

基于磁光阱荧光损失谱的微波电场测量 *

刘一珉¹⁾ 张嘉楠¹⁾ 刘宇晴¹⁾ 贾凤东^{1)†} 钟志萍¹⁾²⁾

1) (中国科学院大学, 物理科学学院, 北京 100049)

2) (中国科学院大学, 中国科学院拓扑量子计算卓越中心, 北京 100190)

本文利用冷铷原子样品, 在无需关闭磁光阱 (MOT) 的条件下, 通过 MOT 荧光损失谱方法研究了微波电场的测量性能。通过优化探测光与耦合光功率, 荧光损失谱的线宽约为 6 MHz, 约为已发表冷原子荧光损失谱微波电场测量结果的三分之一, 并接近由中间态自然线宽主导的下限估计。共振微波场引起的 Autler-Townes 分裂与微波电场强度呈线性关系, 失谐微波场下的分裂变化也与失谐 AT 模型相符。实验结果表明, MOT 荧光损失谱能够在保留连续运行和实时荧光读出优势的同时, 实现基于冷原子的微波电场测量。该工作为发展连续运行的冷原子微波电场传感器提供了实验依据和参数优化方案。

关键词: 微波电场传感器, 磁光阱荧光损失谱, 里德堡原子, Autler-Townes 分裂

PACS: 52.70.Gw, 07.57.Kp, 42.50.-p

1 引言

里德堡原子因其巨大的电偶极矩和对电场的极端敏感性^[1], 已成为微波电场精密测量的理想体系^[1-9]。当前, 基于热原子蒸汽池的电磁感应透明和 Autler-Townes (AT) 分裂效应测量微波电场的技术已趋于成熟, 并凭借其系统简单、可自校准等优势获得了广泛关注^[1]。然而, 热原子蒸汽池中的多普勒效应、原子剧烈运动和碰撞导致只有微秒级的相干时间、热运动和环境扰动使得制备纠缠态极为困难, 因此热原子体系在迈向更高精度的量子增强测量时面临着根本性困难。随着激光冷却技术的发展和成熟, 冷原子样品中的多普勒展宽被极大压制, 原子几乎静止, 环境噪声极低, 相干时间可达数百微秒甚至毫秒级。这为制备

† 通信作者. E-mail: fdjia@ucas.ac.cn

* 北京市自然科学基金面上项目 (批准号: 1252033, 1262044) 资助的课题。

多体纠缠态（如自旋压缩态）提供了条件，也有望突破标准量子极限，实现量子增强测量。因此，尽管冷里德堡原子微波电场测量实验面临系统复杂等困难，仍值得关注。

在冷原子体系中，EIA、EIT 及其拓展相干光谱已被用于里德堡微波电场测量^[9-14]。冷原子样品能够有效抑制热运动相关展宽，并为窄线宽、高灵敏度的微波场测量提供性能参照。然而，这类相干光谱方案的主流实现通常需要采用“装载-冷却-测量-抛弃”的周期性时序；每次测量前需花费数百毫秒甚至几秒制备原子，导致测量死时间长、占空比低，难以实现对微波电场的连续监测。因此，如何在保留冷原子窄线宽和长相干时间优势的同时，实现连续运行和实时读出，成为冷原子微波电场传感进一步发展的关键问题。

原子数损失谱和 MOT 荧光损失谱为连续读出提供了新的机制。微波场参与的基于冷原子的原子数损失谱研究已经显示出多路径跃迁、Zeeman 展宽以及微波功率和失谐引起的谱线展宽到分裂的演化^[18]。MOT 荧光损失谱微波电场计量方法则利用如下机制^[19]：当探测光与耦合光共同满足双光子共振条件时，原子被激发到里德堡态并暂时脱离 MOT 冷却与荧光循环，从而在 MOT 中等效引入额外损失通道，表现为荧光下降。该机制不需要关闭 MOT，可实现连续荧光读出。但已有 MOT 荧光损失谱微波测量中，耦合光和探测光作用下的谱线宽度约为 16 MHz，频谱分辨率仍有进一步优化空间。本文是在 MOT 荧光损失谱机制基础上，对谱线优化和微波电场测量性能开展的进一步研究。

本文采用 $2D^+$ 磁光阱（MOT）开展实验研究，围绕上述 MOT 荧光损失机制系统研究探测光与耦合光功率对谱线宽度和信号强度的影响，并探索该方法的线宽优化空间。在此基础上，我们利用优化后的窄线宽 MOT 荧光损失谱观测微波耦合引起的 AT 分裂，并进一步实现微波电场强度及微波失谐响应的定量测量。本文第 2 节介绍实验装置与方法，第 3 节讨论实验结果与相关物理机制，最后在第 4 节进行总结。

2 实验装置和方法

实验采用的冷原子样品由二维磁光阱（ $2D^+$ MOT）制备，如图 1(a)所示。该系统由一对产生梯度磁场的方形线圈、三对正交的波长约 780 nm 的冷却光（Cooling light）与再泵浦光以及一个超高真空玻璃腔构成。与传统的圆形反亥姆霍兹线圈不同，本实验中的方形线圈设计旨在沿长轴方向产生约 1.6 G/cm 的磁场梯度。相较于传统 3D MOT 中约 10 G/cm 量级的典型轴向磁场梯度，这一较小梯度不仅有助于增加冷原子云在长轴方向的光学厚度（OD），同时也有利于减小梯度磁场引起的 Zeeman 展宽。采用玻璃腔而非金属腔体，是为了避免微波在金属壁上的反射，从而保障后续微波电场测量的准确性。在原子装载过程中， $2D^+$ MOT 直接从超高真空背景中俘获 ^{87}Rb 原子，并将其进一步冷却，最终在玻璃腔中心形成一长条

状的冷原子云。该原子云沿长轴方向的长度约为 4 mm，径向尺寸约为 0.5 mm，连续运行 MOT 条件下的典型温度约为 200 μK ，轴向光学厚度约为 3；这些参数与前期同一 2D+MOT 系统的表征结果一致^[11]。实验光路中，波长约 780 nm 的探测光（Probe light）与波长约 480 nm 的耦合光（Coupling light）在入射前分别经偏振分束器（polarizing beam splitter, PBS）反射并选定为竖直偏振，再经双色镜（dichroic mirror, DM）合束至原子云轴向，随后沿与冷原子云长轴重合的方向相对传输通过样品。为同时实现高效的荧光收集和原子云的实时监测，我们在垂直于冷原子云长轴的方向搭建了双透镜成像系统。该系统通过普通分束器（beam splitter, BS）将成像光路分为两路，分别成像于光电倍增管（photomultiplier tube, PMT）的感光面和电荷耦合器件（charge-coupled device, CCD）相机上。其中，PMT 用于高灵敏度的荧光探测与分析，而 CCD 则用于直观观测原子云的形态与位置；图 1(a)中标出双透镜、PMT 探测支路以及 BS/CCD 成像支路位置。为研究原子与微波场的相互作用，我们将微波天线置于与冷原子云长轴垂直的水平方向上，其中心高度与原子云近似对齐。微波喇叭口尺寸约为 3.85 cm $\times$ 2.4 cm，喇叭口到玻璃腔中心的距离约为 44.3 cm。对于工作频率 $f_0 = 22.94330$ GHz，按喇叭口最大尺寸估算的远场判据 $2D^2/\lambda$ 约为 22.7 cm，因此本实验满足远场辐射条件。为避免实验环境中其他金属元件反射微波引入干扰，我们在微波的传播路径上覆盖了吸波材料（图 1中未示出）。

