

基于 Rydberg 原子的 10 MHz 射频电场高灵敏度传感技术研究*

韩玉龙¹⁾²⁾³⁾ 单正叶¹⁾ 张侃¹⁾ 孙金芳¹⁾ 张力华^{2)3)†} 刘邦^{2)3)‡} 丁冬生²⁾³⁾

1) (安徽信息工程学院, 通识教育与外国语学院, 芜湖 241100)

2) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息重点实验室, 合肥 230026)

3) (中国科学技术大学, 量子网络安徽省重点实验室, 合肥 230026)

摘要

基于全红外光激发方案, 采用 852 nm 探测光($|6S_{1/2}\rangle \rightarrow |6P_{3/2}\rangle$)、1470 nm 缀饰光($|6P_{3/2}\rangle \rightarrow |7S_{1/2}\rangle$)和 780 nm 耦合光($|7S_{1/2}\rangle \rightarrow |49P_{3/2}\rangle$), 制备了铯原子 Rydberg 态. 电磁感应透明(EIT)光谱用于实现 Rydberg 原子的光学探测, 实时记录了 10 MHz 射频电场缀饰下 EIT 光谱随电场强度的变化. 采用非共振超外差探测技术, 将频率失谐的待测微弱信号与本振信号同时耦合至 Rydberg 原子体系, 利用原子介质对拍频信号的放大响应, 实现了高灵敏度电场探测. 结果表明, 该系统动态范围达 65 dB, 灵敏度达到 $31.0 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$. 实验结果为发展基于 Rydberg 原子的兆赫兹电场精密测量技术提供了有意义的参考.

关键词: Rydberg 原子, 电磁感应透明光谱, AC Stark 能级移动

PACS: 32.80.Ee, 42.50.-p, 52.70.Gw

基金: 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1404002)、国家自然科学基金 (批准

号： T2495253, 61525504 和 61435011)、安徽省教育厅项目（批准号：
YQZD2024061, 2024AH050645 和 2025AHGXZK30157）资助的课题。

† 通信作者.E-mail: zlhphys@ustc.edu.cn

‡ 通信作者.E-mail: lb2016wu@ustc.edu.cn

第一作者.E-mail: abchyl@aiit.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿

1 引言

Rydberg 原子由于最外层电子处于高激发态, 因具有极大的极化率和电偶极矩^[1]从而受到广泛关注. 近年来, 基于 Rydberg 原子的电学测量技术已成为研究领域的热点^[2-6]. 早期 Rydberg 原子系统依赖场电离探测方法^[7], 但是在测量过程中会破坏 Rydberg 态, 因而无法实现连续测量. 2012 年, Sedlacek 等人^[8]利用 Rydberg 原子的电磁诱导透明效应 (EIT)^[9]以及 Autler-Townes (AT) 分裂^[10]效应, 在热原子气室中实现了对微波电场的非破坏性精密测量, 奠定了 Rydberg 原子量子计量学的基础. 此后, 研究人员持续致力于通过新型架构来增强传感器的性能. 2020 年, Jing 等人^[3]提出原子超外差接收机方案, 实现了灵敏度达 $55 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 的微波电场强度测量. 近期, Yan 等人^[11]提出基于 Sagnac 干涉增强的方法, 微波场强的测量灵敏度达到 $10.7 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. 充分表明 Rydberg 原子体系在电场测量方面具有独特优势, 其对电磁波的响应能力突破了传统金属天线在物理尺寸的限制, 且响应频率可通过激光在百兆赫兹至太赫兹范围内进行连续调谐. 基于上述特征, 该技术在电气设备放电检测^[12, 13]、宽频信号探测^[14, 15]、数字通信^[16]及亚波长成像^[17, 18]等领域均有应用.

