

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2311409

反谐振空芯光纤冷原子导引*

宋一桐, 李 玮, 徐小斌, 高福宇, 宋凝芳

(北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院 北京 100191)

摘要:利用 852 nm 导引光产生的偶极势阱将经激光冷却的⁸⁷Rb 冷原子团装载并导引进入反谐振空芯光纤中。提出了空芯光纤内原子系综的光学深度理论模型,利用该模型对光学深度透射谱进行拟合获得谐振光学深度。在此基础上利用飞行时间法估算空芯光纤内原子团的径向温度和原子数目等参数。系统性地实验研究了偶极势阱深度、原子团初始温度、原子团初始空间位置等条件对导引结果的影响,确定了空芯光纤导引冷原子团实验的参数优化方向,为基于空芯光纤的冷原子干涉仪技术奠定了基础。

关键词:激光冷却原子;反谐振空芯光纤;原子干涉仪

中图分类号: TH761.5 0562 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 42060 14060

Cold atoms guidance into anti-resonant hollow-core fibers

Song Yitong, Li Wei, Xu Xiaobin, Gao Fuyu, Song Ningfang

(School of Instrumentation and Optoelectronic Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

Abstract: Laser-cooled ⁸⁷Rb atoms are loaded from free space into anti-resonant hollow-core fibers (AR-HCF) using a dipole trap generated by an 852 nm laser. We propose a theoretical model of the optical depth of atomic ensemble inside hollow-core fibers. The resonant optical depth (OD_{res}) is obtained by fitting the transmission spectrum with the theoretical model. Time-of-flight (TOF) measurement is used to estimate the radial temperature of the atomic ensemble and the number of atoms inside the fiber. The influence of the trapping depth, the initial temperature, and the position of the atomic cloud on the number of guided atoms are systematically studied, which guide the parameters optimization direction of atoms inside HCF. This work provides the foundation for the development of atom interferometers inside HCF.

Keywords: laser-cooled atoms; anti-resonant hollow-core fibers; atom interferometers

0 引 言

在 21 世纪过去的二十年中,基于激光冷却原子的量子精密测量系统广泛应用于基础物理、地球物理、资源勘探、地震监测、惯性导航等领域。目前,超高精度冷原子干涉仪实现了对重力^[1-2]、重力梯度^[3]和角速度^[4-5]等惯性量的精密测量,提高了精细结构常数^[6-7]、引力常数 G ^[8-9]等基本物理量的理论测量精度,同时为引力波探测^[10]、暗物质探测^[11]、暗能量探测^[12]和等效原理验证等基础物理实验提供技术支撑。

近年来,随着大纤芯、低损耗空芯光子晶体光纤^[13]的出现,一种基于空芯光纤的冷原子实验平台得到了快速发展。该平台利用空芯光纤传输的偶极光场将冷原子团导引并陷停在空芯光纤中,可以限制原子团的自由扩散。另外,空芯光纤中的传输模式分布均匀,突破了自由空间高斯光束瑞利长度的限制。空芯光纤中的非衍射光场为长距离、强的原子-光子相互作用提供了理想的实验平台。目前,国内外的科研团队已经证明了该实验平台在惯性测量^[14-15]、超精细光谱测量^[16]、里德堡态原子制备^[17]、光子存储^[18]和光晶格原子钟等前沿领域都具备巨大的潜力。其中,作为关键技术之一的冷原子装载及导引技术已经成为了国际上的研究热点。2010年,德国汉堡大学的 Vorrath

收稿日期:2023-05-09 Received Date: 2023-05-09

* 基金项目:中国博士后科学基金会博士后创新人才支持计划(BX2021028)项目资助

等^[19]首次实现了空芯光纤的冷原子导引,导引距离达到 8.8 cm,峰值通量超过 $10^5/\text{s}$ 。2011 年,澳大利亚西澳大学的 Poulin 等^[20]建立了利用蓝失谐拉盖尔-高斯光束将冷原子团导引进空芯光子晶体光纤的动力学模型,并且理论研究了不同实验条件对导引效率的影响。2018 年,德国美国茨大学的 Langbecker 等^[21]利用光晶格形成的“光传送带”实现了冷原子团在空芯光纤内任意位置的可控传输。2020 年,加拿大滑铁卢大学的 Yoon 等^[22]利用新的数值仿真方法模拟了空芯光纤导引冷原子的过程,对比蒙特卡洛法,该方法不需要随机采样,大大减少了计算时间。同年,新加坡南洋理工大学的 Wang 等^[23]模拟了冷原子团从自由空间到空芯光纤内的运动轨迹,并且分析了空芯光纤内高阶模式对原子数目损耗的影响因素。

从先前报道的研究工作来看,理论方面建立了空芯光纤导引冷原子的动力学模型,实验方面也已经证明了空芯光纤导引冷原子的可行性。但是,目前缺少关于冷原子团初始参数对导引效率和光纤内原子温度的系统性实验研究。因此,本文首先提出了基于空芯光纤的光学深度模型,利用该理论模型从一维的探测信号中获取空芯光纤内原子团温度和原子数目等参数。在此基础上,系统性地实验研究了偶极势阱深度、原子团初始温度、原子团初始空间位置等条件对导引结果的影响,确定了空芯光纤导引冷原子团实验的参数优化方向。