实验采用双光子激发方案将冷原子从基态激发至里德堡态。其中，探测光耦合 $5S_{1/2} F = 2 \rightarrow 5P_{3/2} F' = 3$ 跃迁，耦合光进一步将原子从 $5P_{3/2}$ 态激发至 $46D_{3/2}$ 或 $46D_{5/2}$ 里德堡态。如图 1(b)所示，探测光相对于中间态 $5P_{3/2} F' = 3$ 具有 +212.0 MHz 的大蓝失谐，而耦合光具有 -212.0 MHz 的大红失谐，在里德堡态能级附近扫描。 $46D_{3/2}$ 和 $46D_{5/2}$ 两精细结构能级之间存在 119.9 MHz 的能量间隔^[20]。

这种激发方案的核心机制是通过双光子共振打开额外的 MOT 荧光损失通道：当仅施加探测光时，由于其较大的蓝失谐，无法与冷原子发生共振相互作用，因此不会引起 MOT 中冷原子云的荧光损失；同理，单独施加耦合光时，由于其较大的红失谐，在与探测光共同构成的双光子共振附近扫描耦合光频率，同样不会对 MOT 的荧光信号产生明显影响。只有当两束光同时存在且满足双光子共振条件时，原子才会被激发至里德堡态。当原子被双光子激发至里德堡态后，由于不再参与 MOT 的冷却与荧光循环过程，等效于为 MOT 引入了一个额外的原子损失通道，从而导致 MOT 荧光的损失。当耦合光扫过双光子共振条件时，PMT 记录到的 MOT 荧光会出现局域下降，其在一维频谱中表现为荧光损失峰，在二维伪彩图中表现为荧光损失暗带。这种基于 MOT 荧光损失探测的方案，使得我们能够在无需关闭 MOT 的情况下，实现对里德堡激发谱的连续、实时测量。

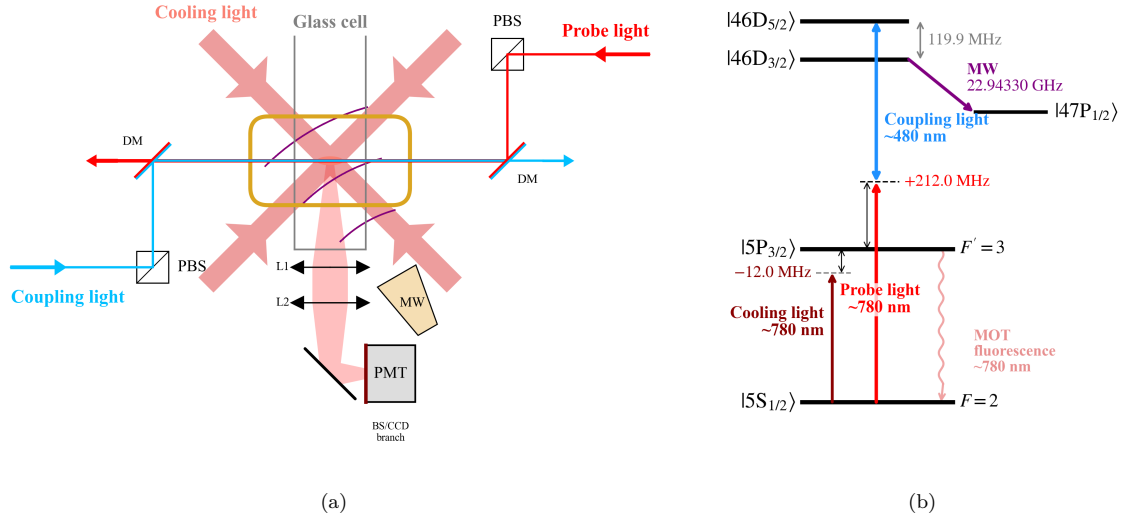


图 1 冷原子 MOT 荧光损失谱测量的实验装置和能级示意图。(a) 实验核心装置示意图。二维磁光阱制备的长条形冷原子云位于玻璃腔中心，探测光（Probe light）和耦合光（Coupling light）在入射前经偏振分束器（polarizing beam splitter, PBS）反射并选定为竖直偏振，再经双色镜（dichroic mirror, DM）合束至原子云轴向；冷却光（Cooling light）用于维持 MOT 连续运行。MOT 荧光经由 L_1 、 L_2 构成的双透镜成像系统收集后，由普通分束器（beam splitter, BS）分至光电倍增管（photomultiplier tube, PMT）和 CCD 成像支路。微波（microwave, MW）天线从侧向辐照原子云。(b) 双光子里德堡激发和微波耦合能级图。780 nm 探测光（Probe light）耦合 $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=3$ 跃迁，480 nm 耦合光（Coupling light）进一步激发至 $46D_{3/2}$ 或 $46D_{5/2}$ 里德堡态； $f_0 = 22.94330$ GHz 的微波场共振耦合 $46D_{3/2} \rightarrow 47P_{1/2}$ 跃迁；波浪箭头表示 $5P_{3/2}, F'=3 \rightarrow 5S_{1/2}, F=2$ 的 MOT 荧光辐射。

Fig. 1. Experimental setup and energy-level scheme for MOT fluorescence-loss spectroscopy. (a) Schematic of the experimental setup. The probe and coupling beams are reflected by polarizing beam splitters (PBS), selected to be vertically polarized, and combined by dichroic mirrors (DM) before counterpropagating along the atom cloud. The cooling beams keep the MOT continuously operating. The MOT fluorescence is collected by the two-lens imaging system formed by L_1 and L_2 , and split by a beam splitter (BS) to the photomultiplier tube (PMT) and CCD imaging branches. The microwave (MW) antenna irradiates the atom cloud from the side. (b) Energy-level diagram of two-photon Rydberg excitation and microwave coupling. The 780 nm probe beam drives the $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F'=3$ transition, the 480 nm coupling beam further excites the atoms to the $46D_{3/2}$ or $46D_{5/2}$ Rydberg state, and the $f_0 = 22.94330$ GHz microwave field couples the $46D_{3/2} \rightarrow 47P_{1/2}$ transition. The wavy arrow denotes the $5P_{3/2}, F'=3 \rightarrow 5S_{1/2}, F=2$ fluorescence readout.

在具体实验实现上,780 nm 探测光激光器通过饱和吸收谱技术锁定在 $^{87}\text{Rb } 5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$ 跃迁的蓝失谐 +212.0 MHz 处, 后续微波测量中的典型工作功率为 $I_p = 100 \mu\text{W}$ 。480 nm 耦合光激光器频率在 $46D_{3/2}$ 和 $46D_{5/2}$ 能级附近进行线性扫频, 典型工作功率为 $I_c = 40 \text{ mW}$ 。两束光经透镜组准直后在原子云位置的光斑直径均约为 1 mm, 沿冷原子云长轴方向相对传输, 并均调整为竖直线偏振以保证与原子跃迁选择定则匹配。实验过程中, 耦合光以 0.1 Hz 的重复频率进行扫描, 这一较低的扫描速率有助于维持较稳定的原子云密度和荧光信号, 但并不意味着相邻频点间的原子损耗与再装载过程可以完全忽略。由 PMT 收集的 MOT 荧光信号随耦合光频率的变化会被实时记录于示波器中。为提高信噪比, 实验中对冷却光进行调制, 并使用锁相放大器对探测信号进行解调。耦合光频率轴通过参考光谱中的 $46D_{3/2}$ 与 $46D_{5/2}$ 两个荧光损失峰进行线性校准; 以两峰已知精细结构间隔 119.9 MHz 为频率标尺, 对示波器采样点与双光子失谐量 $\Delta_{2\gamma}$ 进行线性拟合, 并将 $46D_{3/2}$ 双光子共振位置作为 $\Delta_{2\gamma} = 0$ 的参考。为优化系统的探测灵敏度与频谱分辨率, 我们系统研究了探测光和耦合光功率对 MOT 荧光损失谱线线宽和强度的影响。实验过程中, 保持一束光功率固定, 改变另一束光的功率, 记录不同功率组合下里德堡激发谱线的线宽变化, 从而确定后续微波测量实验中的最佳光功率参数。实验选取的微波场共振耦合 $46D_{3/2} \rightarrow 47P_{1/2}$ 里德堡态跃迁, 对应的共振频率为 $f_0 = 22.94330 \text{ GHz}$ 。微波信号通过微波天线辐照至冷原子云区域。实验中, 我们通过可调衰减器改变微波场的强度, 记录并在不同微波功率以及不同失谐下测量里德堡激发谱线中 AT 分裂的间距与线型演化, 以此作为后续提取微波电场强度信息的基础。

