

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2311468

冷原子温度测量方法的研究进展*

王鑫, 孙远

(中国科学院上海光学精密机械研究所中科院量子光学重点实验室 上海 201800)

摘要:随着激光冷却技术的快速发展,冷原子已经成为新兴量子技术的关键平台之一,包括量子传感、量子精密测量、量子模拟和量子计算等。而冷原子温度是冷原子实验的一个重要参数,超低温原子具有碰撞率低、相干时间长、多普勒展宽小等特点,因此对冷原子进行温度测量具有重要的科学意义和应用价值。本文综述了冷原子温度测量方法的研究进展,首先设计并实现了一个简单的方法来快速无损地测量冷原子系综中所选区域的温度;其次从大约 20 μK 的冷原子系综中过滤出亚 μK 的冷原子,通过实验演示了麦克斯韦妖模型的一种初始形式。

关键词: 冷原子温度; 飞行时间; 光子反冲诱导共振; 无损测量; 麦克斯韦妖

中图分类号: TH741 O562.2 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 140.60 510.20

Research progress of cold atomic temperature measurement methods

Wang Xin, Sun Yuan

(Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract: With the rapid development of laser cooling technology, cold atoms have become one of the key platforms for emerging quantum technologies, including quantum sensing, quantum precision measurement, quantum simulation and quantum computing. The temperature of cold atoms is an important parameter of the cold atom experiments. Ultra-cold atoms have a low collision rate, long coherence time, and reduced Doppler broadening. Therefore, temperature measurements on cold atoms are of great scientific significance and application value. In this article, the research progress of cold atomic temperature measurement methods is reviewed. Firstly, the design and implementation of a simple method to quickly and nondestructive measure the temperature of selected regions in the cold atomic ensemble. Secondly, the colder atoms with temperature less than 1 μK are filtered out from about an ensemble with 20 μK , and the original form of Maxwell's demon model is demonstrated in the experiment.

Keywords: temperature of cold atoms; time-of-flight; recoil-induced resonance; nondestructive measurement; Maxwell demon

0 引言

在过去的 30 年里,激光冷却技术得到显著发展,目前通常采用的激光冷却技术包括磁光阱^[1-2]、光学黏团^[3]和各向同性激光冷却^[4-5],以及利用光势阱实现原子操控^[6-8]等。与热原子相比,冷原子具有相干时间长、易操控等优点,这使得冷原子不仅可为高灵敏度的惯性导航系统^[9-11]、磁强计^[12-13]以及微波传感器^[14]等装置提供有力的工具,还在基础物理学方面做出了重要贡献,如测量

精细结构常数^[15-16]和寻找电偶极矩^[17]等。此外,基于冷原子系统的太空任务已经成为最近许多工作的重点^[18-20],空间冷原子物理平台(如原子光钟、原子干涉仪等)可以用来探测引力波、寻找暗物质、检验广义相对论和探测重力场等^[21]。

温度是反映冷原子特性的重要指标,更低的冷原子温度可以降低冷原子间的碰撞效应^[22]、减小横向腔相移^[23]和提高相互作用时间等,进而提高系统整体的灵敏度、精确度和稳定度。为了能够准确测量冷原子温度这一重要参数,1985 年,Chu 等^[24]通过先释放冷原子而后

再俘获的方式进行了冷原子温度的测量;1988年, Lett 等^[25]利用不同构型探测光下原子飞行时间的荧光信号对冷原子温度进行评估;2002年, Brzozowski 等^[26]提出了较短程的飞行时间法(time of flight, TOF)测量冷原子的温度,这也成为评估不同技术下获得冷原子温度值的标准技术。然而该方法是一种破坏性的检测方法,通常需要几十到几百毫秒的时间。另一方面,非破坏性冷原子温度测量目前已经发展到光学偶极阱^[27]和玻色-爱因斯坦凝聚体(Bose-Einstein condensate, BEC)^[28]等典型的冷原子系统中,但是这些方法在实际应用中仍需要超过1 ms的数据采集时间。此外,随着冷原子系综量子技术的快速发展,人们不断探索新的方法以实现干扰最小的快速温度测量和筛选相对较冷原子的有效方法。

1 TOF 测量法

TOF 测量法^[29-31]是实验室最常用的冷原子温度测量方法。其原理简述如下:在冷原子团下方一定距离处,打一束探测光,当冷却光或势阱突然关闭时,原子会自由膨胀并在重力的作用下下落至探测区域内;由于原子的初始速度不同,到达探测区域的时间有所不同,探测光在不同的时间会接收到不同的原子数,从而获得探测光强度和时间的函数,即原子的速度分布函数,进而求得冷原子的温度。这里的飞行时间是指原子从冷却区域下落到探测区域所需要的时间。另外,为增加探测原子的面积,探测光一般采用扁平的形状,使所有下落的原子几乎都能被探测到。TOF 利用了原子释放后的热碰撞,每次测量都会对原子状态造成破坏,但是由于其简单性和可靠性,TOF 仍然是获得冷原子温度的重要方法之一^[32-35]。

对于飞行时间测量,选取原子的初始位置为坐标原点,重力方向为 x 轴的正方向,如图1所示。假设原子团和探测光光强都是高斯分布,则原子经过时间 t 后在 (x, y, z) 位置的概率为:

$$N(x, y, z, t) = g\left(x - \frac{gt^2}{2}, \sigma_x\right) g(y, \sigma_y) g(z, \sigma_z) \quad (1)$$

其中, $g(x, \sigma) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp(-x^2/2\sigma^2)$ 是归一化一维高斯分布的表达式, $\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}$ 是热膨胀后原子团的高斯半径, σ_0 是初始原子团的高斯半径, σ_v 是速度分布的高斯半径。取 z 轴作为探测光束的传播方向,并假设其在 $x-y$ 平面上的高斯强度分布为:

$$I(x, y) = P_0 g\left(x - \frac{1}{2}gt_0^2, \sigma_{lx}\right) g(y, \sigma_{ly}) \quad (2)$$

式中: P_0 是探测光的功率; t_0 是没有初始垂直速度的原子下落到探测区域所用的时间; σ_{lx}, σ_{ly} 分别是沿 x 轴和 y 轴的高斯半径。则探测光探测到冷原子的概率为:

$$N(t) = \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y) N(x, y, z, t) dx dy dz \quad (3)$$

通过式(3),可以得到探测光探测到冷原子的总概率的最终公式为:

$$N(t) = \frac{P_0}{2\pi\sqrt{(\sigma_{lx}^2 + \sigma_{ly}^2)(\sigma_{ly}^2 + \sigma_{lx}^2)}} \times \exp\left[-\left(\frac{g(t_0^2 - t^2)}{2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_{lx}^2 + \sigma_{ly}^2}}\right)^2\right] \quad (4)$$

如果探测光是一个扁平的光束 ($\sigma_{lx} \ll \sigma_{ly}$, $\sigma_{ly} \rightarrow \infty$), 则式(4)可写为:

$$N_{flat}(t) = \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \exp\left[-\left(\frac{g(t_0^2 - t^2)}{2\sqrt{2}\sigma_t}\right)^2\right] \quad (5)$$

从式(5)可知,扁平的探测光可以探测到几乎所有下落的原子。在冷原子下方注入一个扁平的探测光,当冷却光或者势阱关闭后,探测光可以获得冷原子自由下落的 TOF 信号,实验中获得基于各向同性激光冷却的 TOF 信号如图2所示,利用式(5)对 TOF 信号进行拟合,可以获得冷原子团速度分布的高斯半径 σ_v , 再利用式(6)可以得到冷原子的温度。

$$T = \frac{M}{k_B} \sigma_v^2 \quad (6)$$

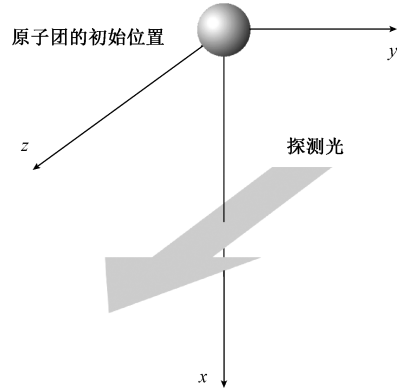


图1 基于飞行时间测量法的冷原子温度测量示意图
Fig. 1 Diagram of cold atom temperature measurement based on time-of-flight measurement

