec}} = 250$ nK. 反冲温度的表达式为 $T_{\text{rec}} = (\hbar k)^2 / (mk_B)$, 其中 k 为光子的波数. 图 2(c) 展示了总原子数 (红色实线), $|J = 8, m_J = -8\rangle$ (蓝色虚线) 和 $|J = 8, m_J = -7\rangle$ (绿色虚线) 态的原子数随时间的变化. 在整个冷却过程中, 系统总原子数损失呈现出先慢后快的变化趋势. 在冷却初期, 原子温度较高、密度较低, 原子损失速率主要由体系寿命决定. 随着冷却进行, 体系温度逐渐降低、密度不断增大. 当接近 T_c 时, 三体损失效应占据主导, 原子损失速率显著上升. 对于最低两个塞曼能级的原子数, N_1 显著大于 N_2 ($N_1 \gg N_2$), 这表明整个冷却过程中体系处于自旋极化状态. 图 2(d) 展示了 BEC 原子数随时间的变化, 其表达式为 $N_{\text{BEC}} = N(1 - (T/T_c)^3)$. 当体系温度降低至 T_c 以下, BEC 原子数迅速增长至最大值 $N_{\text{BEC}} \approx 4.4 \times 10^6$. 随后, 随着体系密度增加, 原子损失速率增长, N_{BEC} 逐渐减少.

3.2 光势阱频率与光泵浦光强优化

根据 3.1 节的计算结果, 在典型实验参数下, 尽管通过优化磁场波形已实现镱原子的 BEC, 但冷却速率仍然较低, 存在进一步优化的空间. 在退磁冷却过程中, 系统密度直接影响冷却速率, 密度越高, 冷却速率越快, 但同时三体损失速率也会上升, 造成一定原子数损失. 在实验中, 可以通过改变光阱平均阱频率 $\bar{\omega}$ 来调节体系密度, 以平衡冷却速率与原子数损失效应, 从而提升冷却效率 χ . 冷却效率定义为 $\chi = -\ln(\rho_f/\rho_i) / \ln(N_f/N_i)$, 描述了相空间密度相对于原子数损失的增益, 其中 ρ_i 和 ρ_f 分别表示冷却前后的相空间密度, N_i 和 N_f 为冷却前后的原子数. 此外, 光泵浦光强也会影响冷却过程. 在低光强下, 适当增加光强可以提高光泵浦速率, 使偶极弛豫至高自旋的原子迅速泵浦回暗态, 从而提高冷却速率. 然而, 当光强达到最优值后, 光泵浦与偶极弛豫速率相当, 冷却速率趋于饱和, 继续增加光强会导致系统加热率上升, 限制冷却的极限温度. 因此, 在调节泵浦光强时需要平衡光泵浦速率和散射光子引起的加热效应. 为了优化这两个物理量, 更高效地实现大原子数镱原子 BEC 制备, 在与图 2 相同的其他参数设置和磁场波形优化策略下, 计算了不同 $\bar{\omega}$ 以及泵浦光强条件下可实现

的最大 BEC 原子数, 具体结果如图 3(a) 所示. 计算结果表明, 对于每个 $\bar{\omega}$ 都存在最优泵浦光强. 在阱频率 $\bar{\omega} = 2\pi \times 90$ Hz, 泵浦光强 $I = 2700I_s$ 参数下, 可实现的 BEC 原子数达到最大, 此时 $N_{\text{BEC}} \approx 5.3 \times 10^6$. 图 3(b) 展示了不同 $\bar{\omega}$ 对应的最优泵浦光强下, 冷却效率 χ 随 $\bar{\omega}$ 的变化. 当 $\bar{\omega}$ 较小时, 冷却速率较低, 冷却极限温度较高, χ 受到限制. 而当 $\bar{\omega}$ 较大时, 原子损失效应逐渐占据主导, 原子数迅速减少, 导致 χ 下降. 在最优阱频率 $\bar{\omega}_{\text{opt}} = 2\pi \times 96$ Hz (图 3(c) 中浅蓝色虚线) 下, 冷却效率达到 $\chi \approx 44.92$, 比传统蒸发冷却效率高出一个数量级 [2]. 图 3(c) 展示了不同 $\bar{\omega}$ 对应的最优泵浦光强下, 实现最大原子数 BEC 的冷却时间随 $\bar{\omega}$ 的变化. 可以看到, 随着 $\bar{\omega}$ 提高, 冷却速率逐渐增大并趋于饱和. 在最优阱频率 $\bar{\omega}_{\text{opt}} = 2\pi \times 96$ Hz (图 3(c) 中浅蓝色虚线) 下, 冷却时间可以缩短至约 0.71 s.