3 实验结果及讨论

为验证双光子激发方案的基本特性, 我们在覆盖 $46D_{3/2}$ 和 $46D_{5/2}$ 两个里德堡精细结构态的频率范围内扫描耦合光, 并记录 PMT 收集的 MOT 荧光信号变化, 结果如图 2 所示。图 2 横坐标为双光子失谐量 $\Delta_{2\gamma}$, 零点定义为 $46D_{3/2}$ 双光子共振位置, 纵向按照四种光场条件排列, 右侧色标为 PMT 探测到的 MOT 荧光电压信号强度。图 2 按照由上至下的顺序给出了四种光场条件下的 MOT 荧光信号分布。仅当探测光与耦合光同时作用时 ($I_p + I_c$), 图中出现两条明显的荧光损失暗带, 分别对应耦合光共振激发 $5P_{3/2} \rightarrow 46D_{3/2}$ 和 $5P_{3/2} \rightarrow 46D_{5/2}$ 两个里德堡精细结构跃迁。原子被双光子激发至上述里德堡态后脱离 MOT 冷却循环, 从而导致 PMT 记录到的荧光信号降低。相比之下, 仅开启耦合光 (Only I_c)、仅开启探测光 (Only I_p) 以及关闭探测光和耦合光时, 荧光信号随 $\Delta_{2\gamma}$ 基本保持平坦, 未出现与双光子共振相关的局域暗带。

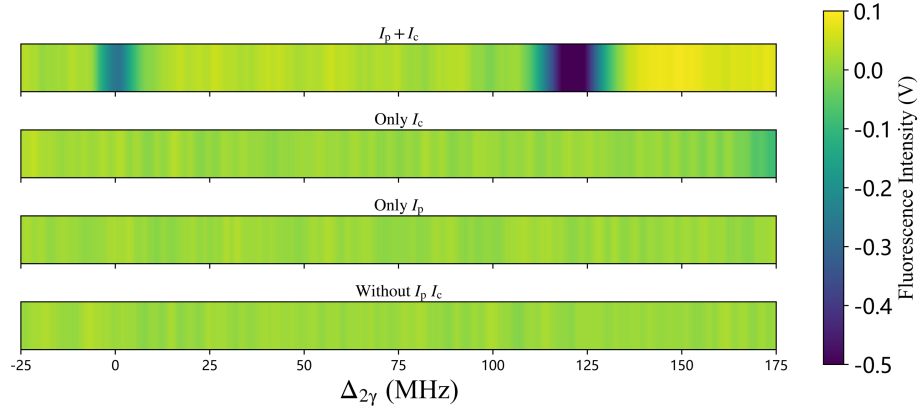


图2 有无探测光耦合光作用下的 MOT 荧光信号伪彩图。图中由上至下分别对应四种实验条件：(1) $I_p + I_c$ ：同步开启探测光与耦合光；(2) Only I_c ：仅开启耦合光；(3) Only I_p ：仅开启探测光；(4) Without I_c, I_p ：关闭探测光和耦合光。典型光功率为 $I_p = 100 \mu\text{W}$ 、 $I_c = 40 \text{ mW}$ 。横坐标为双光子失谐量 $\Delta_{2\gamma}$ ，零点定义为 $46\text{D}_{3/2}$ 双光子共振位置；右侧色标为 PMT 输出的 MOT 荧光信号强度（单位：V）。两条暗带对应 $46\text{D}_{3/2}$ 和 $46\text{D}_{5/2}$ 里德堡态的双光子激发。

Fig. 2. Pseudocolor map of the MOT fluorescence signal under different optical-field conditions. From top to bottom: simultaneous probe and coupling beams, coupling beam only, probe beam only, and without the probe and coupling beams. The typical optical powers are $I_p = 100 \mu\text{W}$ and $I_c = 40 \text{ mW}$. The horizontal axis is the two-photon detuning $\Delta_{2\gamma}$, whose zero is defined at the $46\text{D}_{3/2}$ two-photon resonance, and the color bar denotes the PMT voltage signal in V. The two dark bands correspond to two-photon excitation to the $46\text{D}_{3/2}$ and $46\text{D}_{5/2}$ Rydberg states.

上述实验结果与前文所述的理论分析相符：由于探测光相对于中间态具有 $+212 \text{ MHz}$ 的大蓝失谐，单独作用时无法产生明显的荧光损失；耦合光本身也不与基态直接共振，单独作用时不会打开有效的原子损失通道。只有当两束光同时存在时，系统才能分别满足通向 $46\text{D}_{3/2}$ 和 $46\text{D}_{5/2}$ 的双光子共振条件，对应形成两条荧光损失暗带。这一特性使得我们能够在磁光阱持续运行、原子云不断被装载和冷却的常态条件下，通过监测荧光信号的实时变化来记录里德堡激发谱，实现了对原子状态的连续、非破坏性读取，为后续微波电场测量实验奠定了基础。需要指出的是，两个暗带的强度并不完全相同。利用 ARC 程序^[20] 计算 $5\text{P}_{3/2} \rightarrow 46\text{D}_{3/2}$ 和 $5\text{P}_{3/2} \rightarrow 46\text{D}_{5/2}$ 两条支路的电偶极矩阵元，结果表明两条通道的有效偶极矩存在明显差异；在相同偏振设定下， $5\text{P}_{3/2} \rightarrow 46\text{D}_{5/2}$ 通道的有效偶极矩平方约为 $5\text{P}_{3/2} \rightarrow 46\text{D}_{3/2}$ 通道的 9 倍。因此，图 2 中两条暗带颜色深浅的差异可以由有效偶极矩和有效耦合强度的差异作出定性解释：有效偶极矩较大的通道对应更强的里德堡激发和更明显的 MOT 荧光损失，因而形成更深的暗带。MOT 中的 Zeeman

子能级布居、偏振分量、光抽运过程以及连续装载和损失动力学会进一步调制暗带深度，因此 ARC 给出的约 9 倍关系用于说明暗带深浅差异的主要物理来源，而不作为实验暗带深度比的逐点定量拟合。