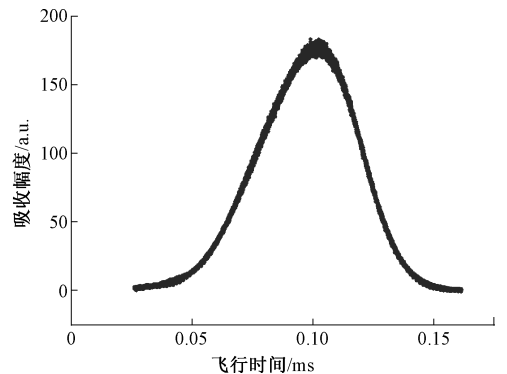


图2 基于各向同性激光冷却的 TOF 信号

Fig. 2 Time-of-flight signal based on isotropic laser cooling

2 基于光子反冲诱导共振的冷原子温度测量方法

与将光场的能量转移到原子会改变其运动状态类似,将原子的动量转移到光场的过程也会改变光场的状态^[36]。各种与激光冷却原子相关的现象可以通过该过程进行观察,如光子反冲诱导共振现象(recoil induced resonance, RIR),其中两束光之间的能量和动量的交换是通过原子的外部自由度实现的。该现象最早是由 Guo 等^[37]在理论上提出,不久后, Courtois 等^[38]在实验上也观测到该信号。另外,光子反冲诱导共振信号正比于原子速度分布的微分,因而该信号可以用于估算冷原子的温度^[39]。

光子反冲诱导共振的原理可简述如下。波矢为 k 、频率为 ω 的强抽运光与波矢为 k_p 、频率为 $\omega_p = \omega + \delta$ 的弱探测光之间以一个小角度 θ 为夹角穿过原子系综,如图 3(a)所示。抽运光和探测光的光子动量会发生再分配的过程,并伴随着原子动量的变化,

由于动量守恒,光场会产生增益或损耗,如图 3(b)所示。当 $\delta < 0$ 时,抽运-探测双光子跃迁的过程为抽运光激发动量分布布居数大的原子,而探测光使激发的原子受激辐射到布居数小的动量上,从而导致探测光放大和原子动量变化 $\Delta p = -\hbar k\theta$ 。同理,当 $\delta > 0$ 时,抽运-探测双光子跃迁的过程为探测光激发动量分布布居数大的原子,而抽运光使激发的原子受激辐射到布居数小的动量上,从而导致探测光减弱和原子动量变化 $\Delta p = \hbar k\theta$ 。此外,两光束之间的能量交换与两个动量态之间布居数之差 $\Pi(p + \Delta p) - \Pi(p)$ 成正比。

为简单起见,参考文献[38]中 RIR 模型。通过对所有可能的原子动量进行积分,RIR 信号可以写为:

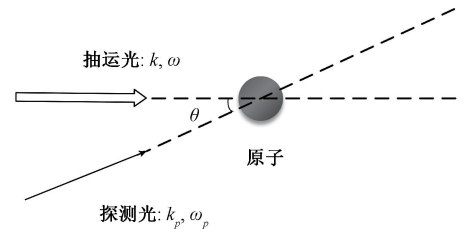
$$g_{\text{RIR}}(\delta) = \frac{\Omega^2 \Omega_p}{\Delta^2} \int dp \frac{\gamma (\Pi(p + \hbar k\theta) - \Pi(p))}{\gamma^2 + (\delta - \hbar k p / M)^2} \quad (7)$$

式中: Ω 和 Ω_p 分别是抽运光和探测光的共振拉比频率; Δ 是抽运光的频率失谐; γ 是弛豫率; M 是原子质量。假设弛豫率非常小 ($\gamma \ll \hbar k\theta$)、 $p/M = \bar{v}$ 。 $\Pi(p)$ 满足高斯分布,则式(7)可改为:

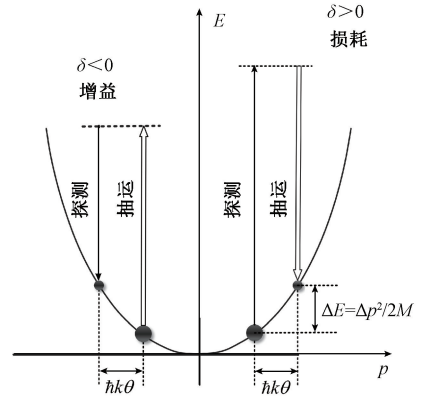
$$g_{\text{RIR}}(\delta) = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\hbar \Omega^2 \Omega_p}{\Delta^2 k_B T} \frac{\delta}{\hbar k \bar{v}} \exp\left[-\frac{\delta^2}{2(\hbar k \bar{v})^2}\right] \quad (8)$$

式中: k_B 是玻尔兹曼常数; T 是冷原子系综的温度 ($k_B T = M \bar{v}^2$)。因此,反冲诱导共振出现了一个 $\delta = 0$ 为中心的高斯导数的形状。RIR 信号的幅值与抽运光的光强成正比,与抽运光频率失谐的平方成反比。RIR 信号的宽度为:

$$W = 2\hbar k \bar{v} \quad (9)$$



(a) 关于光子反冲诱导共振的光束方案
(a) Scheme of the laser beams for recoil-induced resonance



(b) 在不同频率的探测光的条件下,原子能量和动量的变化过程
(b) The process of change of atomic energy and momentum under the condition of probe beams of different frequencies

图3 光子反冲诱导共振原理

Fig. 3 Schematic diagram of recoil-induced resonance

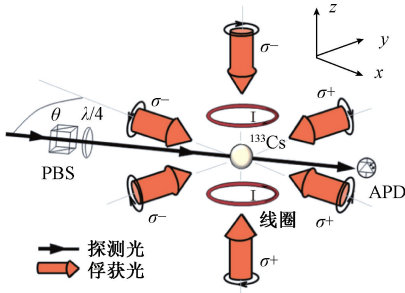
可知,RIR 信号的宽度与速度均方根成正比。然后利用公式 $k_B T = m \bar{v}^2$,可知:

$$T = \frac{M}{k} \left(\frac{W}{2\hbar k} \right)^2 \quad (10)$$

因此,光子反冲诱导共振信号可以用来测量冷原子系综的速度分布和温度。

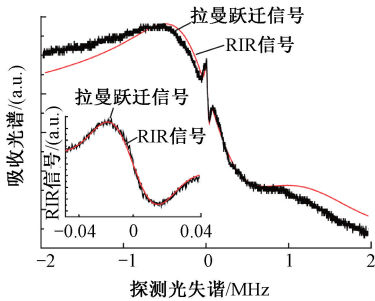
Zhao 等^[40]基于光子反冲诱导共振信号实现针对磁光阱的冷原子温度测量。该方法主要使用抽运光和探测光在磁光阱(magneto optical trap, MOT)中实现 RIR,为简化装置,抽运光一般使用其中一束俘获光代替,如 x 方向、 σ^- 偏振的俘获光,探测光与该抽运光以一定的角度注入到原子系综中,并且探测光与抽运光具有相同的偏振。磁光阱和 RIR 的实验装置如图 4(a)所示。随后,通过扫描探测光频率,获得探测光吸收光谱与探测光频率失谐的关系,结果如图 4(b)所示(插图 RIR 信号)。其中探测光光谱包括两个部分,宽的部分是拉曼跃迁信号,窄的部分是 RIR 信号。基于 RIR 信号(式(8))和参考文献[39]的拉曼跃迁结果,可以得到理论曲线(红线)和 RIR 的峰值宽度,从而获得冷原子温度。

Wang 等^[41]利用光子反冲诱导共振法提取了各向同性光场中的冷原子温度。由于在各向同性光场中空间每一点的偏振方向完全随机,很难观测到受激拉曼散射信



(a) 磁光阱和RIR的实验装置

(a) Experimental setup diagram of MOT and RIR



(b) 探测光的吸收光谱

(b) Absorption spectrum of probe beam

图4 基于 RIR 的磁光阱中冷原子温度测量

Fig. 4 Temperature measurement of cold atoms in a magneto-optical trap based on RIR

号,但是可以观测到冷原子的电磁诱导吸收 (electromagnetic induced absorption, EIA) 信号^[42]。在实验中对探测光的频率进行扫描时,可获得 1 个探测光吸收曲线,该曲线中包含 RIR 和 EIA 两种信号。然后,利用色散函数和洛伦兹函数拟合实验数据,可得到 RIR 和 EIA 的准确曲线,最终获得各向同性光场中冷原子温度。

3 图像测量法

图像测量法与 TOF 近似,是在冷却光关闭的一段时间内利用 CCD 拍摄原子团在不同时刻的图像分布,根据强度图像的扩散情况求得原子团的速度分布,进而求得温度。

光学黏团、MOT 或各向同性激光冷却中原子在自由扩散之前的速度分布满足麦克斯韦-玻尔兹曼速度分布率公式为:

$$f(v_i) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m}{2k_B T} v^2 \right) \quad i = x, y, z \quad (11)$$