3.3 光泵浦偏振纯度影响

根据退磁冷却的基本原理, 泵浦光中 σ^- 偏振成分 P 越高, 冷却过程越接近理想的封闭冷却循环. 在这种情况下, 基态 $|J = 8, m_J = -8\rangle$ 的原子始终保持在暗态, 避免了不必要的跃迁和激发, 这对冷却过程非常有利, 最大化冷却效率的同时显著减少光子散射引起的加热效应. 然而, 在实际实验中, 由于剩余磁场、光学器件引起的偏振失真, 以及偏振光束在传输过程中的不完美等因素影响, 实现完全纯化的偏振光非常困难. 因此, 研究偏振纯度对冷却效果的影响, 对于确定实验中所需的偏振纯度具有重要意义. 在与图 2 相同的其他参数设置和磁场波形优化策略下, 在阱频率 $\bar{\omega} = 2\pi \times 90$ Hz, 泵浦光强 $I = 2700I_s$ 参数下, 改变 σ^- 偏振成分占比 P , 研究了实现最大 BEC 原子数时, 相对温度 T/T_c 与 BEC 原子数随 P 的变化. 如图 4(a) 所示, 随着 P 增大, 冷却极限温度迅速降低. 当 P 大于阈值 $P_{\text{cri}} = 0.9873$ (浅蓝色虚线) 时, $T/T_c < 1$. 当 $P = 1$ 时, 可以实现的相对温度为 $T/T_c = 0.688$. 如图 4(b) 所示, 当 $P < P_{\text{cri}} = 0.9873$ (浅蓝色虚线) 时, $N_{\text{BEC}} = 0$. 随着 P 增大, BEC 原子数迅速增加. 当 $P = 1$ 时, 可以实现约 5.54×10^6 原子数的 ^{164}Dy 原子 BEC. 图 4(b) 中插图展示了 BEC 原子占比 N_{BEC}/N 随 P 变化, 随着 P 增大, N_{BEC}/N 逐渐增大. 当 $P = 1$ 时, $N_{\text{BEC}}/N = 0.674$.