1 理论分析

1.1 空芯光纤内的探测方法

在基于空芯光纤的实验平台中,目前只能通过探测光脉冲在空芯光纤中的透过率 T_d 来对原子进行探测,对应的光学深度 OD 可以写作:

$$OD = -\ln(T_d) = -\ln\left(\frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}}\right) \quad (1)$$

其中, I_{in} 和 I_{out} 分别是探测光入射光强和透射光强。通过光学深度 OD , 可以确定原子团密度 n :

$$OD = C_{\text{CC}}^2 \sigma L n \quad (2)$$

其中, C_{CC} 是对应跃迁的 Clebsch-Gordan 系数, L 是空芯光纤内原子轴向分布的长度, σ 是原子的共振散射截面。随着原子数目增多,光学深度会不断增加,探测光的透过率会逐渐降低。但是当原子数目继续增加,探测光透过率接近零时,探测光信号会因光电探测器噪声等效功率的限制而被噪声淹没,无法得到准确的光学深度。因此,通常在实验过程中会使用一定频率失谐的探测光进行探测,通过当前条件的光学深度 OD 计算得到谐振光学深度 OD_{res} ^[24]:

$$OD(t) = \frac{OD_{\text{res}}(t)}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2 + I_{\text{in}}/I_s} \quad (3)$$

其中, $\delta = \omega - \omega_0$ 为探测光频率失谐, Γ 为自然线宽, I_{in} 和 I_s 分别是探测光入射光光强和饱和吸收光强。

但是在空芯光纤中,探测光的传输模式与原子团密度都具有空间分布的特点,实验得到的探测光透过率 T_d 本质是空芯光纤内各处原子吸收探测光后积分的结果。因此,想要根据实验获得的一维探测光透过率 T_d 来提取空芯光纤内原子的相关参数,首先需要建立与探测光传输模式和原子团密度分布都相关的光学深度模型。

1.2 基于空芯光纤的光学深度模型

在空芯光纤中,远失谐条件的导引光,会产生偶极势阱对原子团进行陷阱^[25]:

$$U(r) \approx \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\delta_d} I_d(r) \quad (4)$$

其中, c 为光速, ω_0 为⁸⁷Rb 原子 D2 跃迁线的角频率, Γ 为自然线宽, $\delta_d = \omega_d - \omega_0$ 为导引光频率失谐, I_d 为导引光光强。由式(4)可知,在红失谐 $\delta_d < 0$ 条件下原子团会被囚禁在光强最强处,而在蓝失谐 $\delta_d > 0$ 条件下原子团被囚禁在光强最弱处。

飞行时间法可以表征空芯光纤内原子的径向平均温度。在实验中,利用偶极势场将冷原子导引进入空芯光纤后关闭导引光,然后让原子团在空芯光纤内自由膨胀一段时间 t , 此时原子团径向分布的 $1/e$ 半径将扩散至:

$$r_a(t) = \sqrt{r_0^2 + v_0^2 t^2} = \sqrt{r_0^2 + 2k_B T_0 t^2 / m_a} \quad (5)$$

其中, r_0 为空芯光纤内原子的初始径向尺寸, v_0 为原子团的最概然速率, k_B 为玻尔兹曼常数, T_0 为空芯光纤内原子的径向温度, m_a 为⁸⁷Rb 原子的质量。

在空芯光纤应用场景中,探测光的传输模式与原子团密度都具有一定的空间分布。其中原子团密度的径向分布呈高斯分布:

$$n(t, r) = n_0(t) e^{-r^2/r_a^2(t)} \quad (6)$$

其中, $n_0(t)$ 为不同释放时间 t 的中心峰值密度。当不考虑空芯光纤纤芯内壁的限制作用时,总原子数 N 保持不变:

$$N = L \int_0^\infty n(t, r) \cdot 2\pi r dr = \pi r_a^2(t) L n_0(t) \quad (7)$$

联立式(5)和(6),原子团密度的分布函数为:

$$n(t, r) = \frac{r_0^2}{r_a^2(t)} n_0 e^{-r^2/r_a^2(t)} \quad (8)$$

其中, n_0 表示 $t = 0$ 时的中心峰值密度。另外,空芯光纤内探测光的传输模式主要为高斯分布的基模:

$$I_{\text{in}}(r) = I_0 e^{-2r^2/r_d^2} = \frac{2P_{\text{in}}}{\pi r_d^2} e^{-2r^2/r_d^2} \quad (9)$$