为优化系统参数以提高后续微波测量的信噪比，我们系统研究了探测光功率 I_p 和耦合光功率 I_c 对 MOT 荧光损失谱线宽和信号强度的影响。本实验中两束光在原子云处的光斑尺寸保持不变，因此改变光功率等效于改变光强。实验在固定耦合光功率为 40 mW 的条件下，测量了不同探测光功率 I_p 下的荧光损失谱，结果如图 3(a)所示。图 3 中的 FWHM 均由荧光损失峰的高斯拟合得到；若拟合标准差为 σ ，则 $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ 。图 3(a)中的蓝色圆圈所示 FWHM 数据在低探测光功率下接近 6 MHz，与 $^{87}\text{Rb } 5P_{3/2}$ 态自然线宽 $\Gamma_{5P}/2\pi \simeq 6.07$ MHz 相当。当探测光功率 I_p 高于约 40 μW 后，线宽随探测光功率增加出现轻微增大的趋势，但整体仍维持在约 7 MHz 附近。冷原子样品中多普勒展宽被显著抑制，且图中未观察到线宽随 $\sqrt{I_p}$ 快速增大的显著功率展宽，因此探测光功率展宽不是当前线宽的主导项。

图 3(a)中的红色方块所示峰值强度给出了荧光损失峰强度随探测光功率 I_p 的变化。红色虚线仅作为描述“弱功率区快速增加、高功率区趋于平台”的经验参考曲线，而不作为严格的孤立两能级饱和理论。为便于比较不同功率下的信号趋势，数据处理中采用如下功率形式 [23]

$$S(P) = S_0 + A\kappa/(1 + 2\kappa), \quad (1)$$

其中 S_0 为背景项， A 为幅度系数， P_s 为参考饱和功率， $\kappa = P/P_s$ 为归一化功率参数。在图 3(a) 中，红色虚线采用 $^{87}\text{Rb } 5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$ 线偏振稳态饱和光强 $I_{s,p}^{\text{th}} = 3.05381 \text{ mW/cm}^2$ [23]。结合原子云处约 1 mm 的光斑直径，并按均匀圆斑平均强度 $I = P/[\pi(d/2)^2]$ 估算，可得对应的参考饱和功率 $P_{s,p}^{\text{th}} \approx 24.0 \mu\text{W}$ 。在此基础上，由实验数据得到 $S_0 \approx 0$ 和 $A = 1999.0 \text{ mV}$ ，从而计算得到图中的红色参考曲线。可以看到，实验信号在几十微瓦范围内迅速增强，并在约 60 μW 后逐渐进入平台区，说明 100 μW 已位于探测光功率的平衡区间内。考虑到本实验中探测光相对于中间态存在 +212 MHz 蓝失谐，同时系统还受到多能级光抽运以及连续装载和损失动力学的影响，该参考曲线只用于确定工作区间，不用于提取严格的两能级动力学参数。基于上述结果，后续微波测量实验选取 100 μW 作为探测光的工作功率。该功率能够提供接近饱和的里德堡激发信号，同时避免进一步增加探测光功率对 MOT 原子云造成不必要扰动。

在确定探测光功率对谱线的影响后，我们进一步研究耦合光功率 I_c 对荧光损失谱线宽和信号强度的影响。实验固定探测光功率为 100 μW ，将耦合光功率从 10 mW 逐步增加至 70 mW，测量得到的结果如图 3(b)所示。图 3(b)中的蓝色圆点所示 FWHM 数据同样维持在约 6 MHz，与 $^{87}\text{Rb } 5P_{3/2}$ 态自然线宽相当。随着 I_c 从 10 mW 增加至 70 mW，FWHM 未呈现系统性增大，说明在该耦合光功率范围内，谱线宽

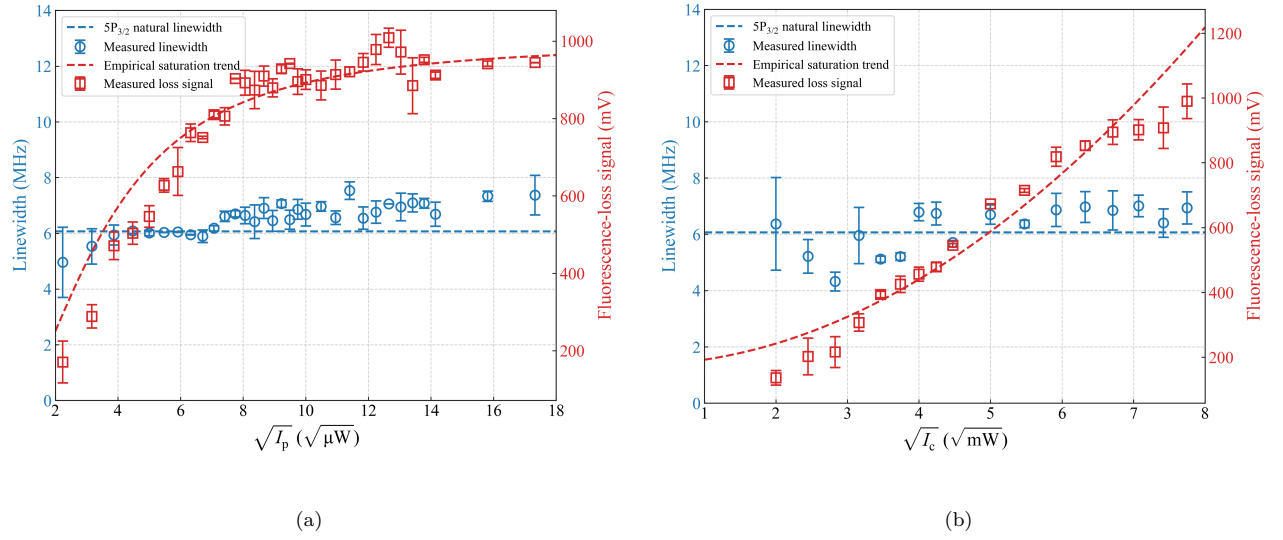


图 3 探测光和耦合光功率变化对冷原子 MOT 荧光损失谱特征参数的影响。蓝色圆圈为由高斯拟合得到的谱线半高全宽，蓝色虚线表示 ^{87}Rb $5\text{P}_{3/2}$ 态自然线宽参考；红色方块为测得的荧光损失峰值强度（对应右侧纵轴），红色虚线为经验饱和趋势曲线 $S(P) = S_0 + A\kappa/(1 + 2\kappa)$ ，其中 $\kappa = P/P_s$ 。(a) 固定耦合光功率 $I_c = 40 \text{ mW}$ ，扫描探测光功率 I_p ，并取 $P_{s,p}^{\text{th}} \approx 24.0 \text{ }\mu\text{W}$ ；(b) 固定探测光功率 $I_p = 100 \text{ }\mu\text{W}$ ，扫描耦合光功率 I_c ，并取 ARC 计算得到的 $5\text{P}_{3/2} \rightarrow 46\text{D}_{3/2}$ 本征饱和功率 $P_{s,c}^{\text{th}} \approx 6.52 \text{ W}$ 。误差棒表示多次独立测量的标准差。

Fig. 3. Dependence of the measured linewidth and fluorescence-loss signal on the probe and coupling-light powers. The blue circles denote the Gaussian-fit FWHM, and the blue dashed line marks the ^{87}Rb $5\text{P}_{3/2}$ natural-linewidth reference. The red squares denote the measured fluorescence-loss signal on the right axis, and the red dashed lines are empirical saturation trends $S(P) = S_0 + A\kappa/(1 + 2\kappa)$, where $\kappa = P/P_s$. Panel (a) shows the scan of I_p at fixed $I_c = 40 \text{ mW}$ with $P_{s,p}^{\text{th}} \approx 24.0 \text{ }\mu\text{W}$, while panel (b) shows the scan of I_c at fixed $I_p = 100 \text{ }\mu\text{W}$ with the ARC-based intrinsic saturation power $P_{s,c}^{\text{th}} \approx 6.52 \text{ W}$ for $5\text{P}_{3/2} \rightarrow 46\text{D}_{3/2}$. The error bars denote the standard deviations of repeated measurements.