式中: v_i 是 i 方向的速度分布; T 是原子团温度。令 t 为原子团自由扩散时间, r_i 为原子自由扩散后在 i 方向的坐标, r_{0i} 为原子自由扩散前在 i 方向的坐标, 将 $v_i = (r_i -$

$r_{0i})/t$ 代入式 (11) 得:

$$f(r_i - r_{0i}, t) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T t^2} \right)^{1/2} \times \exp\left(-\frac{m}{2k_B T} \left(\frac{r_i - r_{0i}}{t} \right)^2 \right) \quad i = x, y, z \quad (12)$$

原子团扩散前密度空间分布满足高斯公式:

$$n_0(r_{0i}) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_{0i}^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{r_{0i}^2}{2\sigma_{0i}^2} \right) \quad (13)$$

式中: σ_{0i} 是方向 i 上原子团的原始大小(半径除以 $\sqrt{2}$)。经过变化,得到扩散时间 t 后原子团密度分布为:

$$n(r_i, t) = \int f(r_i - r_{0i}, t) n(r_{0i}) dr_{0i} = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_i^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{r_i^2}{2\sigma_i^2} \right) \quad (14)$$

其中, $\sigma_i^2(t) = \sigma_i^2(0) + k_B T t^2 / m$ 。由原子的半径 $r_i = \sqrt{2}\sigma_i$, 可以得到原子团扩散前后半径的变化公式为:

$$r_i(t)^2 = r_i(0)^2 + 2k_B T t^2 / m \quad (15)$$

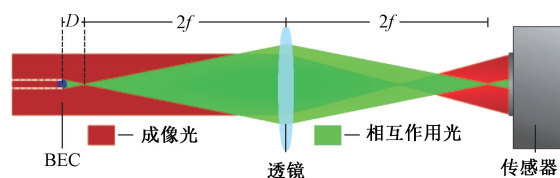
由上述公式可知,通过测量两个不同扩散时刻 t_1 和 t_2 (假设 $t_2 > t_1$) 的原子团的半径 $r_i(t_1)$ 和 $r_i(t_2)$, 就可以得到原子团的温度为:

$$T = \frac{m}{2k_B} \left(\frac{r_i(t_2)^2 - r_i(t_1)^2}{t_2^2 - t_1^2} \right) \quad (16)$$

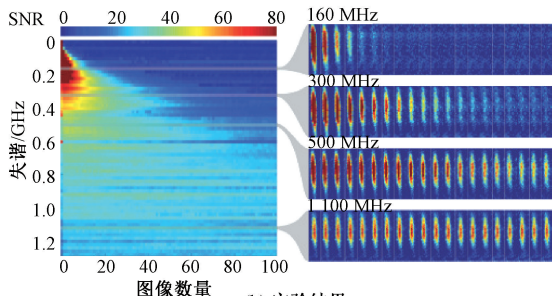
目前许多实验仍然使用吸收成像技术来获取实验数据,吸收成像具有稳定性好、信噪比(signal to noise ratio, SNR)高等特点,但它是一种完全破坏性测量。相反,色散成像技术可以提供准连续性、破坏性小的成像,尽管它的信噪比较低,色散成像技术已经被广泛应用于观察热原子云和 BEC 中^[43]。相位衬度成像技术主要应用于 X 射线成像^[44], Wigley 等^[45]还将该方法扩展到冷原子领域,提出了一种能够对 BEC 进行远失谐的无损成像系统,该系统的信号与密度的二阶导数成正比,如 Hooke 首次观察到的阴影成像技术一样,成像系统和实验结果如图 5 所示。该技术证明在 1 GHz 失谐的条件下,100 幅阱内图像的信噪比可达到 25,且未发现任何加热或原子损耗现象。此外,如果将技术应用于基于图像测量法的冷原子温度测量中,可以实现对超冷原子的温度进行快速无损测量。

4 内态无损的冷原子温度测量方法

最近冷原子物理的进展已经对不同类型的温度测量技术提出了更高的要求,特别是对于 TOF 或基于 RIR 冷原子温度测量方法不适用的情况,如腔量子电动力学实验中冷原子温度测量^[46-47]、nK 量级的超冷原子^[19,48-49]、强相互作用的冷原子^[50-51]以及冷原子物理学中其他有趣



(a) 成像系统示意
(a) Schematic of the imaging system



(b) 实验结果
(b) Experimental results

图5 超冷原子的无损阴影成像

Fig. 5 Non-destructive shadowgraph imaging of ultra-cold atoms

的案例^[52-54]。此外,冷原子温度的无损测量^[55]引起了大家的广泛关注,而最近的一项研究也进一步证明了对 BEC 进行无损温度测量的可能性^[56]。

本文新开发了一种冷原子温度测量方法,该方法通过检测冷原子标记后的热膨胀来直接测量选定区域的冷原子温度。这种方法适用于大多数类型的冷原子平台,它在各向同性激光冷却^[57-60]的实验应用如下。

4.1 理论分析

该温度测量过程如图6所示。首先,对选定区域内的冷原子系综进行标记;然后,在离开中心轴和探测光束腰定义的区域时标记原子会发生扩散;最后,用探测光脉冲记录探测区域内原子数的减少。另外,如果冷原子温度越高,则留在探测光区域内的原子就会越少。该过程还利用了原子循环跃迁以实现了近似无损的冷原子温度测量。

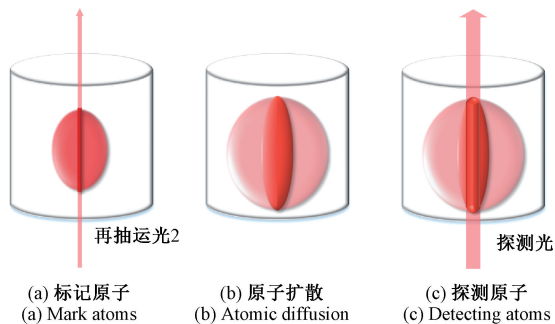


图6 内态无损的冷原子温度测量过程

Fig. 6 The process of nearly nondestructive thermometry of cold atoms

为简单起见,忽略标记冷原子系综的有限宽度,并将其视为一条细线。在扩散之后,标记原子在稍后时间的空间密度分布会直接反映它们最初的原始速度分布。由于扩散的持续时间较短,并且重力方向是沿中心轴,因此重力的影响可以暂时忽略不计。对于实验系统的几何形状而言,沿中心轴维度的动力学并不会对结果产生显著影响,因此该过程可以只考虑横截面上的二维结构。实验通过分析实验数据来推断出原子速度分布的信息,并且原子的速度分布符合二维的麦克斯韦-玻尔兹曼分布:

$$f(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right) 2\pi v \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) dv \quad (17)$$

根据均分定理,并利用各向同性激光冷却在每个维度运动学上固有的各向同性特性,可以推导出三维空间的冷原子温度为 $T_{3D} = T_{2D} \times 3/2$ 。

从根本上说,该方法是与计算指定区域内标记原子的数目有关。温度越高的原子扩散得越快,则留在探测区域内的原子就越少,反之亦然。在标记结束 t 时间后,半径为 r_c 区域内的剩余原子数将与式(18)成正比。

$$s(r_c, t) = 1 - \exp\left(-\frac{m(r_c/t)^2}{2k_B T} \right) \quad (18)$$

原子扩散会导致探测光脉冲传输减少。在吸收成像等典型方法中,原子的温度信息可以从原子的密度分布变化中推导出来。另一方面,实验是通过一个光电探测器来采集探测光的吸收信号,或者说是密度与探测光的轮廓所施加权重的积分,而不是详细的密度轮廓图像。过程与基于压缩采样技术的光学成像^[61-63]有相似之处和联系,光电探测器实际上是一个单像素桶探测器^[45],它能从标记原子的密度分布变化中推导出冷原子的温度信息。在冷原子气体相对稀薄且延迟时间不太短的假设下,探测光脉冲的传输信号的减少正比于^[64]:

$$\left(\frac{2}{(d/2t)^2} + \frac{m}{2k_B T} \right)^{-1} \quad (19)$$

式中: d 是探测光的高斯半径; C 是整体比例常数; T 是二维模型的冷原子温度值。

4.2 实验验证

冷原子温度测量方法的基本机制和实施情况如图7所示。在实验中,采用柱形腔内的各向同性光场对⁸⁷Rb原子进行激光冷却。冷却光频率相对于 $5^2S_{1/2}, F = 2 \leftrightarrow 5^2P_{3/2}, F = 3$ 跃迁频率红失谐 22.5 MHz。而再抽运光频率是与 $5^2S_{1/2}, F = 1 \leftrightarrow 5^2P_{3/2}, F = 2$ 跃迁频率共振,再抽运光会通过一个 PBS 分为两束,一束光(再抽运光1)参与激光冷却过程,另一束光(再抽运光2)沿中心轴参与原子的标记过程。冷却光、抽运光和再抽运光1通过 PBS 合成一束光;然后,通过一对圆锥棱镜形成空心光束;最后,空心光束注入到柱形腔内,在腔内形成各向