其中, I_0 为探测光的中心光强, r_d 为探测光 $1/e^2$ 模场半径, P_{in} 为探测光入射光功率,根据式(7)和(8),可以

推导出 t 时刻的谐振光学深度表达式^[14,26]:

$$OD_{\text{res}}(t) = \frac{2C_{\text{CG}}^2 \sigma L}{\pi r_d^2} \int_0^{r_{\text{core}}} n(t, r) e^{-2r^2/r_d^2} \cdot 2\pi r dr = \frac{2r_0^2 (1 - e^{-\frac{r_{\text{core}}^2}{r_a^2(t)} - \frac{2r_{\text{core}}^2}{r_d^2}})}{2r_a^2(t) + r_d^2} \quad (10)$$

其中, r_{core} 为空芯光纤的纤芯半径, OD_0 表示 $t = 0$ 、 $r = 0$ 处的谐振光学深度, 即初始时刻的中心光学深度。代入空芯光纤模场半径 r_d 和纤芯半径 r_{core} 等实验参数, 可以进一步简化上述公式^[15]:

$$OD_{\text{res}}(t) \approx OD_0 \frac{2r_0^2}{2r_a^2(t) + r_d^2} \quad (11)$$

1) 空芯光纤内原子团温度

根据式(4)可知, 导引光产生的偶极势阱 U 与导引光的光强 I_d 成正比。因此, 偶极势阱 U 的径向分布为标准差 $\sigma = 0.5r_d$ 的高斯分布:

$$U(r) = -U_0 e^{-2r^2/r_d^2} \quad (12)$$

其中, U_0 为势阱深度, 将上述公式进行泰勒展开, 偶极势阱 U 可以进一步近似为简谐势阱:

$$U(r) = -U_0 + \frac{2r^2}{r_d^2} U_0 + o(r^4) \approx -U_0 + \frac{kr^2}{2} \quad (13)$$

其中, k 为等效简谐振动的弹性系数。根据位力定理可知, 原子在简谐势阱中处于平衡状态后, 其平均动能和平均势能相等, 因此原子团径向尺寸 r_0 和最概然速率 v_0 满足:

$$r_0^2 = \frac{m_a}{k} v_0^2 \quad (14)$$

联立式(5)、(13)和(14), 可以得到空芯光纤内原子在任意时刻 t 时半径 r_a 与径向温度 T_0 、势阱深度 U_0 的关系:

$$r_a^2(t) = \frac{T_0}{2U_0/k_B} r_d^2 + \frac{2k_B T_0}{m_a} t^2 \quad (15)$$

将式(15)代入式(11), 得到不同时刻 t 的谐振光学深度:

$$OD_{\text{res}}(t) \approx OD_0 \frac{T_0 k_B / U_0}{1 + T_0 k_B / U_0 + 4k_B T_0 t^2 / (m_a r_d^2)} \quad (16)$$

上式表明, 通过不同释放时间 t 的谐振光学深度 OD_{res} , 即可拟合得到原子团径向温度 T_0 和中心光学深度 OD_0 。

2) 空芯光纤内原子数目

由前文可知, 空芯光纤内的探测光场与原子团的径向分布都为高斯分布, 处于边缘处的原子接收的探测光光强较小。另外, 当原子运动到空芯光纤纤芯内壁时, 被视为损耗, 因此空芯光纤内任意时刻 t 的原子数 $N_a(t)$ 表达式为:

$$N_a(t) = L \int_0^{r_{\text{core}}} n(t, r) \cdot 2\pi r dr \quad (17)$$

将式(2)和(8)代入可得:

$$N_a(t) = OD_0 \frac{\pi r_0^2}{C_{\text{CG}}^2 \sigma} (1 - e^{-r_{\text{core}}^2/r_a^2(t)}) \quad (18)$$

上式表明, 不同释放时间的原子数 $N_a(t)$ 与初始时刻的中心光学深度 OD_0 和原子团半径 $r_a(t)$ 有关。将势阱深度 U_0 和本节1)中拟合得到的原子团径向温度 T_0 和中心光学深度 OD_0 代入式(15)和(18), 即可得到空芯光纤内不同释放时间 t 的原子数目 $N_a(t)$ 。

3) 空芯光纤内原子导引距离

空芯光纤内冷原子谐振光学深度 OD_{res} 与导引时间 τ 之间的关系表达式由式(11)和(18)推导得出:

$$OD_{\text{res}}(\tau) = C_{\text{CG}}^2 \sigma N_a(\tau) \frac{2}{2\pi r_0^2 + \pi r_d^2} \frac{1}{1 - e^{-r_{\text{core}}^2/r_0^2}} \approx C_{\text{CG}}^2 \sigma N_a(\tau) \frac{2}{2\pi r_0^2 + \pi r_d^2} \quad (19)$$

另外, 原子在空芯光纤导引过程中的运动方程可写作:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{g} - \frac{\nabla U(\mathbf{r})}{m_a} \quad (20)$$

其中, \mathbf{g} 为重力加速度, $\nabla U(\mathbf{r})$ 为偶极势场的梯度, m_a 为⁸⁷Rb原子的质量。根据式(19)和(20), 可以推算得出原子数与导引距离的关系。