尽管 Rydberg 原子可实现宽频段电场测量, 早期研究多聚焦于 300 MHz - 300 GHz 微波频段^[3, 11, 19-21]的高灵敏度测量, 但近年来针对低频信号的高灵敏度测量^[22, 23]也取得了显著进展. 例如, Liu 等人^[4]利用非共振外差方法实现了基于里德堡原子的 30 MHz 低频射频电场精密探测. 短波频段 (3 - 30 MHz) 凭借其电离层反射特性, 在远距离通信、国际定点传输以及无线电、航海航空通信等领域发挥着不可替代的作用^[24-26]. 然而, 传统低频电场检测技术依赖于数米级天线以实现足够的灵敏度, 这在很大程度上限制了其实际应用. 因此, 开发基于

Rydberg 原子的厘米级紧凑型兆赫兹电场高灵敏度传感器具有重要的应用价值。

本研究基于电磁诱导透明 (EIT) 光学探测技术, 利用铯原子的高激发 Rydberg 态实现了对 10 MHz 射频电场的高灵敏度测量. 由于该频段的射频电场无法直接耦合 Rydberg 态之间的能级跃迁, 采用交流斯塔克位移效应作为探测机制, 通过监测 EIT 光谱随外加电场强度的变化实现电场响应的实时记录. 为进一步提升系统的探测灵敏度, 引入非共振外差探测技术^[3, 4, 27], 借助本振电场放大微弱信号响应. 实验结果表明, 该系统对 10 MHz 电场测量实现了 31.0 $\mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$ 的电场灵敏度, 并具有大于 65 dB 的动态范围.

2 基本原理

2.1 实验装置

实验选用梯型四能级 Rydberg-EIT方案, 在该能级系统中, $|1\rangle$ 为铯原子的基态, $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 为两个低激发态, $|4\rangle$ 为Rydberg态, 能级结构如图1 (a)所示. 波长为 852nm的探测光与参考光以平行光路入射, 穿过规格为长度70 mm、直径30 mm的圆柱形石英玻璃铯泡; 波长分别为1470nm缀饰光和780nm耦合光经空间重叠后, 沿探测光反方向穿过铯泡内部, 三束激光共同实现里德堡原子的激发, 构建起原子电场探测区域. 探测光束束腰半径 ($1/e^2$ 半径) 约为200 μm , 探测光功率为64 μW , 拉比频率为 Ω_p , 聚焦于铯泡内承担着驱动铯原子从基态 $|6S_{1/2}\rangle$ 向激发态 $|6P_{3/2}\rangle$ 跃迁. 拉比频率为 Ω_d 的缀饰光可实现 $|6P_{3/2}\rangle$ 和 $|7S_{1/2}\rangle$ 两个中间态的耦合跃迁, 其中缀饰光束束腰半径约为500 μm , 缀饰光功率为16.8 mW. 耦合光束束腰约为500 μm , 耦合光功率为1.5W, 拉比频率 $\Omega_c \approx 2\pi \times 4$ MHz, 主要驱动激发态 $|7S_{1/2}\rangle$ 到Rydberg态 $|49P_{3/2}\rangle$ 的跃迁.