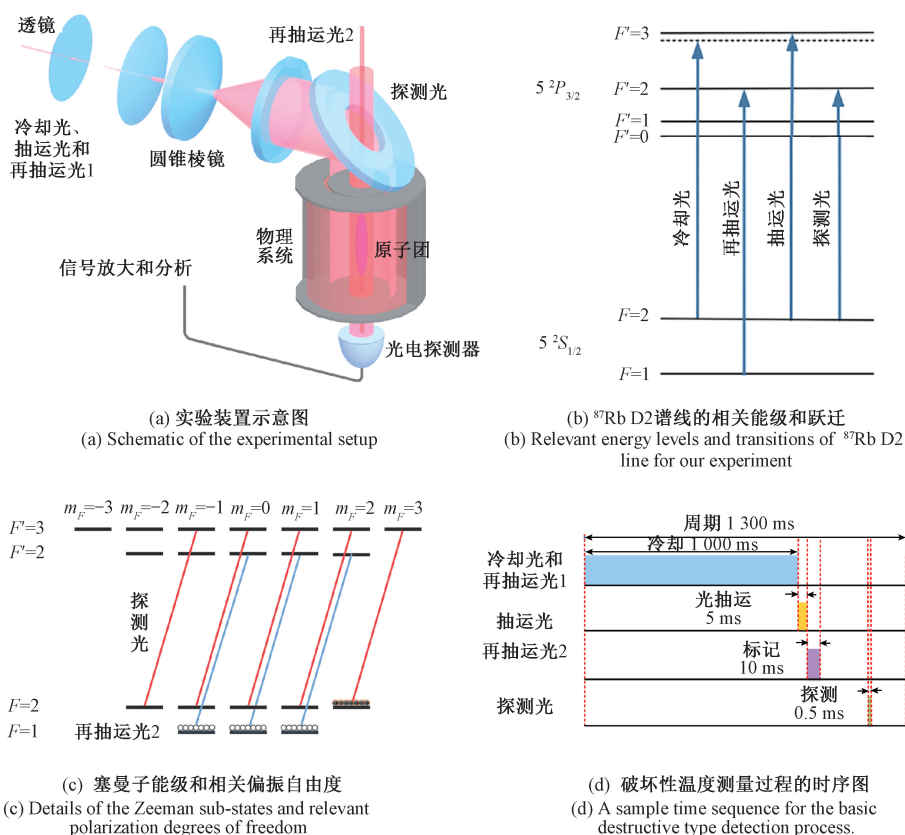


图7 冷原子温度测量方法的基本机制和实施

Fig. 7 The basic mechanism and implementation of the cold atom temperature measurement method

同性光场来冷却原子。探测光频率是与 $5^2S_{1/2}, F=2 \leftrightarrow 5^2P_{3/2}, F=3$ 跃迁频率共振, 探测光和再抽运光2都是沿中心轴垂直传播, 并穿过腔体。

一个完整的冷原子温度测量过程是由如下4个步骤组成。1) 在冷却阶段, 再抽运光1要晚于冷却光关闭, 在冷却结束后, 腔内原子将处于 $5^2S_{1/2}, F=2$ 能级上; 2) 通过短脉冲的抽运光将腔内的所有原子抽运到 $5^2S_{1/2}, F=1$ 能级上; 3) 在标记阶段, 将沿中心轴的原子转移到 $5^2S_{1/2}, F=2$ 的能级上, 而腔内的其余原子仍然处于 $5^2S_{1/2}, F=1$ 能级上, 该过程是利用一个沿中心轴传播的短脉冲的再抽运光2实现; 4) 用探测光检测中心轴区域内剩余标记冷原子的密度变化, 从而推导出冷原子温度的信息。

实验结果如图8所示, 每个数据点都是在一个新的实验周期内获得。冷却光功率和冷却时间分别设置为120 mW和1 000 ms。插图 of 探测光入射到光电探测器上的放大电压信号的原始数据, 横坐标为1个标准实验周期时间。根据式(19)拟合的曲线可以推导出冷原子温度为 $41.9 \pm 2.6 \mu\text{K}$, 并且 $3/2$ 的因子已经包含在内。因为原子与探测光脉冲的相互作用会改变原子的内部状态和原始标记不会持续存在, 所以图8是一种破坏性的

检测方法。此外, 一个完整的测量数据需要对冷原子进行反复试验, 实验数据中的每个点都是来自于不同的实验周期。

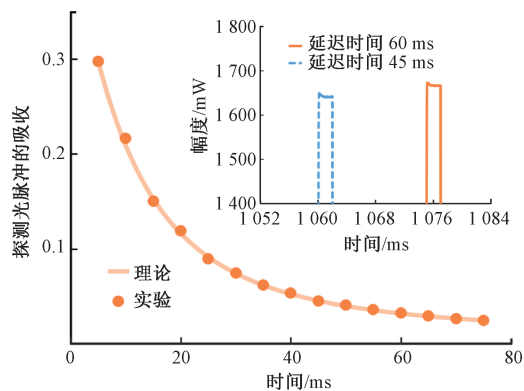


图8 一个典型的破坏性冷原子温度测量的实验结果

Fig. 8 Typical results of temperature measurement by the destructive-type method for cold atoms

另一方面, 通过无损测量来评估冷原子温度已经成为该领域中重要的研究内容, 目前已经对这种方法进行了讨论^[55]。如果将偏振自由度引入系统, 与读出原子量子比特的情况类似, 就可以借助循环跃迁来实现无损探测^[65-69]。

对于铷 87 原子,可以选择 $5S_{1/2} | F = 2, m_F = 2 > \leftrightarrow 5P_{3/2} | F = 3, m_F = 3 >$ 的循环跃迁(图 7(c))。相应地,标记阶段也会发生改变,右旋圆偏振的探测光会参与偏振相关的过程,使原子 $5S_{1/2} | F = 2, m_F = m >$ 跃迁到 $5P_{3/2} | F = 3, m_F = m + 1 >$ 。因此,标记过程结束后,沿中心轴的原子将处于 $5S_{1/2} | F = 2, m_F = 2 >$ 能级上,而腔内的其他原子将处于 $5S_{1/2}, F = 1$ 能级上。最后,在探测阶段,可以连续多次使用探测光脉冲,测量数据速率被大大提高。此外,原子与右旋圆偏振的弱探测光脉冲相互作用时,规定的标记不会被破坏,从而实现近似无损的冷原子温度测量。该方法不需要偏置磁场,特别是不需要复杂的干涉仪或精密的成像设备。

另外,本文实验也实现了近似无损的冷原子温度测量,并研究了冷却时间对冷原子温度的影响,如图 9 所示。图 9 中所有的冷却光功率都被设置为 60 mW。这些曲线之间吸收幅度的差异主要由累积冷原子数的差异造成的,这取决于冷却时间。插图为一系列关于放大的探测光信号的原始数据,并且所有数据都是在同一个实验周期中获得。通过式(19)拟合的曲线可知,这 3 种情况的冷原子温度的差异是在 $0.5 \mu\text{K}$ 以内。这一实验也证实了,只要冷却时间不是太短,它就不会对各向同性激光冷却中冷原子的最终温度产生影响。

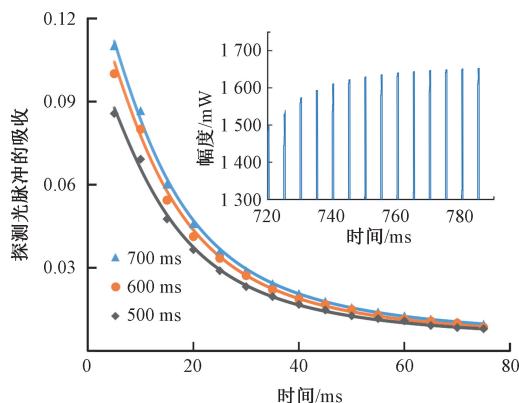


图9 内态无损的冷原子温度测量的实验结果

Fig. 9 Experimental results of temperature measurement by the nearly-nondestructive-type method for cold atoms