综上, 提出了基于空芯光纤的光学深度模型, 建立了一维探测信号和空芯光纤内原子团温度 T_0 和原子数目 $N_a(t)$ 等参数之间的关系, 为空芯光纤导引冷原子团的参数优化实验提供了理论支撑。

2 实验系统

实验使用的是反谐振空芯光纤, 其包层由7个管状单环组成, 如图1所示。与带隙型空芯光子晶体光纤不同, 反谐振空芯光纤是通过纤芯和包层模式的去耦合机制来实现基模传输的。本文使用的空芯光纤纤芯直径为27 μm , $1/e^2$ 模场直径为20 μm , 长度为18 cm。利用真空胶将空芯光纤粘附在一根粗的玻璃套管上, 然后通过聚四氟乙烯材质的夹具将套管垂直安装在 5×10^{-9} Pa 的真空腔内。磁光阱制备的冷原子团在空芯光纤端面的上方(以光纤端面为起点, 重力方向为正方向建立坐标系)。在重力和偶极势场的共同作用下, 冷原子团可以从自由空间被导引进入空芯光纤中。

3 实验验证

在上述实验装置中, 实现了冷原子团从自由空间到空芯光纤内的导引, 实验时序如图2所示。在磁光阱(magneto-optical trap, MOT)阶段, 通过1 s的装载时间可

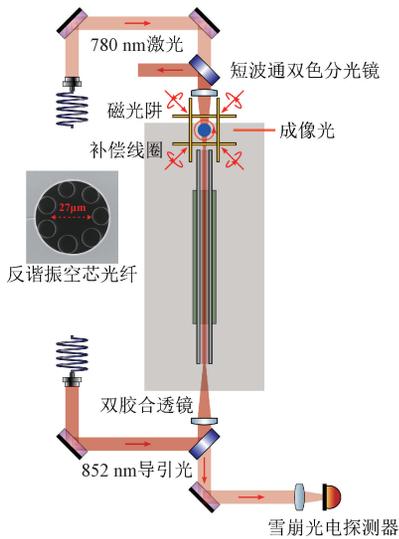


图1 实验装置图

Fig. 1 Experimental setup

以获得约 10^8 量级的冷原子团。在压缩磁光阱 (compressed magneto-optical trap, CMOT) 阶段, 将线性磁场梯度从 10 G/cm 提升至 30 G/cm, 通过 100 ms 的压缩时间来减小冷原子团的尺寸。然后逐渐降低冷却光 (30 mW) 和再泵浦光 (5 mW) 的功率, 并且将冷却光频率失谐从 -18 MHz 逐渐增加至 -100 MHz。通过 25 ms 的偏振梯度冷却 (polarization gradient cooling, PGC) 阶段将冷原子团的温度进一步降低至 6.3 μ K, 此时冷原子团直径大约为 1.3 mm。在抽运 (Pump) 阶段, 利用再泵浦光将所有原子都抽运到 $|F=2\rangle$ 态上。然后在导引 (Dipole) 阶段打开 852 nm 远失谐的导引光, 产生的偶极势阱可以俘获温度低于局部势阱深度的原子。

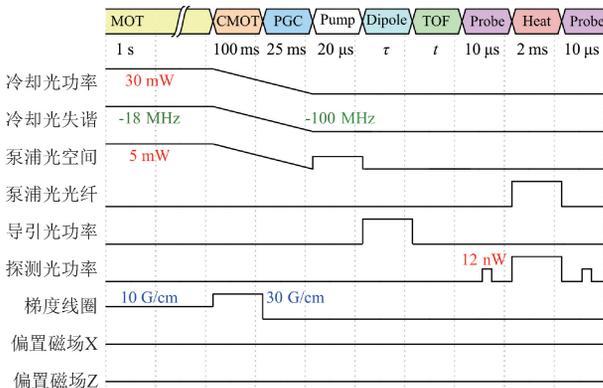


图2 实验时序图

Fig. 2 Timing sequence

在导引阶段, 被释放的冷原子团在重力场的作用下做自由落体运动, 如图3所示。经过 30 ms 的导引时间, 势阱内大部分原子都被导引入空芯光纤中。

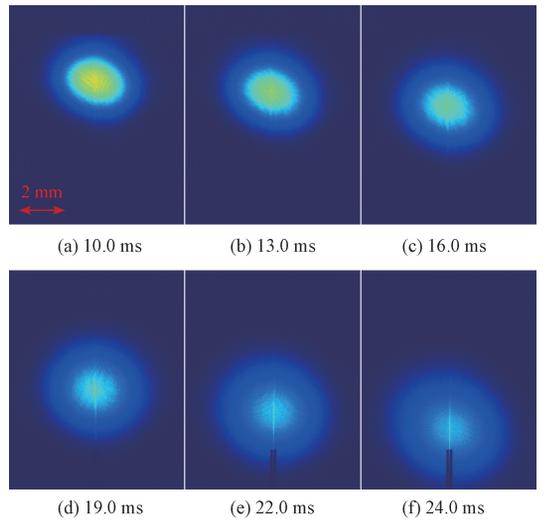


图3 空芯光纤导引冷原子

Fig. 3 Cold atoms guidance into hollow-core fibers

在冷原子团制备的过程中, 需要对初始条件进行控制变量。空芯光纤内的势阱深度可以通过调整 852 nm 导引光的功率来改变。原子团初始温度可以通过改变 PGC 阶段冷却光频率的扫频终点来进行控制。而原子团初始空间位置则由水平和竖直方向偏置磁场线圈的电流来控制。