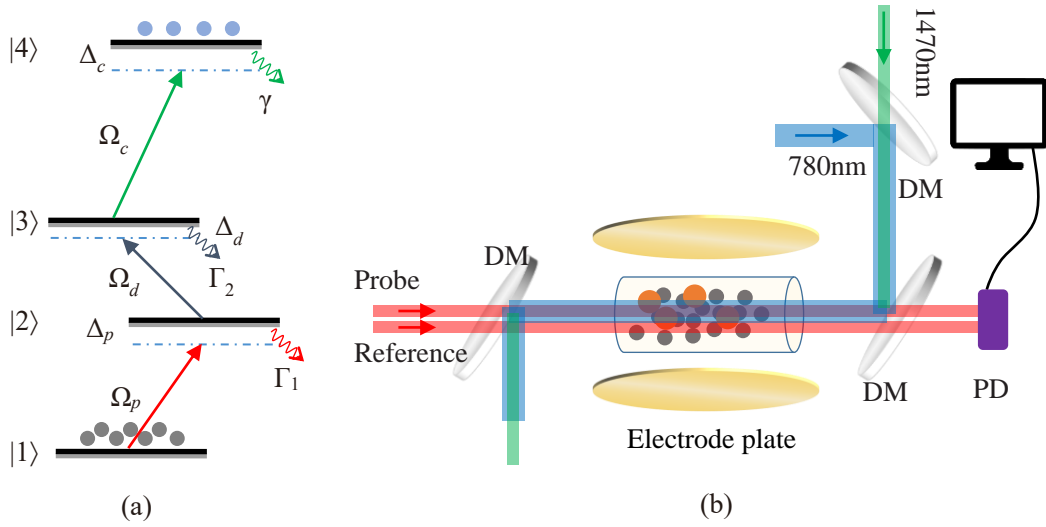


图1 (a) 由Cs原子基态|1>, 两个低激发态|2>和|3>, Rydberg态|4>构成的梯型四能级示意图; (b) 实验装置概况, 两块铜制电极板以4cm间距平行置于铯泡两侧, 其中DM为二向色镜, PD为光电探测器

Fig. 1 (a) Schematic diagram of a ladder-type four-level system consisting of the ground state |1> of Cs atoms, two low-lying excited states |2> and |3>, and the Rydberg state |4>; (b) Overview of the experimental setup: Two copper electrode plates are placed parallel to each other on both sides of the cesium bubble with a spacing of 4 cm. DM is a dichroic mirror, and PD is a photodiode detector.

采用四能级结构制备铯原子Rydberg态, 能够有效避免波长较低的短波激光, 有效抑制原子蒸气室中Cs原子因光电离效应而产生电离屏蔽现象^[28, 29]. 实验所采用的激光器均为常规商用型号, 既易于获取, 又无需配备昂贵且复杂的倍频激光系统. 为抑制电荷在极板边角处的过度聚集, 实验选用了厚度3mm、直径为120mm的圆形铜板作为电极, 两电极平行置于铯泡两侧, 间距调节至40 mm, 同时将铯泡固定在极板中心位置. 实验过程采用的两个射频 (RF) 信号源分别提供本振 (local oscillator, LO) 信号和待测信号. 由于两路信号存在微小频率失谐, 其产生的电场通过射频功率分配器耦合至传输线, 最终施加于原子气室附近的电极板上. 与此同时, 探测光与参考光的干涉信号由平衡光电探测器进行差分检测,

以提取EIT光谱中的微弱变化, 利用电脑控制的示波器和频谱仪完成对光电探测器信号的采集与记录.

2.2 理论框架

根据图 1(a)所示的梯型四能级示意图进行系统建模^[30], 探测光、缀饰光和耦合光的失谐量分别记为 Δ_p, Δ_d 和 Δ_c . 原子态|2>、|3>和|4>的衰减率分别记为 Γ_1, Γ_2 和 γ . 利用旋波近似, 光与原子相互作用的四能级系统哈密顿量可表示为

$$H_I = \hbar\Delta_p\sigma_{22} + \hbar(\Delta_p + \Delta_d)\sigma_{33} + \hbar(\Delta_p + \Delta_d + \Delta_c)\sigma_{44} - \hbar/2(\Omega_p\sigma_{12} + \Omega_d\sigma_{23} + \Omega_c\sigma_{34} + \text{H.c.}) \quad (1)$$

其中 $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ ($i, j = 1, 2, 3, 4$) 是原子跃迁算符. 考虑到自发辐射, 系统满足的 Lindblad 方程可表示为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \mathcal{L}(\Gamma_{21}) + \mathcal{L}(\Gamma_{32}) + \mathcal{L}(\Gamma_{43}) \quad (2)$$