度仍主要由中间态自然衰减、激光线宽、残余多普勒展宽、磁场不均匀性以及 MOT 连续运行中的弛豫过程共同限制，而不是由耦合光功率展宽主导。综合图 3 中两组功率扫描结果可知，在探测光功率和耦合光功率的变化范围内，MOT 荧光损失谱线宽约为 6 MHz，约为文献^[19]报道值（约 16 MHz）的三分之一。这主要归因于本实验采用的 2D⁺MOT 在光轴方向上的磁场梯度远小于标准 MOT，降低了梯度磁场引起的谱线展宽。该线宽极限接近由 5P_{3/2} 态自然线宽主导的下限估计。这里的读出机制与 EIT 不同：MOT 荧光损失谱并非通过暗态透明窗口读取共振，而是主要反映 5P_{3/2} 布居减少所导致的荧光下降，因此其谱线更接近 5P_{3/2} → 46D_{3/2} 激发谱的线宽。理论线宽下限可由 5P_{3/2} 和 46D_{3/2} 态自然线宽之和估计；由于 46D_{3/2} 态自然线宽远小于 5P_{3/2} 态，实际极限即接近中间态自然线宽。同时，实验表明该线宽在较大范围内没有随 I_p 和 I_c 增大而快速展宽，这与热原子 EIT 线宽随光场拉比频率、即随光功率平方根 $\sqrt{P}$ 增大而展宽的行为不同，说明该冷原子 MOT 荧光损失谱方案能够在增强信号的同时维持接近中间态自然线宽的频谱分辨率。

图 3(b) 中的红色方块所示峰值强度表明，荧光损失峰强度随 I_c 增加而持续增强。这里图 3(b) 采用的是 46D_{3/2} 峰，红色虚线同样使用上述经验饱和趋势，并固定为参考本征饱和功率。进一步利用 ARC 程序^[20]，并针对本实验所用的 5P_{3/2} → 46D_{3/2} 支路估算其单光子本征饱和光强。实验中耦合光为竖直线偏振；若取局域量子化轴与偏振方向对齐，则对应 $q = 0$ (π) 分量，并结合 $\Gamma_{5P_{3/2}} + \Gamma_{46D_{3/2}}$ 的两能级线宽，可得该跃迁的本征饱和光强约为 $8.3 \times 10^2 \text{ W/cm}^2$ （对应波长约 480.325 nm）。若同样结合原子云处约 1 mm 的光斑直径，并按均匀圆斑平均强度 $I = P/[\pi(d/2)^2]$ 估算，则对应的参考饱和功率为 $P_{s,c}^{\text{th}} \approx 6.52 \text{ W}$ 。在此基础上，由实验数据得到 $S_0 = 175.2 \text{ mV}$ 和 $A = 1.083 \times 10^5 \text{ mV}$ ，从而计算得到图中的红色参考曲线。由于当前耦合光扫描范围仅为 10–70 mW，远低于 $P_{s,c}^{\text{th}}$ ，该参考曲线在这一范围内仍处于近似线性上升区，因此实验中未出现明显饱和平台，而是随 I_c 增大持续增强。这一趋势说明图 3(b) 中的荧光损失信号主要受失谐三能级激发与 MOT 连续动力学共同控制，而不能简单等同于孤立单光子跃迁的标准饱和过程。尽管更高的耦合光功率可以获得更强的荧光损失信号，但实际工作点还需兼顾系统稳定性、原子云恢复速度和连续测量的重复性。综合这些因素，后续微波测量实验选取 40 mW 作为耦合光工作功率：该功率下信号强度已满足 MOT 荧光损失谱的 AT 分裂测量的信噪比要求，同时可以减小强耦合光对 MOT 稳态装载过程的扰动。

在上述双光子激发方案的基础上，我们进一步开展了微波电场的测量实验。通过微波天线向冷原子云辐照频率为 $f_{\text{MW}} = f_0 = 22.94330 \text{ GHz}$ 的微波场，该频率共振耦合 46D_{3/2} → 47P_{1/2} 里德堡态跃迁。在

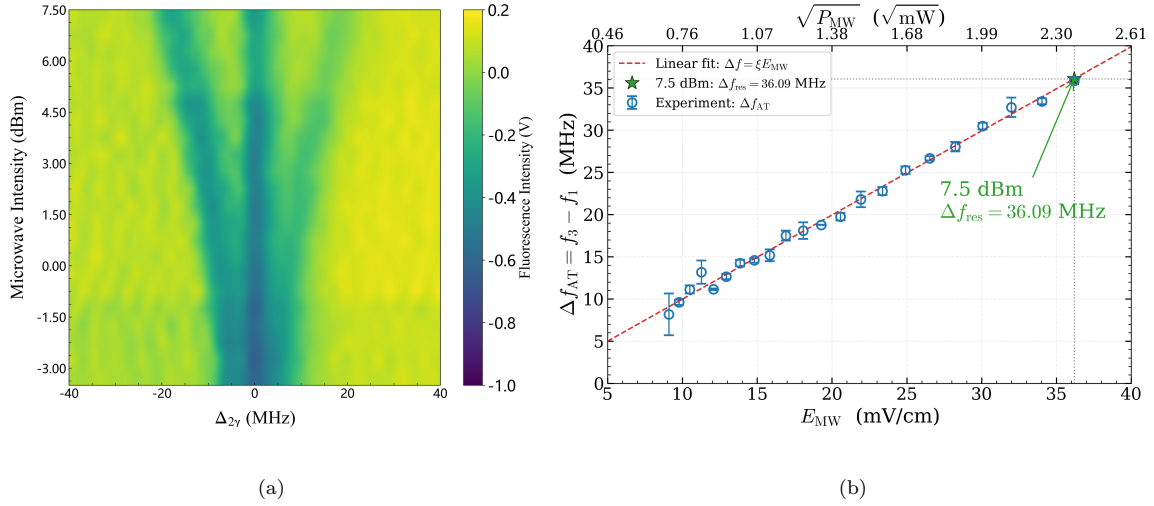


图 4 不同微波强度下的 MOT 荧光损失谱与 AT 分裂。(a) 固定微波频率 22.94330 GHz 时的荧光损失谱伪彩图；左右峰为 AT 缀饰峰，中心峰为残余未耦合或弱耦合通道。(b) 左右峰间距 Δf_{AT} 与微波电场强度 E_{MW} 的关系，上方坐标为 $\sqrt{P_{MW}}$ ；星号标出 7.5 dBm 工作点及由功率标定得到的 $\Delta f_{res} \approx 36.09$ MHz，该值用于图 5(b) 的失谐 AT 模型曲线。

Fig. 4. MOT fluorescence-loss spectra and AT splitting under different MW field amplitudes. (a) Spectra at the resonant MW frequency of 22.94330 GHz; the side peaks are AT-dressed peaks and the center peak is a residual uncoupled or weakly coupled component. (b) Extracted Δf_{AT} versus E_{MW} , with $\sqrt{P_{MW}}$ shown on the upper axis. The star marks the 7.5 dBm operating point and the calibrated $\Delta f_{res} \approx 36.09$ MHz, which is used for the detuned AT model curve in Fig. 5(b).