3.1 空芯光纤内的探测光透射谱

为了探测光纤内的 ^{87}Rb 原子, 将 $|2 \rightarrow 3\rangle$ 跃迁的探测光自上而下耦合进入空芯光纤中, 如图1所示。首先利用消色差双胶合透镜 (AC254-075-B) 将经过空芯光纤后的 780 nm 探测光准直, 然后通过短波通双色镜 (DMSP805) 将其与导引光在空间上分束, 最后利用硅雪崩光电探测器 (APD130A) 对探测光进行测量。探测光功率为 12 nW, 探测光的偏振态为线偏振, 探测脉冲的脉宽为 10 μ s。在探测阶段, 先后打开两束探测脉冲, 一束用于探测空芯光纤内的冷原子, 一束用作光纤内的背景参考。两束探测脉冲之间有 2 ms 的加热阶段, 此时会同时打开 $|2 \rightarrow 3\rangle$ 的共振探测光和 $|1 \rightarrow 2\rangle$ 的泵浦光, 确保光纤内原子在吸收第一束探测光后都被加热损耗掉。

如图4所示, 在势阱深度 398.2 μ K、原子团初始温度 6.3 μ K、水平方向离轴距离 0 mm 及重力方向离光纤端面 3.45 mm 的条件下, 测量了探测光在不同频率失谐处的透过率, 根据公式(3)即可拟合得到透射谱对应的谐振光学深度 OD_{res} 。图中不同的探测光透射谱分别对应 40、90、120、130、140 及 150 ms 的导引时间。

3.2 空芯光纤内原子团温度

通过测量不同释放时间 t 的探测光透射谱, 可以得到不同时刻的谐振光学深度 OD_{res} 。代入式(16)即可拟

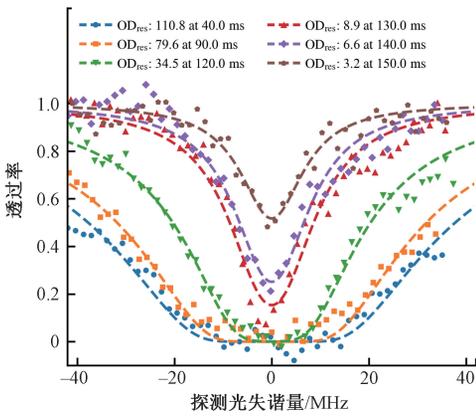


图 4 探测光透射谱

Fig. 4 Transmission of probe beam vs. frequency detuning

合得到空芯光纤内的原子径向温度 T_0 和中心光学深度 OD_0 , 如图 5 所示。

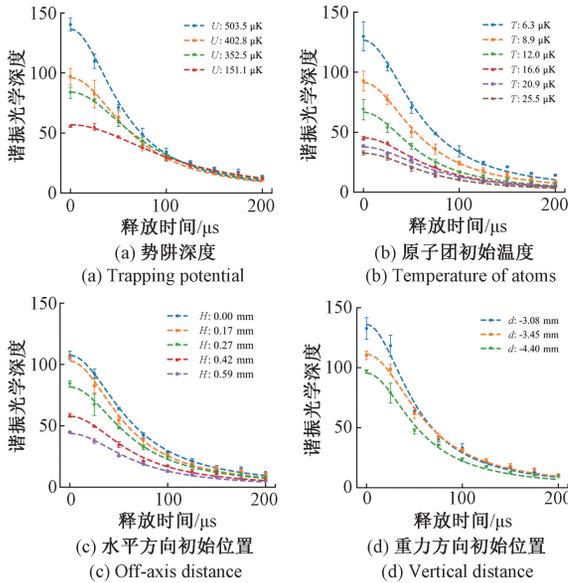


图 5 不同释放时间的谐振光学深度

Fig. 5 Resonance optical depth vs. the release time

图 5(a) ~ (d) 分别展示了将冷原子团导引相同时间 ($\tau = 50$ ms) 后, 不同实验条件下 (势阱深度、原子团初始温度、水平方向位置及重力方向位置) 谐振光学深度 OD_{res} 与释放时间 t 的关系, 拟合得到的空芯光纤内原子团温度见表 1。由表可知, 影响光纤内原子团温度的主要因素是势阱深度 U_0 , 随着导引光功率的减小, 空芯光纤内原子团温度也逐渐降低。空芯光纤传输的光场进入自由空间后满足高斯光束的传播规律, 10 μm 的光腰半径对应的瑞利长度仅有 0.37 mm, 因此导引光的中心光强会快速降低。式(4)表明, 势阱深度与光强成正比, 因此在冷原子团初始位置处的势阱深度比较小。在导引过程