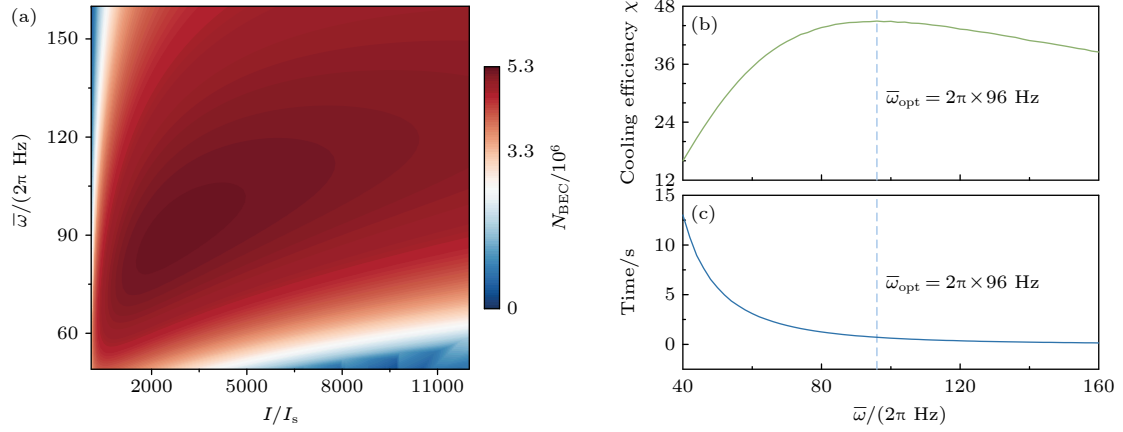


图 3 在与图 2 相同的其他参数设置和磁场波形优化策略下, 光泵浦光强与平均阱频率 $\bar{\omega}$ 对冷却过程的影响 (a) 不同泵浦光强与 $\bar{\omega}$ 下, 可实现的最大 BEC 原子数; (b) 不同 $\bar{\omega}$ 对应的最优泵浦光强下, 冷却效率 χ 随 $\bar{\omega}$ 的变化, 浅蓝色虚线对应 χ 最大时的 $\bar{\omega}$, 即最优阱频率 $\bar{\omega}_{\text{opt}} = 2\pi \times 96 \text{ Hz}$; (c) 不同 $\bar{\omega}$ 对应的最优泵浦光强下, 实现最大原子数 BEC 的冷却时间随 $\bar{\omega}$ 的变化; 浅蓝色虚线对应 $\bar{\omega}_{\text{opt}}$

Fig. 3. Under the same other parameter settings and magnetic field waveform optimization strategy as in Fig. 2, the influences of optical pumping light intensity and average trap frequency $\bar{\omega}$ on the cooling process: (a) The maximum achievable atom number of BEC under different $\bar{\omega}$ and optical pumping light intensities; (b) the cooling efficiency as a function of $\bar{\omega}$ at the optimal intensity of optical pumping light; the light blue dashed line indicates the value of ω at which χ is maximized, representing the optimal trap frequency $\bar{\omega}_{\text{opt}} = 2\pi \times 96 \text{ Hz}$; (c) the time required to reach the maximum atom number of BEC as a function of $\bar{\omega}$ at the optimal intensity of optical pumping light; the light blue dashed line represents $\bar{\omega}_{\text{opt}}$.

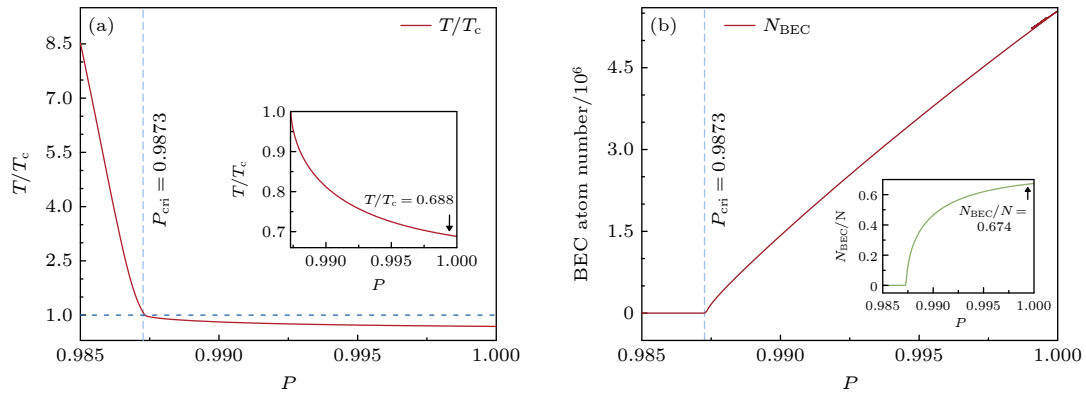


图 4 在与图 2 相同的其他参数设置和磁场波形优化策略下, 阱频率 $\bar{\omega} = 2\pi \times 90 \text{ Hz}$, 泵浦光强 $I = 2700I_s$ 参数下, 泵浦光 σ^- 偏振占比 P 对冷却过程的影响 (a) 相对温度 T/T_c 随 P 的变化; 当 $P < P_{\text{crit}} = 0.9873$ 时 (浅蓝色虚线), $T/T_c > 1$; 蓝色虚线对应 $T/T_c = 1$; 插图为 $P > P_{\text{crit}}$ 时, T/T_c 随 P 的变化, 当 $P = 1$ 时, $T/T_c = 0.688$; (b) 可实现 BEC 原子数随 P 的变化, 当 $P < P_{\text{crit}} = 0.9873$ 时 (浅蓝色虚线), $N_{\text{BEC}} = 0$; 插图为 N_{BEC}/N 随 P 的变化, 当 $P = 1$ 时, $N_{\text{BEC}}/N = 0.674$