4.3 进一步研究

在实际应用中,冷原子温度测量最好能在最初几毫秒甚至更短的时间内完成,同时保持大部分原子的内部状态不受干扰,这样可以为下一阶段的实验做好准备。事实上,快速测量冷原子温度是本文方法的另一个特点。

但是,对于标记过程后的最初几毫秒,上述细线的描述是过于简化的,需要考虑圆形标记区域,则随时间变化的吸收信号的公式改为^[70]:

$$I_{\text{absorb}}(t) = C \times \frac{k_B T d^2}{m} \left(1 - \exp\left(-\frac{\xi \zeta}{\xi + \zeta} R_l^2\right) \right) \quad (20)$$

式中: C 是一个整体常数; k_B 是玻尔兹曼常数; m 是原子质量; T 是 x, y 方向上的冷原子二维温度; d 是探测光的高斯直径; R_l 是 $x - y$ 平面上标记区域的半径; 参数 ξ, ζ 定义如式(21)所示。

$$\xi = \frac{8}{d^2}, \zeta = \frac{m}{2k_B T t^2} \quad (21)$$

通过式(20)拟合曲线来提取温度值时,通常只需要两个自由参数,常数 C 和温度 T 。如果标记过程后最开始的最大吸收率为已知信息,则拟合过程中只存在一个自由参数 T 。并且式(20)在开始的几毫秒内变化迅速,也就是说,即使在很短的时间内,探测光的桶探测也可以根据冷原子热运动引起的密度变化,有效地推断出冷原子的温度。一些典型的理论曲线如图 10 所示,重点放在标记过程后的最初几毫秒。从不同温度值的曲线可以观察到,只要信噪比足够好,约 1 ms 的数据就可以产生确定可靠的温度测量。

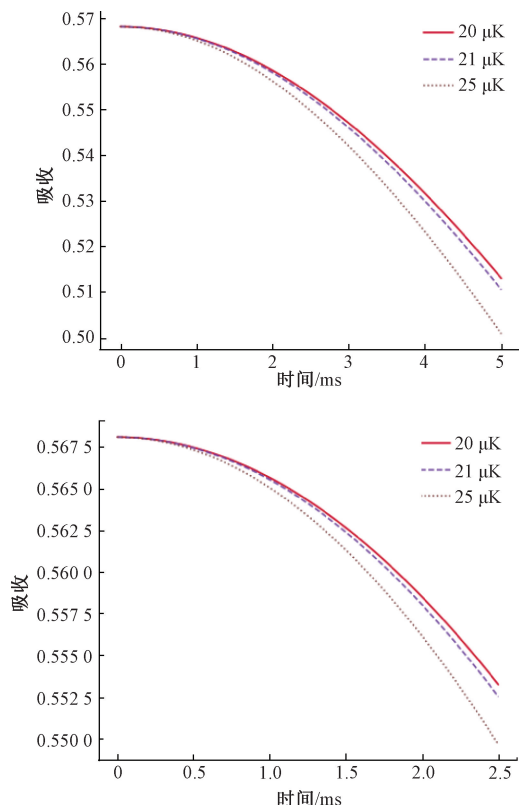


图10 吸收信号的理论曲线

Fig. 10 Theory curves of absorption signals

本文也实现了用小于 1 ms 的探测时间对冷原子温度的确定性测量,一个典型的实验结果如图 11 所示,而插图是前 200 μs 的结果。吸收信号是从探测光的单个连续脉冲中采取,并且每隔 5 μs 记录一次数据点。实验中,标记区域的半径 $R_l = 0.48 \text{ mm}$,探测光的功率为 0.2 μW 和高斯半径为 1.3 mm,标记原子的内部状态也

在毫秒量级上几乎保持不变。另外,探测光的频率和功率波动对信号的信噪比有显著影响。在这里,采用外调制的饱和吸收光谱来实现频率稳定和采用功率控制器来实现探测光的功率稳定。最后,通过式(20)就可以获得冷原子的二维温度。

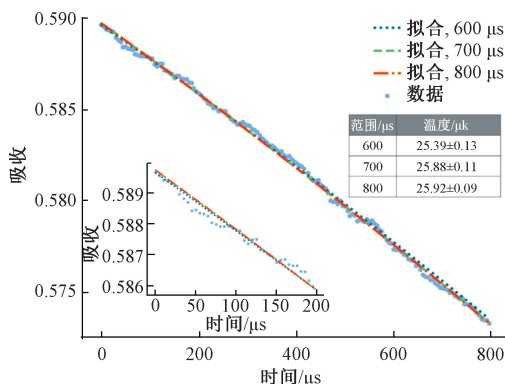


图 11 从小于 1 ms 的实验数据中获得冷原子温度

Fig. 11 The obtained temperature from experimental data less than 1 ms

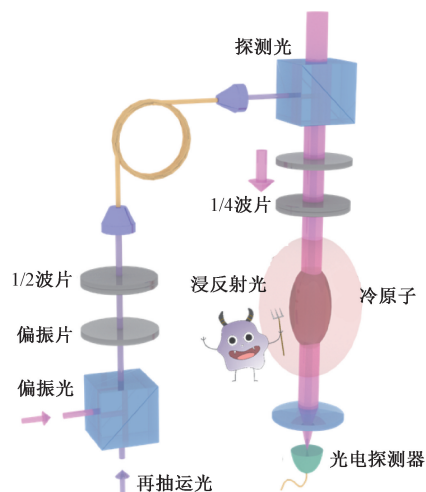
5 超冷原子速度过滤

过滤较冷原子的想法与麦克斯韦妖的概念有深刻的联系。麦克斯韦妖是一种想象出来的生物,能够识别速度较小的粒子,然后将它们与较热的粒子分离^[71]。麦克斯韦妖类型的实验已经在各种系统中被提出和论证^[72-80]。对于冷原子,已经实现一维单速度冷却^[81]和光学偶极阱的单向势垒^[82]。然而,用于识别速度较小原子的麦克斯韦妖的操作在冷原子系统是难以实现的,特别是对于冷原子钟^[83]和超冷原子干涉仪^[21]。较低的冷原子温度往往意味着较长的相干时间和较好的精度,因此,对冷原子系综中相对较冷的部分进行筛选不仅在理论上具有重要的意义,而且在实际应用上也很有帮助。

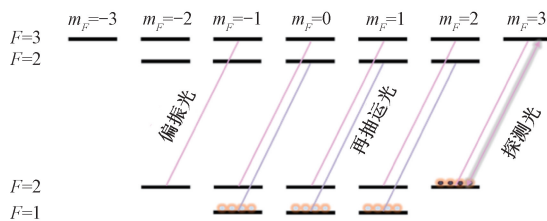
本文在上述内态无损的冷原子温度测量方法的基础上,进行了较冷原子的过滤^[70]。标记过程完成后,较热的原子会逐渐离开该区域,而待在探测光所规定区域内的标记原子会随着时间的推移变得越来越冷,因此这样的过程可以有效过滤较冷原子。该方法是适用于各种类型的冷原子平台,这里选择了各向同性激光冷却的方式,因为该方法可以生成在 3 个维度上都具有几乎完美的各向同性的冷原子。

较冷原子速度过滤的基本实验装置和相关能级如图 12 所示。标记光由偏振光和再抽运光组成,偏振光会驱动原子从 $F=2$ 能级跃迁到 $|F=2, m_F=2\rangle$ 能级,而再抽运光会使原子从 $F=1$ 能级跃迁到 $F=2$ 能级。并且

当它们遇到冷原子时,它们具有相同的光束形状。冷却光、用于冷却作用的再抽运光和抽运光重合后,通过一对圆锥棱镜形成空心光束,注入到柱形腔内,在腔内形成各向同性光场来冷却原子。首先,抽运结束后,所有的冷原子将处于 $F=1$ 能级;其次,在标记光的作用下,标记成功的原子将处于 $|F=2, m_F=2\rangle$ 能级,而其他原子仍然处于 $F=1$ 能级;最后,探测光驱动在 $|F=2, m_F=2\rangle$ 能级上的原子循环跃迁。在这里,能级间的跃迁是依赖于原子的自发辐射,并且标记过程通常只需要几微秒到几十微秒。



(a) 实验装置示意图
(a) Schematic of the experimental setup



(b) ^{87}Rb D2 线的相关能级
(b) Relevant energy levels of ^{87}Rb D2 line

图 12 基于各向同性激光冷却的较冷原子速度过滤

Fig. 12 Filtering out the colder atoms based on isotropic laser cooling

内态无损的冷原子温度测量方法是采用标记再探测的过程,一旦标记过程结束后,较热的原子会迅速离开探测光所定义的区域,而较冷的原子则会停留更长时间。因此,双脉冲实验可以作为过滤标记原子中较冷部分的有效方法,其中无损探测是过滤过程的一个指示,第 1 个探测光脉冲不会扰动标记的冷原子或者引起过度加热。随着时间的推移,剩余标记原子的速度会逐渐偏离麦克斯韦-玻尔兹曼分布,则热平衡的想法在这里并不适用,因此温度的概念需要仔细地加以澄清。本文用 x, y 方向上的平均运动能量来计算冷原子温度,关注探测光高斯