探测光与耦合光共同作用下，测量得到的 MOT 荧光损失谱如图 4 所示。实验结果显示，在共振微波场的作用下，原本单一的荧光损失峰分裂为三个峰。需要指出的是，该三峰结构并非单一三能级体系中纯粹的 AT 双峰，而是微波缀饰 AT 双峰与残余中心峰的叠加。本实验中的目标跃迁为 $46D_{3/2} \rightarrow 47P_{1/2}$ ，其中 $46D_{3/2}$ 态包含 $m_J = \pm 1/2, \pm 3/2$ 四个磁子能级，而 $47P_{1/2}$ 态仅包含 $m_J = \pm 1/2$ 。对于理想线偏振微波的 π 分量，选择定则为 $\Delta m_J = 0$ ，因此 $46D_{3/2}, m_J = \pm 1/2$ 可与 $47P_{1/2}, m_J = \pm 1/2$ 强耦合并形成左右两条 AT 缀饰峰；而 $46D_{3/2}, m_J = \pm 3/2$ 不存在对应的 $47P_{1/2}, m_J = \pm 3/2$ 末态，因而保留为未被微波有效耦合的残余中心峰。微波拉比角频率与电场强度满足^[1]

$$\Omega_{MW} = \frac{|\mu_{eff}|E_{MW}}{\hbar}, \quad (2)$$

其中 μ_{eff} 为包含径向矩阵元、角向因子和偏振投影的有效偶极矩阵元^[22]。共振条件下左右 AT 峰间距

为^[1]

$$\Delta f_{\text{AT}} = \frac{\Omega_{\text{MW}}}{2\pi} = \frac{|\mu_{\text{eff}}|E_{\text{MW}}}{2\pi\hbar}. \quad (3)$$

在固定天线、样品位置和传播几何条件下，辐射场强满足 $E_{\text{MW}} \propto \sqrt{P_{\text{MW}}}$ ，因此 Δf_{AT} 应与 $\sqrt{P_{\text{MW}}}$ 呈线性关系。根据标准 AT 分裂关系^[1]，近共振时左右 AT 缀饰峰相对于中心共振位置近似对称分布。结合本实验中存在中心残余峰的谱线特征，本文仅将下式作为提取峰位与分裂间距的三峰洛伦兹经验拟合形式：

$$S(\Delta) \simeq A_- \mathcal{L}\left(\Delta + \frac{\Delta f_{\text{AT}}}{2}\right) + A_0 \mathcal{L}(\Delta) + A_+ \mathcal{L}\left(\Delta - \frac{\Delta f_{\text{AT}}}{2}\right), \quad (4)$$

其中 A_- 和 A_+ 对应被微波耦合通道的左右 AT 峰， A_0 对应未被微波有效耦合或弱耦合通道的中心峰。后续峰位提取中按频率从低到高将三峰记为 Peak 1、Peak 2 和 Peak 3，其中 Peak 1 和 Peak 3 分别对应左、右 AT 缀饰峰，Peak 2 对应中心残余峰。实验上中心峰通常最强，而左右两侧峰之间还存在明显不对称。除多 Zeeman 通道叠加外，我们认为这种峰强分布主要与连续扫频过程中的动力学非对称有关：当扫描速率有限时，原子云在相邻频点间的损耗与再装载并非完全平衡，谱线会对扫描历史敏感，从而使左右峰强度出现偏差。与此同时，长条形原子云中局域量子化轴、微波场强和偏振分量的空间变化也可能对峰强分布产生附加影响。

三峰结构相较于单纯的 AT 双峰还提供了额外的自参考信息。在微波近共振条件下，中心残余峰的位置 f_c 对应 Peak 2 的谱峰位置，即未被微波有效耦合时的双光子共振位置，并可作为同一扫描中的频率参考；左右 AT 缀饰峰位置记为 $f_{\pm}$ ，分别对应 Peak 1 和 Peak 3。任意一侧峰相对于中心峰的位移即可给出半个 AT 分裂，

$$\Delta f_{\text{AT}} \approx 2|f_{\pm} - f_c|. \quad (5)$$

因此，即使一侧峰较弱或受到噪声影响，仍可利用另一侧峰与中心峰的频率差估计微波场强。此外，该中心峰还可作为同一扫描内的频率自参考，用于校正耦合光扫描零点并部分抑制慢漂移带来的系统误差；左右峰相对于中心峰的不对称则可用于诊断微波失谐、光移或场不均匀等系统误差。需要注意的是，中心峰并非严格不受磁场影响，而是相对于左右 AT 峰不随微波劈裂移动，其位置仍可能受到 MOT 梯度磁场、光移和光抽运过程的影响。此外，中心峰强度还可作为 Zeeman 通道占比以及微波偏振或场强空间不均匀性的诊断量。三峰结构会分走部分谱线强度，在低场下也会因峰间重叠而增加拟合难度；但在本实验的连续测量场景中，它提供了有用的频率自参考和系统诊断能力。由左右两侧 AT 峰提取的分裂间距与微波功率平方根呈线性关系，通过测量该频率间隔，即可实现对微波电场强度的定量测量。对图4(b) 中的