Fig. 4. Under the same parameter settings and magnetic field waveform optimization strategy as in Fig. 2, with a trap frequency of $\bar{\omega} = 2\pi \times 90 \text{ Hz}$ and an optical pumping light intensity of $I = 2700I_s$, the influence of the proportion of the σ^- polarization in the optical pumping light on the cooling process. (a) The relative temperature T/T_c as a function of P . When $P < P_{\text{crit}} = 0.9873$ (light blue dashed line), $T/T_c > 1$. $T/T_c = 0.688$. The blue dashed line corresponds to $T/T_c = 1$. The inset shows the T/T_c as a function of P when $P > P_{\text{crit}}$. When $P = 1$, $T/T_c = 0.688$. (b) The achieved BEC atom number as a function of P . When $P < P_{\text{crit}} = 0.9873$ (light blue dashed line), $N_{\text{BEC}} = 0$. The inset shows the N_{BEC}/N as a function of P . When $P = 1$, $N_{\text{BEC}}/N = 0.674$.

4 结 论

通过建立包括偶极弛豫与光泵浦的态耦合方程, 本文对镝原子的退磁冷却过程进行了理论建模与计算. 结果表明, 镝原子的退磁冷却效果与磁场

波形、光势阱频率、泵浦光的偏振纯度和光强密切相关. 通过优化这些关键实验参数, 确定了退磁冷却直接实现 ^{164}Dy 原子 BEC 所需的实验条件. 针对最优磁场波形的设计, 制定了最大退磁速率的优化策略. 在此基础上, 本文进一步研究了光势阱频

率、光泵浦偏振纯度和光强对冷却过程的影响,给出了明确的参数范围及具体的技术指标要求. 计算结果表明,退磁冷却效率可以达到 $\chi \approx 44.92$, 比传统蒸发冷却提高了一个数量级. 此外,通过退磁冷却,可以在亚秒时间内直接制备大原子数的 ^{164}Dy 原子 BEC, 相较于传统的镝原子蒸发冷却方案^[4], 冷却时间缩短了一个数量级. 本文的理论模型和优化方案具有一定普适性. 由于偶极相互作用的长程性,即使在低能极限下,高阶分波仍有所贡献,因此费米子磁性原子也具备通过退磁冷却实现费米简并的潜力. 此外,具备适当能级结构的铷和铯等磁性原子或分子,以及存在自旋交换接触相互作用的非偶极气体,如铷原子^[31], 均有可能通过退磁冷却实现有效降温. 该工作为实验上通过退磁冷却实现大原子数镝原子量子简并气体提供了重要参考.