直径 d 的圆盘区域内的标记原子,并计算剩余冷原子的温度与时间的关系。用二维温度描述较冷原子过滤的理论曲线如图 13 所示,其中 R_L 为 0.64 mm , d 为 2.6 mm ,图 13 中插图分别表示尾部细节和实验的双脉冲测试结果。从图 13 可知,当原子的初始温度为 $25 \text{ } \mu\text{K}$ 时,在标记过程约 74 ms 后,剩余原子的二维温度降至 $1 \text{ } \mu\text{K}$ 以下。根据这一结果,进行了一个具有足够时间延迟的双脉冲实验,实验结果如图 14 所示,可知本文已经对亚 μK 的原子进行了有效过滤。

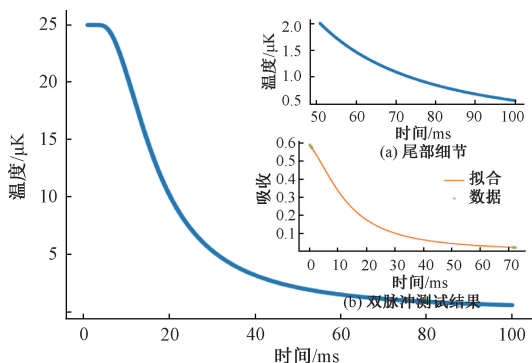


图 13 用二维温度描述较冷原子过滤的理论曲线

Fig. 13 Theory curve that describes the filtering of colder atoms in terms of 2D temperature

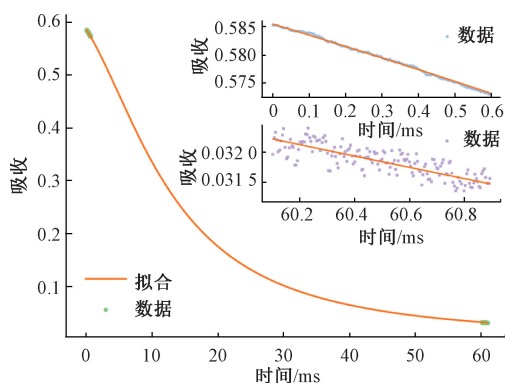


图 14 双脉冲实验结果

Fig. 14 Results of the dual-pulse experiment

麦克斯韦妖思想实验的本质是研究在抽运过程中从初态到目标态 $|F = 2, m_F = +2\rangle$ 的平均散射事件。最初,原子均匀处于 $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 、 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = +1\rangle$ 三个能级上。然后,在标记光的作用下,原子被抽运到 $|F = 2, m_F = +2\rangle$ 能级上,标记光是偏振光和再抽运光组成,并且两束光均为右旋圆偏振光。在此假设下,可以对这 3 种不同初始态的光抽运过程进行了如下描述:

$$|F = 1, m_F = -1\rangle: |F = 1, m_F = -1\rangle \xrightarrow{\text{rep.}} |F = 2,$$

$$m_F = 0\rangle \xrightarrow{\text{pol.}} |F = 2, m_F = +1\rangle \xrightarrow{\text{pol.}} |F = 2, m_F = +2\rangle, \\ |F = 1, m_F = 0\rangle: |F = 1, m_F = 0\rangle \xrightarrow{\text{rep.}} |F = 2, m_F = +1\rangle \xrightarrow{\text{pol.}} |F = 2, m_F = +2\rangle, |F = 1, m_F = +1\rangle: \\ |F = 1, m_F = +1\rangle \xrightarrow{\text{rep.}} |F = 2, m_F = +2\rangle$$

因此,简化图中平均需要一个再抽运光散射事件和一个偏振光散射事件才能到达目标态,而散射光子是需要时间的。

如果标记光的强度被有意地保持在一个相对较低的水平,那么原子则需要几毫秒或更长的相互作用时间才能被正确地抽运到目标能级。因此,当原子通过 x, y 平面上标记光的有限区域时,标记概率取决于它们的速度。慢速原子会跃迁到 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 能级上,而快速原子仍然停留在 $F = 1$ 能级上。在麦克斯韦妖思想实验的原始版本中,快速原子和慢速原子在空间自由度上是分开的,即它们被送到两个不同的隔间。在本文实验中,这种分离是在内部自由度上实现的,即 $F = 1$ 和 $F = 2$ 能级。如果想要切换到麦克斯韦妖的原始版本,可以在光学偶极阱中施加一个与状态相关的光学力,来机械地分离快速原子和慢速原子。

6 结 论

获得数量多、温度低的超冷原子系综,对冷原子温度测量和优化是非常重要的。随着中性原子实验技术的发展,新的实验方案要求在实验周期的起始时刻迅速完成冷原子相关信息的测量,综合考虑冷原子寿命以及测量对后续实验影响等因素,快速且无损地测量冷原子信息已然成为发展趋势,此外,受冷原子装置集成化、小型化的影响,合适的测温方案还应具有装置结构简单且紧凑等特点,从以上要求出发,无损测温仍然存在很多需要进一步研究的问题。对于冷原子的相关信息,从数学上可以抽象为冷原子在坐标动量相空间中的分布,其温度的定义与动量分布密切相关。而动量分布的提取往往比较复杂且不直观,为了探测这种动量分布。本文介绍了冷原子温度测量的几种典型技术,如 TOF 测量法、基于光子反冲诱导共振的冷原子温度测量方法、图像测量法和内态无损的冷原子温度测量方法,并且还介绍了一种新的高效获取非 BEC 态的超冷原子方法。

1) 由于 TOF 测量法简单可靠,许多人认为 TOF 方法是各种情况下测量冷原子温度的标准技术。然而,该方法容易受到飞行距离、探测光束尺寸等因素影响,准确度较差。另外,TOF 方法还需要一个额外的下落距离和一个检测窗口,不利于整个系统的集成化。

2) 基于光子反冲诱导共振的冷原子温度测量方法与 TOF 相比,在超冷原子温度测量中具有更方便、更快的优势。高斯光束中的非均匀光移、杂散磁场的塞曼位移或许多其他系统效应都不会影响其精度。此外,该技术还可以扩展到三维速度分布测量和对光学黏团、势阱或光晶格的原子进行无损的原位测量。

3) 图像测量法与 TOF 相比准确性较差,但是随着成像技术的快速发展,图像测量法可以实现对超冷原子进行快速无损测量。

4) 内态无损的冷原子温度测量方法是利用偏振自由度和桶式探测器来实现的,具有简单、快速、近似无损探测、沿光学探测轴寻址原子等优点,并且适用于大多数类型的冷原子平台。

从目前的技术来看,对亚 nK 的冷原子仍然缺乏有效的非破坏性测量手段,同时这也是未来需要探索的重要方向。对于极低温原子,传统的时间飞行法尽管被广泛使用,但由于其自由扩散时间过长,且是破坏性的测量,并不是一个有效的方案;对于光子反冲诱导共振方案,选择性共振要求与速度分布中一小部分原子相互作用,如果要获得完整分布,需要反复测量扫描双光子失谐,此外,对于激光频率以及相位相干性也需要进行严格控制;对于图像测量法,准确性需要进一步提高;而对于内态无损的测温方案,虽然目前尚未实现 BEC 的无损测温,但对该方向的进一步探索具有参考意义。该方法还可应用于太空任务中的冷原子测温。在太空任务中,基于冷原子的量子技术已经成为近年来研究的热点。本文方法的几个特点对于这一目的具有很大的吸引力,如基本原理适用于微重力的情况,检测过程相对较快和该技术适合集成到一个紧凑的系统中等。