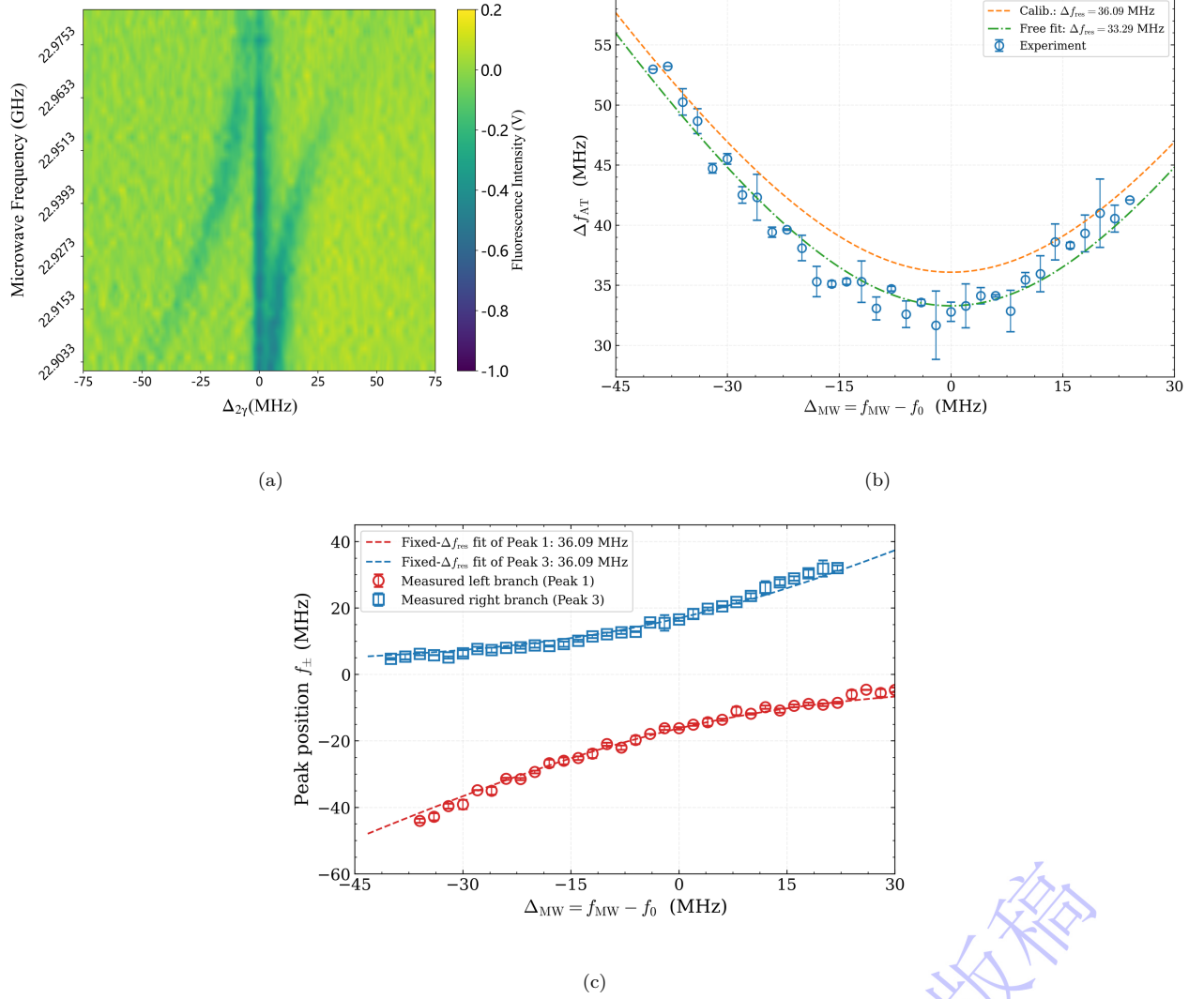


图 5 不同微波频率下的里德堡态 AT 分裂谱及失谐响应。(a) 7.5 dBm 下扫描微波频率得到的荧光损失谱。(b) Peak 1 和 Peak 3 同时可分辨时的 $\Delta f_{AT} = f_3 - f_1$; 橙色虚线采用图 4(b) 标定的 $\Delta f_{res} = 36.09$ MHz, 绿色点划线为本图数据自由拟合。(c) Peak 1/Peak 3 分支轨迹及固定 Δf_{res} 的拟合。

Fig. 5. Rydberg AT splitting spectra and detuning response under different MW frequencies. (a) Fluorescence-loss spectra at 7.5 dBm. (b) $\Delta f_{AT} = f_3 - f_1$ from resolved Peak 1 and Peak 3; the orange dashed line uses the Fig. 4(b) calibration, and the green dash-dotted line is a free fit. (c) Branch trajectories of Peak 1 and Peak 3 with fixed Δf_{res} .

功率标定进行线性拟合给出 $R^2 = 0.9935$ ，表明在当前标定范围内该关系具有较好的线性度。其中，星号标出的 7.5 dBm 工作点对应 $\Delta f_{\text{res}} = 36.09$ MHz，该值作为后续固定功率失谐测量中的共振分裂标定值。当前 AT 分裂测量下限主要受约 6 MHz 荧光损失线宽、低场下左右峰与中心残余峰的重叠、峰强信噪比、中心残余峰占比以及三峰拟合误差共同限制；当分裂间距接近单峰线宽时，Peak 1 和 Peak 3 的稳定提取会显著变差。这一结果表明，基于 MOT 荧光损失谱的三峰结构不仅能够用于微波电场传感，也为连续测量中的频率漂移校正和实验状态诊断提供了额外信息。

我们还研究了微波与原子能级失谐时的 MOT 荧光损失谱，如图 5 所示。从图 5 中可见，随着微波频率远离共振 $f_0 = 22.94330$ GHz，左右 AT 峰的强度逐渐不对称，部分频率点处弱峰信号强度已接近噪声水平。为避免弱峰或单边峰对分裂大小的提取造成额外偏差，图 5(b) 采用严格峰间距检验：只保留 Peak 1 和 Peak 3 同时存在且可分辨的数据点，并计算 $\Delta f_{\text{AT}} = f_3 - f_1$ 。橙色虚线为失谐 AT 分裂模型^[24]

$$\Delta f_{\text{AT}} = \sqrt{(\Delta f_{\text{res}})^2 + \Delta_{\text{MW}}^2}, \quad (6)$$

其中 $\Delta_{\text{MW}} = f_{\text{MW}} - f_0$ ， Δf_{res} 表示同一微波功率下、微波调到共振频率 f_0 时的 AT 分裂间距。图 5 中固定微波功率为 7.5 dBm，橙色虚线采用的 $\Delta f_{\text{res}} = 36.09$ MHz 不是图 5(b) 的自由拟合参数，而是由图 4(b) 中的共振功率扫描数据预先标定得到：先对不同 P_{MW} 下的 $f_3 - f_1$ 与 $\sqrt{P_{\text{MW}}}$ 作线性标定，再代入 7.5 dBm 得到该固定功率下的共振分裂；同一数据中 7.5 dBm 两次直接峰间距的平均值为 35.8459 MHz，与标定结果接近。为比较独立功率标定与失谐扫描数据自身趋势，图 5(b) 还给出了将 Δf_{res} 作为自由参数的实验数据拟合曲线，得到 $\Delta f_{\text{res}}^{\text{fit}} \approx 33.29$ MHz。该自由拟合值小于图 4(b) 标定值，差异可能来自弱峰提取误差、中心残余峰对左右峰峰位的影响、耦合光频率轴标定误差、连续扫频过程中的动力学非对称、光移、Zeeman 子能级贡献以及局域微波场强或偏振不均匀等因素。在采用图 4(b) 独立标定的 Δf_{res} 时，图 5(b) 可用于由峰间距反推出微波相对于原子共振频率的失谐绝对值^[19,24]：

$$|\Delta_{\text{MW}}| = \sqrt{(\Delta f_{\text{AT}})^2 - (\Delta f_{\text{res}})^2}, \quad f_{\text{MW}} = f_0 + \Delta_{\text{MW}}. \quad (7)$$

由于峰间距本身只给出 $|\Delta_{\text{MW}}|$ ，失谐符号仍需结合左右缀饰峰相对于中心残余峰的移动方向以及峰强不对称性判定。因此，图 5(b) 更适合检验分裂大小和失谐绝对值，但需要左右峰同时可分辨，且对弱峰拟合误差和频率轴标定较敏感。

为进一步检验左右缀饰峰本身的失谐响应，我们分别提取两侧峰的位置，并固定同一 Δf_{res} 对两条分支的频率零点偏移进行拟合，结果如图 5(c) 所示。在失谐二能级近似下， f_- 和 f_+ 分别表示 Peak 1 和

Peak 3 相对于光学频率零点的峰位坐标, 单位为 MHz; Δ_{MW} 为横坐标自变量, 两条缀饰态分支写为

$$f_{\pm} = c_{\pm} + \frac{\Delta_{\text{MW}} \pm \sqrt{\Delta_{\text{MW}}^2 + (\Delta f_{\text{res}})^2}}{2}. \quad (8)$$

拟合时固定 $\Delta f_{\text{res}} = 36.09$ MHz, 允许左右分支具有独立零点偏移, 得到 $c_{-} \approx 1.77$ MHz、 $c_{+} \approx -1.13$ MHz, 左右分支拟合的均方根残差分别约为 1.26 MHz 和 1.24 MHz。改变 Δf_{res} 会同时改变图 5(b) 中分裂曲线的最低点以及图 5(c) 中两条分支的近共振最小间隔, 而 $c_{\pm}$ 只能吸收分支零点偏移, 不能替代 Δf_{res} 的物理作用。图 5(c) 的视觉拟合优于图 5(b), 主要是因为 $c_{\pm}$ 吸收了耦合光频率轴标定、失谐后峰强不对称、弱峰提取误差、局域微波场或偏振不均匀以及光移等因素带来的分支系统偏移, 并不意味着它代表了另一个更优的物理模型。因而, 图 5(b) 用于分裂大小和 $|\Delta_{\text{MW}}|$ 的严格提取, 图 5(c) 则更适合辅助判断失谐符号并暴露左右分支的系统偏移。