参考文献

- [1] Lu M, Burdick N Q, Youn S H, Lev B L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 190401
- [2] Aikawa K, Frisch A, Mark M, Baier S, Rietzler A, Grimm R, Ferlaino F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 210401
- [3] Li X, Luo X, Wang S, Xie K, Liu X P, Hu H, Chen Y A, Yao X C, Pan J W 2022 *Science* **375** 528
- [4] Li X, Wang S, Luo X, et al. 2024 *Nature* **626** 288
- [5] Shao H J, Wang Y X, Zhu D Z, et al. 2024 *Nature* **632** 267
- [6] Chomaz L, Ferrier-Barbut I, Ferlaino F, Laburthe-Tolra B, Lev B L, Pfau T 2022 *Rep. Prog. Phys.* **86** 026401
- [7] Lahaye T, Menotti C, Santos L, Lewenstein M, Pfau T 2009 *Rep. Prog. Phys.* **72** 126401
- [8] Schmitt M, Wenzel M, Böttcher F, Ferrier-Barbut I, Pfau T 2016 *Nature* **539** 259
- [9] Chomaz L, Petter D, Ilzhöfer P, et al. 2019 *Phys. Rev. X* **9** 021012
- [10] Norcia M A, Politi C, Klaus L, Poli E, Sohmen M, Mark M J, Bisset R N, Santos L, Ferlaino F 2021 *Nature* **596** 357
- [11] Tanzi L, Rocuzzo S, Lucioni E, Famà F, Fioretti A, Gabbanini C, Modugno G, Recati A, Stringari S 2019 *Nature* **574** 382
- [12] Baier S, Mark M J, Petter D, Aikawa K, Chomaz L, Cai Z, Baranov M, Zoller P, Ferlaino F 2016 *Science* **352** 201
- [13] Frisch A, Aikawa K, Mark M, Rietzler A, Schindler J, Zupanič E, Grimm R, Ferlaino F 2012 *Phys. Rev. A* **85** 051401
- [14] Maier T, Kadau H, Schmitt M, Griesmaier A, Pfau T 2014 *Opt. Lett.* **39** 3138
- [15] Koch T, Lahaye T, Metz J, Fröhlich B, Griesmaier A, Pfau T 2008 *Nat. Phys.* **4** 218
- [16] Hensler S, Greiner A, Stuhler J, Pfau T 2005 *Europhys. Lett.* **71** 918
- [17] Fattori M, Koch T, Goetz S, Griesmaier A, Hensler S, Stuhler J, Pfau T 2006 *Nat. Phys.* **2** 765
- [18] Volchokov V V, Rührig J, Pfau T, Griesmaier A 2014 *Phys. Rev. A* **89** 043417
- [19] Lounasmaa O V 1975 *Phys. Today* **2** 75
- [20] Schmitt M, Henn E A L, Billy J, Kadau H, Maier T, Griesmaier A, Pfau T 2013 *Opt. Lett.* **38** 637
- [21] Atoneche F, Kastberg A 2017 *Eur. J. Phys.* **38** 045703
- [22] Lecomte M, Journeaux A, Veschambre J, Dalibard J, Lopes R 2024 arXiv: 2407.08702 [cond-mat.quant-gas]
- [23] Hensler S, Werner J, Griesmaier A, Schmidt P, Görlitz A, Pfau T, Giovanazzi S, Rzażewski K 2003 *Appl. Phys. B* **77** 765
- [24] Mosk A, Kraft S, Mudrich M, Singer K, Wohlleben W, Grimm R, Weidemüller M 2001 *Appl. Phys. B* **73** 791
- [25] Tang Y, Sykes A, Burdick N Q, Bohn J L, Lev B L 2015 *Phys. Rev. A* **92** 022703
- [26] Olson A J, Niffenegger R J, Chen Y P 2013 *Phys. Rev. A* **87** 053613
- [27] Esry B, Greene C H, Burke Jr J P 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1751
- [28] Lecomte M, Journeaux A, Renaud L, Dalibard J, Lopes R 2024 *Phys. Rev. A* **109** 023319
- [29] Rogora C, Cominotti R, Baroni C, Andreoni D, Lamporesi G, Zenesini A, Ferrari G 2024 *Phys. Rev. A* **110** 013319
- [30] Dalfovo F, Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S 1999 *Rev. Mod. Phys.* **71** 463
- [31] Hamilton M S, Wilson R F, Roberts J L 2014 *Eur. Phys. J. D* **68** 1

COVER ARTICLE

Preparation of Bose-Einstein condensate of dysprosium atoms based on demagnetization cooling*

 Xie Ke¹⁾²⁾ Luo Ji-Hong¹⁾²⁾ Yao Xing-Can^{1)2)3)†}

1) (Hefei National Research Center for Physical Sciences at the Microscale, School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

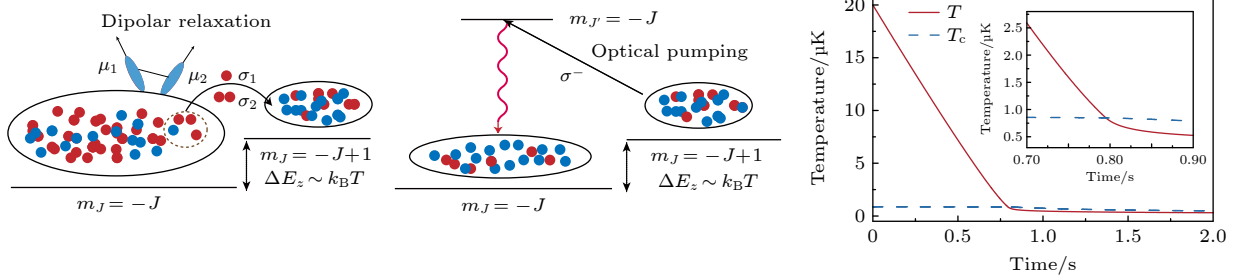
2) (Shanghai Research Center for Quantum Sciences, CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Shanghai 201315, China)