参考文献

- [1] BARRY J F, MCCARRON D J, NORRGARD E B, et al. Magneto-optical trapping of a diatomic molecule [J]. *Nature*, 2014, DOI: 10.1038/nature13634.
- [2] 王杰英, 刘贝, 刁文婷, 等. 磁光阱中单原子荧光信号的优化及单原子的高效装载 [J]. *物理学报*, 2014, 63(5): 138-142.
WANG J Y, LIU B, DIAO W T, et al. Optimization of the light-induced-fluorescence signals of single atoms and efficient loading of single atoms into a magneto-optical trap [J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(5): 138-142.
- [3] METCALF H J, VAN DER STRATEN P. Laser cooling and trapping of atoms [J]. *Journal of The Optical Society of America B-Optical Physics*, 2003, 20(5): 887-908.
- [4] CHENG H D, ZHANG W Z, MA H Y, et al. Laser cooling of rubidium atoms from background vapor in diffuse light [J]. *Physical Review A*, 2009, 79(2): 023407.
- [5] MENG Y L, JIANG X J, WU J, et al. Satellite-borne atomic clock based on diffuse laser-cooled atoms [J]. *Frontiers in Physics*, 2022, DOI: 10.3389/fphy.2022.985586.
- [6] 王婧, 何军, 张天才, 等. 单原子冷却及光学操控的实验进展 [J]. *物理*, 2008, 37(2): 103-110.
WANG J, HE J, ZHANG T C, et al. Preparation and optical manipulation of single atoms based on atom cooling and trapping [J]. *Physics*, 2008, 37(2): 103-110.
- [7] LIU Y Y, SUN Y, FU Z, et al. Infidelity induced by ground-rydberg decoherence of the control qubit in a two-qubit rydberg-blockade gate [J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(5): 054020.
- [8] 章欢开, 颜树华, 朱凌晓, 等. 冷原子干涉绝对重力精密测量与系统误差 [J]. *仪器仪表学报*, 2020, 41(8): 1-12.
ZHANG H K, YAN SH H, ZHU L X, et al. Precision measurement of absolute gravity by cold atom interference and the system errors [J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2020, 41(8): 1-12.
- [9] GUSTAVSON T L, BOUYER P, KASEVICH M A. Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope [J]. *Physical Review Letters*, 1997, 78(11): 2046-2049.
- [10] DICKERSON S M, HOGAN J M, SUGARBAKER A, et al. Multiaxis inertial sensing with long-time point source atom interferometry [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111: 083001.
- [11] STRAY B, LAMB A, KAUSHIK A, et al. Quantum sensing for gravity cartography [J]. *Nature*, 2022, DOI: 10.1038/s41586-021-04315-3.
- [12] BUDKER D, ROMALIS M. Optical magnetometry [J]. *Nature Physics*, 2007, 3(4): 227-234.
- [13] COHEN Y, JADEJA K, SULA S, et al. A cold atom radio-frequency magnetometer [J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(7): 073505-1-073505-5.
- [14] LIAO K Y, TU H T, YANG S Z, et al. Microwave electrometry via electromagnetically induced absorption in cold Rydberg atoms [J]. *Physical Review A*, 2020, 101: 053432-1-11.
- [15] CLADE P, DE MIRANDES E, CADORET M, et al. Determination of the fine structure constant based on Bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(3): 033001.
- [16] SUN Y R, HU S M. Precision spectroscopy of atomic

- helium [J]. *National Science Review*, 2020, 7(12): 1818-1827.
- [17] HUDSON J J, KARA D M, SMALLMAN I J, et al. Improved measurement of the shape of the electron [J]. *Nature*, 2011, 473(7348): 493-U232.
- [18] LIU L, LU D S, CHEN W B, et al. In-orbit operation of an atomic clock based on laser-cooled Rb-87 atoms [J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 2760.
- [19] BECKER D, LACHMANN M D, SEIDEL S T, et al. Space-borne Bose-Einstein condensation for precision interferometry [J]. *Nature*, 2018, 562: 391.
- [20] LACHMANN M D, AHLERS H, BECKER D, et al. Ultracold atom interferometry in space [J]. *Nature Communications*, 2021, DOI: 10.1038/s41467-021-21628-z.
- [21] TINO G M, BASSI A, BIANCO G, et al. SAGE: A proposal for a space atomic gravity explorer [J]. *European Physical Journal D*, 2019, DOI: 10.1140/epjd/e2019-100324-6.
- [22] SORTAIS Y, BIZE S, NICOLAS C, et al. Cold collision frequency shifts in a Rb-87 atomic fountain [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(15): 3117-3120.
- [23] LI R X, GIBBLE K. Phase variations in microwave cavities for atomic clocks [J]. *Metrologia*, 2004, 41(6): 376-386.
- [24] CHU S, HOLLBERG L, BJORKHOLM J E, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure [J]. *Physical Review Letters*, 1985, 55(1): 48-51.
- [25] LETT P D, WATTS R N, WESTBROOK C I, et al. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit [J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(2): 169-172.
- [26] BRZOZOWSKI T M, MACZYNSKA M, ZAWADA M, et al. Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances [J]. *Journal of Optics B-Quantum and Semiclassical Optics*, 2002, 4(1): 62-66.
- [27] PETROV P G, OBLAK D, ALZAR C L G, et al. Nondestructive interferometric characterization of an optical dipole trap [J]. *Physical Review A*, 2007, 75: 033803.
- [28] MEHBOUDI M, LAMPO A, CHARALAMBOUS C, et al. Using polarons for sub-nk quantum nondemolition thermometry in a bose-einstein condensate [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122:030403.
- [29] WEISS D S, RIIS E, SHEVY Y, et al. Optical molasses and multilevel atoms-Experiment [J]. *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 1989, 6(11): 2072-2083.
- [30] GATI R, HEMMERLING B, FOLLING J, et al. Noise thermometry with two weakly coupled Bose-Einstein condensates [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(13): 130404.
- [31] SPIEGELHALDER F M, TRENKWALDER A, NAIK D, et al. Collisional stability of k-40 immersed in a strongly interacting fermi gas of Li-6 [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103:223203.
- [32] 何军, 王婧, 邱英, 等. 采用短程飞行时间吸收谱测量冷原子温度时参数误差的影响 [J]. *物理学报*, 2008, 57(10): 6221-6226.
- JUN H, JING W, YING Q, et al. Influence of parameter errors on the temperature measurement of cold atoms via short-distance time-of-flight absorption spectra [J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, 57(10): 6221-6226.
- [33] LEE K L, JORGENSEN N B, WACKER L J, et al. Time-of-flight expansion of binary Bose-Einstein condensates at finite temperature [J]. *New Journal of Physics*, 2018, 20:053004.
- [34] REN W, LI T, QU Q Z, et al. Development of a space cold atom clock [J]. *National Science Review*, 2020, 7(12): 1828-1836.
- [35] ZHU L X, LIU X, SAIN B, et al. A dielectric metasurface optical chip for the generation of cold atoms [J]. *Science Advances*, 2020, 6:eabb6667.
- [36] ZHANG W Z, CHENG H D, LIU L, et al. Observation of recoil-induced resonances and electromagnetically induced absorption of diffuse light by cold atoms [J]. *Physical Review A*, 2009, 79(5): 053804.
- [37] GUO J, BERMAN P R, DUBETSKY B, et al. Recoil-induced resonances in nonlinear spectroscopy [J]. *Physical Review A*, 1992, 46(3): 1426-1437.
- [38] COURTOIS J Y, GRYNBERG G, LOUNIS B, et al. Recoil-induced resonances in cesium: An atomic analog to the free-electron laser [J]. *Physical Review Letters*, 1994, 72(19): 3017-3020.
- [39] GUO J, BERMAN P R. Recoil-induced resonances in pump-probe spectroscopy including effects of level degeneracy [J]. *Physical Review A*, 1993, 47(5): 4128-4142.
- [40] ZHAO Y T, SU D Q, JI Z H, et al. Fast thermometry for trapped atoms using recoil-induced resonance [J]. *Chinese Phys B*, 2015, 24(9): 93701.
- [41] WANG W L, DENG J L, WANG Y Z. Recoil-induced resonance spectroscopy and nondestructive temperature measurement of cold rubidium atoms inside an integrating