上述定量结果也反映了当前实验的主要系统误差来源。一方面, 微波喇叭口最大尺寸为 3.85 cm, 到玻璃腔中心的距离为 44.3 cm, 满足远场条件, 有助于减小近场分布对场强标定的影响; 另一方面, 耦合光频率轴标定、谱峰拟合误差以及微波场空间不均匀性仍会共同限制最终测量精度。本实验中通过在激光器压电陶瓷 (PZT) 上施加三角波电压, 使 480 nm 耦合光频率在里德堡能级附近扫描, 从而获得 MOT 荧光损失谱。由于激光器自由运行时, 频率存在长期漂移, 于是利用中心残余峰作为每次扫描内的频率参考, 对微波测量分析中的频率轴进行校准, 以提高测量精度。

4 结论

本文基于冷铷 (^{87}Rb) 原子样品, 在无需关闭磁光阱 (MOT) 的连续运行条件下, 研究了 MOT 荧光损失谱用于微波电场测量的性能。通过扫描探测光和耦合光功率, 我们确定了兼顾信号强度与谱线分辨率的工作参数, 即探测光功率 100 μW 、耦合光功率 40 mW。在该条件下, 荧光损失谱线宽约为 6 MHz, 接近 ^{87}Rb $5\text{P}_{3/2}$ 态自然线宽, 并约为已有 MOT 原子数损失谱微波电场计量结果中 16 MHz 线宽的三分之一。进一步地, 共振微波场下的 AT 分裂间距与微波电场强度呈线性关系, 可用于微波电场强度的定量提取; 失谐微波场下的分裂响应与失谐 AT 模型相符, 可进一步用于微波失谐量和微波频率的测量。上述结果表明, MOT 荧光损失谱能够在保持 MOT 连续运行和实时荧光读出的同时, 提供微波电场强度和频率信息。后续若进一步降低激光频率噪声、优化微波场均匀性并结合更稳定的频率标定方法, 有望继续提高该连续测量方案的分辨率与长期稳定性。

致谢

感谢美国弗吉尼亚大学 Gallagher 教授, 山西大学张临杰教授、赵建明教授、焦月春教授, 华南师范大学颜辉教授、廖开宇教授、黄巍教授的讨论。

参考文献

- [1] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Löw R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nature Phys.* **8** 819
- [2] Holloway C, Simons M, Gordon J, Raithel G, Anderson D 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 233106
- [3] Jing M, Hu Y, Ma J, et al. 2020 *Nature Phys.* **16** 911
- [4] Ding D S, Liu Z K, Shi B S, et al. 2022 *Nature Phys.* **18** 1447
- [5] Prajapati N, Long D A, Artusio-Glimpse A B, et al. 2025 *Nature Commun.* **16** 11054
- [6] Cai M, You S, Zhang S, Xu Z, Liu H 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 161103
- [7] Jiao Y, Hao L, Han X, Bai S, Raithel G, Zhao J, Jia S 2017 *Phys. Rev. Appl.* **8** 014028
- [8] Yao J, Sun Z, Lin Y, et al. 2026 *Commun. Phys.* **9** 102
- [9] Liao K Y, Tu H T, Yang S Z, et al. 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053432
- [10] Tu H T, Liao K Y, Wang W L, Zhu Y F, Qiu S Y, Jiang H, Huang W, Bian W, Yan H, Zhu S L 2024 *Sci. Adv.* **10** eads0683
- [11] Zhou F, Jia F, Liu X, Yu Y, Mei J, Zhang J, Xie F, Zhong Z 2023 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **56** 025501
- [12] Zhou F, Jia F D, Liu X B, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 045204 (in Chinese)
[周飞, 贾凤东, 刘修彬, 张剑, 谢锋, 钟志萍 2023 物理学报 **72** 045204]
- [13] Gong T, Shi S, Ji Z, Guo G, Sun X, Tian Y, Qiu X, Li C, Zhao Y, Jia S 2023 *Chin. Phys. B* **32** 103202
- [14] Wu Y Y, He Y H, Jiao Y C, Zhao J M 2024 *Chin. Phys. B* **33** 113201
- [15] Failache H, Muniz J A, Velazco L, Talento D, Lezama A 2025 *Phys. Rev. A* **112** 013121
- [16] Jamieson M J, Adams C S, Weatherill K J, Hanley R K, Alves N, Keaveney J 2025 *Phys. Rev. Appl.* **24** 034022

- [17] Wang Y J, Zhang J, Zhang Z Y, et al. 2026 *Nature Commun.* **17** 1160
- [18] Cao Y, Zhang H, Zhang L, Xiao L, Jia S 2025 *Opt. Express* **33** 7753
- [19] Duverger R, Bonnin A, Granier R, Marolleau Q, Blanchard C, Zahzam N, Bidel Y, Cadoret M, Bresson A, Schwartz S 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 044039
- [20] Sibalic N, Pritchard J D, Adams C S, Weatherill K J 2017 *Comput. Phys. Commun.* **220** 319
- [21] Auzinsh M, Budker D, Rochester S M 2010 *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions* (Oxford: Oxford University Press) Chap. 9
- [22] Cui Y, Jia F D, Hao J H, Wang Y H, Zhou F, Liu X B, et al. 2023 *Phys. Rev. A* **107** 043102
- [23] Steck D A 2019 *Rubidium 87 D Line Data*, revision 2.2.1, available online at <http://steck.us/alkalidata>
- [24] Simons M T, Gordon J A, Holloway C L, Anderson D A, Miller S A, Raithel G 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 174101

录用稿件，非最终出版稿

Microwave Electric Field Measurement Based on Magneto-Optical Trap Fluorescence Loss Spectroscopy*

LIU Yimin¹⁾ ZHANG Jianan¹⁾ LIU Yuqing¹⁾ JIA Fengdong^{1)†}
ZHONG Zhiping¹⁾²⁾

1) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

2) (*CAS Center for Excellence in Topological Quantum Computation, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

Abstract

Cold Rydberg atoms provide long coherence times and strongly enhanced electric-dipole moments, but many cold-atom microwave electrometry schemes rely on cyclic preparation and probing sequences that reduce the measurement duty cycle. We demonstrate microwave electric-field measurement based on magneto-optical trap (MOT) fluorescence-loss spectroscopy in a continuously operated cold ^{87}Rb ensemble. A 780 nm probe beam and a 480 nm coupling beam drive a two-photon transition to the 46D Rydberg states. When the two-photon resonance is reached, atoms are transferred out of the MOT cooling and fluorescence cycle, producing a measurable decrease in the MOT fluorescence and enabling real-time optical readout without switching off the trap. By optimizing the probe and coupling laser powers, we obtain a fluorescence-loss linewidth of about 6 MHz, close to the linewidth limit mainly set by the natural linewidth of the $5\text{P}_{3/2}$ intermediate state and approximately one third of the linewidth reported in previous cold-atom fluorescence-loss microwave measurements. With a resonant microwave field coupling the $46\text{D}_{3/2}$

* Project supported by the Beijing Natural Science Foundation, China (Grant Nos. 1252033, 1262044).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: fdjia@ucas.ac.cn (Corresponding author)

and $47P_{1/2}$ Rydberg states, the loss spectrum exhibits Autler-Townes splitting, and the extracted splitting increases linearly with the microwave electric-field amplitude. For detuned microwave fields, the measured peak separation follows the detuned Autler-Townes relation, providing a route to infer microwave detuning under calibrated conditions. These results show that MOT fluorescence-loss spectroscopy can preserve the low-Doppler environment of cold atoms while retaining continuous operation and real-time fluorescence readout, offering an experimentally simple pathway toward continuous cold-atom Rydberg microwave sensors.

Keywords: Microwave Electric Field Sensor, Magneto-Optical Trap Fluorescence Loss Spectroscopy, Rydberg Atom, Autler-Townes Splitting

录用稿件，非最终出版稿