3) (Hefei National Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230088, China)

(Received 14 September 2024; revised manuscript received 30 September 2024)

Abstract

In magnetic atomic gases, the dipolar relaxation process couples the system spin and kinetic degrees of freedom. When the average kinetic energy is significantly lower than the Zeeman splitting, the atoms predominantly occupy the lowest Zeeman state. As the Zeeman splitting approaches the average kinetic energy, some atoms transfer to adjacent Zeeman states through dipolar relaxation, converting kinetic energy into Zeeman energy. By utilizing optical pumping, atoms transferred to higher spin states can be repumped to the ground state, thereby achieving a continuous cooling cycle and effectively lowering the system's temperature. As the energy removed in a single cooling cycle is much larger than the energy of scattered photons, this demagnetization cooling scheme significantly enhances cooling efficiency and reduces atomic loss. In this work, we establish state-coupled equations that incorporate dipolar relaxation and optical pumping to analyze the demagnetization cooling process, modeling the evolution of atom number and temperature during the cooling of ¹⁶⁴Dy atoms. We develop a strategy to generate an optimal magnetic field waveform by maximizing the demagnetization rate. Based on this strategy, we investigate the influence of crucial experimental parameters on demagnetization cooling and determine their specific ranges for producing large atom number of BEC, including the optical dipole trap frequency, as well as the intensity and polarization purity of the optical pumping light. The results indicate that demagnetization cooling enables the direct preparation of a large number of dysprosium BEC with sub-second timescales, reducing the cooling time by an order of magnitude compared to conventional methods for dysprosium atoms. Furthermore, it could achieve a cooling efficiency of $\chi \approx 44.92$, an order of magnitude higher than that of traditional evaporative cooling.



Keywords: magnetic atoms, demagnetization cooling, dipolar relaxation, optical pumping, Bose-Einstein condensate

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

DOI: [10.7498/aps.73.20241299](https://doi.org/10.7498/aps.73.20241299)

CSTR: [32037.14.aps.73.20241299](https://cstr.cn/32037.14.aps.73.20241299)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11874340) and the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFA0306501).

† Corresponding author. E-mail: yaoxing@ustc.edu.cn



基于退磁冷却的镝原子玻色-爱因斯坦凝聚制备

谢轲 罗继红 姚星灿

Preparation of Bose-Einstein condensate of dysprosium atoms based on demagnetization cooling

Xie Ke Luo Ji-Hong Yao Xing-Can

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 216701 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20241299

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241299>

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

偶极玻色-爱因斯坦凝聚体中的各向异性耗散

Anisotropic dissipation in a dipolar Bose-Einstein condensate

物理学报. 2020, 69(8): 080302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200025>

玻色-爱因斯坦凝聚中的环状暗孤子动力学

Dynamics of ring dark solitons in Bose-Einstein condensates

物理学报. 2020, 69(1): 010302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191424>

玻色-爱因斯坦凝聚中的非正则涡旋态及其动力学

Noncanonical vortex states and dynamics in Bose-Einstein condensates

物理学报. 2023, 72(10): 100306 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222289>

不对称双势阱中玻色-爱因斯坦凝聚体的动力学

Dynamics of Bose-Einstein condensation in an asymmetric double-well potential

物理学报. 2023, 72(13): 130303 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230419>

自旋张量-动量耦合玻色-爱因斯坦凝聚的动力学性质

Dynamics of spin-tensor-momentum coupled Bose-Einstein condensates

物理学报. 2023, 72(18): 180304 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231076>

玻色-爱因斯坦凝聚体中的淬火孤子与冲击波

Quenched solitons and shock waves in Bose-Einstein condensates

物理学报. 2021, 70(18): 180303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210564>