- sphere [J]. *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 2015, 32(12): 2441-2447.
- [42] ZHANG W Z, CHENG H D, XIAO L, et al. Nonlinear spectroscopy of cold atoms in diffuse laser light [J]. *Opt Express*, 2009, 17(4): 2892-2905.
- [43] GAJDACZ M, PEDERSEN P L, MORCH T, et al. Non-destructive Faraday imaging of dynamically controlled ultracold atoms [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, DOI:10.1063/1.4818913.
- [44] LANGER M, CLOETENS P, GUIGAY J P, et al. Quantitative comparison of direct phase retrieval algorithms in in-line phase tomography [J]. *Medical Physics*, 2008, 35(10): 4556-4566.
- [45] WIGLEY P B, EVERITT P J, HARDMAN K S, et al. Non-destructive shadowgraph imaging of ultra-cold atoms [J]. *Opt Lett*, 2016, 41(20): 4795-4798.
- [46] RAY T, SHARMA A, JYOTHI S, et al. Temperature measurement of laser-cooled atoms using vacuum Rabi splitting [J]. *Physical Review A*, 2013, 87(3): 033832.
- [47] 李刚, 张鹏飞, 杨鹏飞, 等. 光学腔与原子强耦合的实验研究进展 [J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 76-101.
- LI G, ZHANG P F, YANG P F, et al. Experimental progress of strongly coupling between optical cavity and atoms [J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 76-101.
- [48] STACE T M. Quantum limits of thermometry [J]. *Physical Review A*, 2010, 82(1): 011611.
- [49] CORREA L A, PERARNAU-LLOBET M, HOVHANNISYAN K V, et al. Enhancement of low-temperature thermometry by strong coupling [J]. *Physical Review A*, 2017, 96(6): 062103.
- [50] PŁODZIEŃ M, DEMKOWICZ-DOBZAŃSKI R, SOWIŃSKI T. Few-fermion thermometry [J]. *Physical Review A*, 2018, 97(6): 063619.
- [51] HOVHANNISYAN K V, CORREA L A. Measuring the temperature of cold many-body quantum systems [J]. *Physical Review B*, 2018, 98(4): 045101.
- [52] MCKAY D, DEMARCO B. Thermometry with spin-dependent lattices [J]. *New Journal of Physics*, 2010, DOI:10.1088/1367-2630/12/5/055013.
- [53] GRING M, KUHNERT M, LANGEN T, et al. Relaxation and prethermalization in an isolated quantum system [J]. *Science*, 2012, 337(6100): 1318-1322.
- [54] HOHMANN M, KINDERMANN F, LAUSCH T, et al. Single-atom thermometer for ultracold gases [J]. *Physical Review A*, 2016, 93: 043607.
- [55] PETROV P G, OBLAK D, ALZAR C L G, et al. Nondestructive interferometric characterization of an optical dipole trap [J]. *Physical Review A*, 2007, 75(3): 033803.
- [56] MEHBOUDI M, LAMPO A, CHARALAMBOUS C, et al. Using polarons for sub-nK quantum nondemolition thermometry in a bose-einstein condensate [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(3): 030403.
- [57] BATELAAN H, PADUA S, YANG D H, et al. Slowing of Rb-85 atoms with isotropic light [J]. *Physical Review A*, 1994, 49(4): 2780-2784.
- [58] LANGLOIS M, DE SARLO L, HOLLEVILLE D, et al. Compact cold-atom clock for onboard timebase: Tests in reduced gravity [J]. *Physical Review Applied*, 2018, DOI:10.1103/PhysRevApplied.10.064007.
- [59] WANG X, SUN Y, LIU L. Characterization of isotropic laser cooling for application in quantum sensing [J]. *Opt Express*, 2021, 29(26): 43435-43444.
- [60] WAN J Y, WANG X, ZHANG X, et al. Quasi-one-dimensional diffuse laser cooling of atoms [J]. *Physical Review A*, 2021, DOI: 10.48550/arXiv.2111.14326.
- [61] KATZ O, BROMBERG Y, SILBERBERG Y. Compressive ghost imaging [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 95(13): 131110.
- [62] ZHAO C Q, GONG W L, CHEN M L, et al. Ghost imaging lidar via sparsity constraints [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 101: 141123.
- [63] LI W W, TONG Z S, XIAO K, et al. Single-frame wide-field nanoscopy based on ghost imaging via sparsity constraints [J]. *Optica*, 2019, 6(12): 1515-1523.
- [64] WANG X, SUN Y, CHENG H D, et al. Nearly nondestructive thermometry of labeled cold atoms and application to isotropic laser cooling [J]. *Physical Review Applied*, 2020, DOI: 10.1103/physrevapplied.14.024030.
- [65] GIBBONS M J, HAMLEY C D, SHIH C Y, et al. Nondestructive fluorescent state detection of single neutral atom qubits [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(13): 133002.
- [66] FUHRMANEK A, BOURGAIN R, SORTAIS Y R P, et al. Free-space lossless state detection of a single trapped atom [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(13): 133003.
- [67] BETEROV I I, SAFFMAN M. Rydberg blockade, Forster resonances, and quantum state measurements with different atomic species [J]. *Physical Review A*, 2015, 92(4): 042710.
- [68] KWON M, EBERT M F, WALKER T G, et al. Parallel low-loss measurement of multiple atomic qubits [J].

- Physical Review Letters, 2017, 119(18): 180504.
- [69] MARTINEZ-DORANTES M, ALT W, GALLEGO J, et al. Fast nondestructive parallel readout of neutral atom registers in optical potentials [J]. Physical Review Letters, 2017, 119(18): 180503.
- [70] WANG X, SUN Y, LIU L. Realizing fast temperature measurement and simulating Maxwell's demon with nearly nondestructive detection in cold atoms [J]. Photonics Res, 2022, 10(8): 1947-1955.
- [71] MAXWELL J C. Theory of heat [M]. London: Longman, 1871.
- [72] SERRELI V, LEE C F, KAY E R, et al. A molecular information ratchet [J]. Nature, 2007, 445(7127): 523-527.
- [73] TOYABE S, SAGAWA T, UEDA M, et al. Experimental demonstration of information-to-energy conversion and validation of the generalized Jarzynski equality [J]. Nat Phys, 2010, 6(12): 988-92.
- [74] KOSKI J V, MAISI V F, SAGAWA T, et al. Experimental observation of the role of mutual information in the nonequilibrium dynamics of a Maxwell demon [J]. Physical Review Letters, 2014, 113(3): 30601.
- [75] KOSKI J V, MAISI V F, PEKOLA J P, et al. Experimental realization of a Szilard engine with a single electron [J]. Proceedings of The National Academy of Sciences of The United States of America, 2014, 111(38): 13786-13789.
- [76] KOSKI J V, KUTVONEN A, KHAYMOVICH I M, et al. On-chip Maxwell's demon as an information-powered refrigerator [J]. Physical Review Letters, 2015, DOI:10.1103/PhysRevLett.115.260602.
- [77] VIDRIGHIN M D, DAHLSTEN O, BARBIERI M, et al. Photonic Maxwell's demon [J]. Physical Review Letters, 2016, 116(5): 050401.
- [78] CAMATI P A, PETERSON J P S, BATALHAO T B, et al. Experimental rectification of entropy production by Maxwell's demon in a quantum system [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(24): 240502.
- [79] COTTET N, JEZOUIN S, BRETHERAU L, et al. Observing a quantum Maxwell demon at work [J]. Proceedings of The National Academy of Sciences of The United States of America, 2017, 114(29): 7561-7564.
- [80] SANCHEZ R, SPLETTSTOESSER J, WHITNEY R S. Nonequilibrium system as a demon [J]. Physical Review Letters, 2019, 123(21): 216801.
- [81] BINNEWIES T, STERR U, HELMCCKE J, et al. Cooling by Maxwell's demon: Preparation of single-velocity atoms for matter-wave interferometry [J]. Physical Review A, 2000, 62(1): 011601.
- [82] THORN J J, SCHOENE E A, LI T, et al. Dynamics of cold atoms crossing a one-way barrier [J]. Physical Review A, 2009, 79(6): 063402.
- [83] LIU L, LÜ D S, CHEN W B, et al. In-orbit operation of an atomic clock based on laser-cooled ^{87}Rb atoms [J]. Nature Communications, 2018, 9(1): 2760.

作者简介



王鑫, 2015 年于山东师范大学获得学士学位, 2018 年于中国科学院上海光学精密机械研究所获得硕士学位, 2022 年于中国科学院上海光学精密机械研究所获得博士学位, 现为中国科学院上海光学精密机械研究所助理研究员, 主要研究方向为冷原子物理、量子传感。

E-mail: wangxin2016@siom.ac.cn

Wang Xin received her B. Sc. degree from Shandong Normal University in 2015, and received her M. Sc. degree and Ph. D. degree both from Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences in 2018 and 2022, respectively. She is currently a research assistant at Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences. Her main research interests include cold atom physics and quantum sensing.



孙远 (通信作者), 2007 年于中国科学院大学少年班获得学士学位, 2013 年于纽约州立大学石溪分校获得博士学位, 现为中国科学院上海光学精密机械研究所研究员, 主要研究方向为冷原子物理、冷原子量子计算等。

E-mail: yuansun@siom.ac.cn

Sun Yuan (Corresponding author) received his B. Sc. degree from School for the Gifted Young, University of Science and Technology of China in 2007, and Ph. D. degree from State University of New York Stony Brook in 2013. He is currently a research fellow at Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences. His main research interests include cold atom physics and cold atom quantum computing, et al.