中, 由于原子团的速度呈玻尔兹曼分布, 因此温度比阱深高的原子会快速扩散远离偶极光场作用范围, 此时偶极光场相当于一个速度选择器, 只能将原子团中温度较低的部分原子导引进空芯光纤内。当减小导引光功率时, 速度选择器的阈值也随之降低, 更多的原子在导引开始后远离势阱。综上, 较低的势阱深度可以降低光纤内原子团的温度, 但代价是大幅降低了光纤内的原子数。

表 1 不同实验条件下空芯光纤内原子的径向温度

Table 1 Temperature of atoms inside fiber under different experiments

变量类型	实验参数	拟合温度
光纤内势阱深度	503.5 μK	100.18 μK
	402.8 μK	71.19 μK
	352.5 μK	49.17 μK
	151.1 μK	27.78 μK
原子团初始温度 (阱深 493.8 μK)	6.3 μK	86.45 μK
	8.9 μK	85.55 μK
	12.0 μK	89.07 μK
	16.6 μK	65.84 μK
	20.9 μK	56.27 μK
	25.5 μK	64.45 μK
水平方向位置 (阱深 416.4 μK)	0 mm	81.60 μK
	0.17 mm	98.15 μK
	0.27 mm	80.45 μK
	0.42 mm	76.59 μK
	0.59 mm	71.81 μK
重力方向位置 (阱深 416.4 μK)	-3.08 mm	124.89 μK
	-3.45 mm	84.25 μK
	-4.40 mm	108.26 μK

3.3 空芯光纤内原子团数目

由式(15)可知, 空芯光纤内原子团半径 $r_a(t)$ 的平方与释放时间 t 的平方呈线性关系。以表 1 中第 1 部分“势阱深度”为例, 将实验拟合得到的原子团径向温度 T_0 和势阱深度 U_0 代入式(15), 即可得到原子团半径的平方随释放时间平方的变化, 其斜率与光纤内原子团温度成正比。图 6 中的虚线代表空芯光纤纤芯内壁, 原子团温度越低, 扩散速度越慢, 开始碰壁损耗需要的释放时间就越长。

将前文拟合得到的中心光学深度 OD_0 和原子团半径 $r_a(t)$ 代入式(18), 可以得到不同实验条件下空芯光纤内原子数目 $N_a(t)$ 随释放时间 t 的变化, 如图 7 所示。

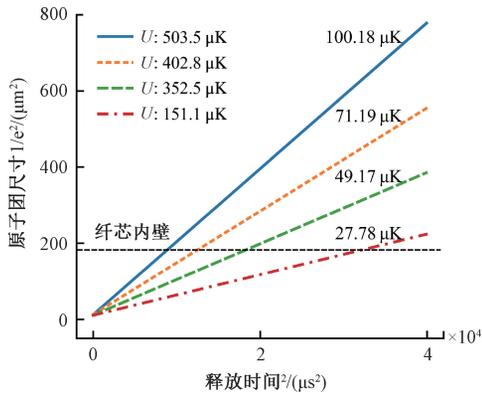


图6 原子团半径的平方与释放时间平方的关系
Fig. 6 Radius of atom clouds vs. the release time

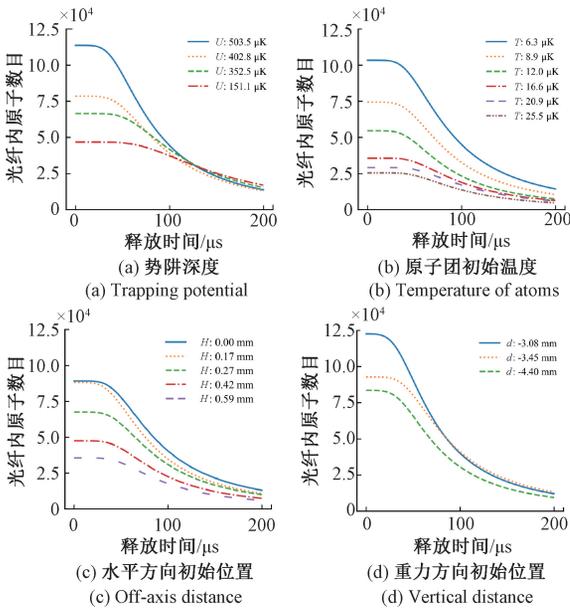


图7 不同释放时间的原子数目

Fig. 7 Number of cold atoms in fiber vs. the release time

图7(a)展示了势阱深度(或导引光功率)对空芯光纤内原子数目的影响。在852 nm导引光的偶极势阱中,随着势阱深度不断减小,空芯光纤内的原子数目逐渐降低。另外,当减小势阱深度时,原子团温度也会降低,因此原子数目随着释放时间的衰减速度也逐渐变缓。由图7(b)可知,冷原子团在更低的初始温度条件下可以实现更高的导引效率。这表明了在MOT阶段制备冷原子团后进行PGC等亚多普勒冷却的必要性。原子团过高的温度会导致其快速扩散,不可避免地降低了被导引的原子数目。图7(c)展示了冷原子团水平方向初始位置对原子导引效率的影响。在实验过程中,如果水平方向的地磁场没有补偿抵消掉,或者在装配时空芯光纤的轴线没有与磁场零点对齐,都会导致冷原子团的中心偏离

空芯光纤的轴线。由图可知,偏离轴线的距离越大,空芯光纤内的原子数目就越少。图7(d)则表明,当冷原子团在靠近空芯光纤端面的位置时,可以将更多的原子导引进空芯光纤。但是,随着初始位置离光纤端面越来越近,导引效率的提升效果会逐渐饱和。这是因为空芯光纤传输的光场进入自由空间后满足高斯光束的传播规律,光腰半径会快速发散。当冷原子团的初始位置逐渐靠近空芯光纤端面时,虽然势阱深度不断增加,但是偶极光场的光腰半径也更小,这将导致光场有效覆盖范围内的原子数减少。因此,原子团在重力方向的初始位置存在最优值,并且最优值与原子团尺寸和空芯光纤纤芯直径等系统参数相关。

总的来说,如果需要导引更多的冷原子进入空芯光纤,可以通过增加势阱深度、降低冷原子团初始温度、减小原子团水平方向离轴距离以及寻找重力方向最优初始位置等方式来实现。目前在500 μK势阱、6.3 μK冷原子团初始温度、水平方向离轴距离0 mm及重力方向离光纤端面3.45 mm的条件下,空芯光纤内的原子数目可以达到 1×10^5 量级。

3.4 空芯光纤内原子团导引距离

另外,还在不同实验条件下测量了冷原子谐振光学深度与导引时间的关系。实验结果如图8所示,其中探测前释放时间 $t = 0 \mu\text{s}$ 。

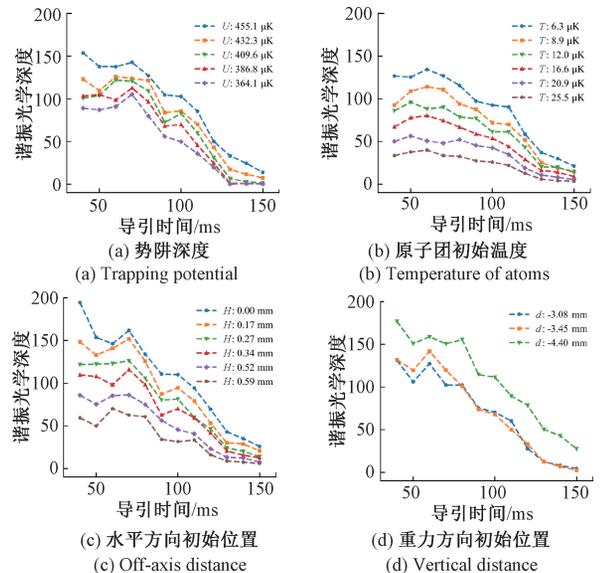


图8 不同导引时间的谐振光学深度

Fig. 8 Resonance optical depth vs. the guidance time

图8结果表明,随着导引时间的增加,由于加热损耗机制,光纤内原子数目会逐渐降低,对应的谐振光学深度也会随之减小。在目前的实验系统中,谐振光学深度衰减至 $1/e$ 处对应的导引时间 τ 大约为120 ms。代入

式(20),可以估算出原子团在空芯光纤内的导引距离大约为7 cm。另一方面,谐振光学深度随着导引时间的增加并不是单调递减,而是存在振荡现象。根据式(19)可知,谐振光学深度与原子团半径成负相关。因此,谐振光学深度产生振荡现象可能是由于空芯光纤内的原子团半径 r_0 随着导引时间 τ 变化引起的,具体原因有待进一步实验研究。

4 结 论

本文利用852 nm导引光产生的偶极势阱将自由空间制备的 ^{87}Rb 冷原子团装载并导引入反谐振空芯光纤中,空芯光纤内原子团温度最低为27.78 μK ,导引原子数最高达到 1×10^5 量级,导引距离大约为7 cm。本文在理论上提出了基于空芯光纤的光学深度模型,在实验上系统地研究了偶极势阱深度、原子团初始温度、原子团初始空间位置等条件对导引结果的影响,确定了空芯光纤导引冷原子团实验的参数优化方向,为基于空芯光纤的冷原子重力仪、冷原子加速度计等量子惯性传感技术奠定了基础。

参考文献

- [1] BIDEL Y, ZAHZAM N, BLANCHARD C, et al. Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 627.
- [2] WU X, PAGEL Z, MALEK B S, et al. Gravity surveys using a mobile atom interferometer [J]. *Science Advances*, 2019, 5(9): eaax0800.
- [3] D'AMICO G, ROSI G, ZHAN S, et al. Canceling the gravity gradient phase shift in atom interferometry[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(25): 253201.
- [4] SAVOIE D, ALTORIO M, FANG B, et al. Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements[J]. *Science Advances*, 2018, 4(12): eaau 7948.
- [5] 王先华, 贾森, 王一丁. 水平对抛式原子干涉陀螺物理系统研制[J]. *仪器仪表学报*, 2022, 43(12): 87-95.
WANG X, JIA S, WANG Y. Research and development of the physical system for horizontal counter-propagating atom interferometric gyroscope [J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2022, 43(12): 87-95.
- [6] MÜLLER H. Standard model of particle physics tested by the fine-structure constant[J]. *Nature*, 2020, 588(7836): 37-38.
- [7] PARKER R H, YU C, ZHONG W, et al. Measurement of the fine-structure constant as a test of the Standard Model[J]. *Science*, 2018, 360(6385): 191-195.
- [8] ROSI G, SORRENTINO F, CACCIAPUOTI L, et al. Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms [J]. *Nature*, 2014, 510(7506): 518-521.
- [9] LI Q, XUE C, LIU J P, et al. Measurements of the gravitational constant using two independent methods[J]. *Nature*, 2018, 560(7720): 582-588.
- [10] HOGAN J M, KASEVICH M A. Atom-interferometric gravitational-wave detection using heterodyne laser links[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(3): 033632.
- [11] ARVANITAKI A, GRAHAM P W, HOGAN J M, et al. Search for light scalar dark matter with atomic gravitational wave detectors [J]. *Physical Review D*, 2018, 97(7): 075020.
- [12] HAMILTON P, JAFFE M, HASLINGER P, et al. Atom-interferometry constraints on dark energy [J]. *Science*, 2015, 349(6250): 849-851.
- [13] DEBORD B, AMSANPALLY A, CHAFER M, et al. Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers[J]. *Optica*, 2017, 4(2): 209-217.
- [14] XIN M, LEONG W S, CHEN Z, et al. An atom interferometer inside a hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Science Advances*, 2018, 4(1): e1701723.
- [15] WANG Y, CHAI S, BILLOTTE T, et al. Enhancing fiber atom interferometer by in-fiber laser cooling [J]. *Physical Review Research*, 2022, 4(2): L022058.
- [16] OKABA S, TAKANO T, BENABID F, et al. Lamb-Dicke spectroscopy of atoms in a hollow-core photonic crystal fibre[J]. *Nature Communications*, 2014, 5(1): 4096.
- [17] EPPLE G, KLEINBACH K S, EUSER T G, et al. Rydberg atoms in hollow-core photonic crystal fibres[J]. *Nature Communications*, 2014, 5(1): 4132.
- [18] LI W, ISLAM P, WINDPASSINGER P. Controlled transport of stored light [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(15): 150501.
- [19] VORRATH S, MÖLLER S A, WINDPASSINGER P, et al. Efficient guiding of cold atoms through a photonic band gap fiber [J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(12): 123015.
- [20] POULIN J, LIGHT P S, KASHYAP R, et al. Optimized

coupling of cold atoms into a fiber using a blue-detuned hollow-beam funnel [J]. *Physical Review A*, 2011, 84(5): 053812.

- [21] LANGBECKER M, WIRTZ R, KNOCH F, et al. Highly controlled optical transport of cold atoms into a hollow-core fiber[J]. *New Journal of Physics*, 2018, 20(8): 083038.
- [22] YOON T, BAJCSY M. Simulating gravity-assisted loading of laser-cooled atoms into a hollow-core photonic-bandgap fiber [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2020, 53(13): 135002.
- [23] WANG Y, CHAI S, XIN M, et al. Loading dynamics of cold atoms into a hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Fibers*, 2020, 8(5): 28.
- [24] BOYD R. *Nonlinear optics*[M]. Academic Press, 2008.
- [25] GRIMM R, WEIDEMÜLLER M, OVCHINNIKOV Y B. Optical dipole traps for neutral atoms [M]. Academic Press, 2000: 95-170.
- [26] BAJCSY M, HOFFERBERTH S, PEYRONEL T, et al. Laser-cooled atoms inside a hollow-core photonic-crystal fiber[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(6): 063830.

作者简介



宋一桐,2016年于长春理工大学获得学士学位,2017年进入北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院攻读博士学位,主要研究方向为基于空芯光纤的量子精密测量技术。

E-mail: atomsong@buaa.edu.cn

Song Yitong received his B. Sc. degree from Changchun University of Science and Technology in 2016. He is currently a Ph. D. candidate at Beihang University in 2017. His main research interest is quantum precision measurement based on the optical hollow-core fiber.



李玮(通信作者),2013年于北京航空航天大学获得学士学位,2021年于北京航空航天大学获得博士学位,现为北京航空航天大学博士后,主要研究方向为基于空芯光纤内光与原子强相互作用的量子传感技术。

E-mail: wei_li@buaa.edu.cn

Li Wei (Corresponding author) received his B. Sc. degree from Beihang University in 2013 and received his Ph. D. degree from Beihang University in 2021. He is currently a Postdoctoral Fellow at Beihang University. His main research interests include quantum sensing by coherently manipulating the atom-light interaction inside the optical hollow-core fiber.