式中, ρ 是系统的密度矩阵, Lindblad 算符表示为 $\mathcal{L}(\Gamma_{ij}) = \Gamma_{ij}/2(2\sigma_{ij}\rho\sigma_{ij} - \sigma_{ii}\rho - \rho\sigma_{ii})$, 其中 $\Gamma_{21} = \Gamma_1$, $\Gamma_{32} = \Gamma_2$ 和 $\Gamma_{43} = \gamma$. 考虑到原子热运动所引起的多普勒效应, 对失谐量进行相应的修正, 分别表示为 $\Delta_p = \Delta_p - k_p v$ 、 $\Delta_d = \Delta_d + k_d v$ 和 $\Delta_c = \Delta_c + k_c v$, 其中 k_p, k_d 和 k_c 分别对应相应的波矢量, v 表示原子速率. 通过求解方程(2)得到系统密度矩阵的稳态解, 进而求得系统的磁化率, 表示如下

$$\chi_{21} = -\int \frac{2N(v)|d_{21}|^2}{\hbar\epsilon_0\Omega_p} \rho_{21}(v) dv \quad (3)$$

其中 $N(v) = N_0/u\sqrt{\pi}\exp(-v^2/u^2)$, 式中 $u = (2k_B T/M)^{-1/2}$ 是最概然速率, N_0 是原子密度, d_{21} 是|2>和|1>之间的跃迁偶极矩阵元, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是铯泡内温度, M 是铯原子的质量. 吸收系数 α 可以通过磁化率的虚部计算得出, 其数学表达式为 $k_p \text{Im}(\chi_{21})$, 透射率则可由公式 $\exp(-\alpha l)$ 计算获得, 其中 l 是铯泡长度.

3 实验结果与分析

如图 1(b)所示, 由于铜制极板的直径大于铯泡的直径, 在忽略边缘效应的前提下, 可近似认为在施加电压时铯泡内部处于匀强电场环境中. 通过实验观测耦合光 EIT 信号, 可以观察到 Stark 能级移动 Δ , 从而实现基于 Rydberg 原子的电场测量. Stark 能级移动 Δ 是电场 E 的偶函数, 因此 Stark 能级移动方向施加电压的极性无关. 使用 ARC 软件包^[31]计算原子态的偶极极化率, 并通过拟合进一步获得直流极化率. 计算得到铯原子 Rydberg 态 $|49P_{3/2}\rangle$ 和 $|49P_{1/2}\rangle$ 的直流极化率^[32]比 $|7S_{1/2}\rangle$ 态极化率要高三个数量级以上, 因此在实验观测的结果中, 可认为所有贡献均来自于 Rydberg 态的 Stark 能级移动, 无需考虑 $|7S_{1/2}\rangle$ 态极化率的影响. 实验中固定探测光和耦合光的频率, 使其分别与相应的跃迁共振, 通过扫描耦合光的失谐量 Δ_c 获得铯原子的 EIT 光谱. 在频率为 10 MHz 的正弦射频电场作用下, 于外加电场强度 0 – 500 V/m 范围内, 以 1.25 V/m 为步长, 测量了 EIT 光谱随电场强度的变化情况. 如图 2(a)所示, 当射频电场强度 $E = 0$ V/m 时, 系统处于无外场作用下的状态, 此时测得的 Rydberg 态 EIT 光谱可作为参考光谱. 该光谱中呈现的主峰和次峰分别对应于 $|49P_{3/2}\rangle$ 和 $|49P_{1/2}\rangle$ 能级态. $|49P_{3/2}\rangle$ 态的 EIT 光谱在不同强度射频电场作用下更为细致的光谱特征, 如图 2 (b)所示. 在电场强度 0 – 20 V/m 范围内, EIT 谱线仅表现出 Stark 位移和一定程度的展宽, 这可归因于 Rydberg 原子的碰撞电离效应^[33]. 在电场强度 20–100 V/m 范围内, EIT 谱线还出现了明显的振荡情况, 这种振荡是因为多 Rydberg 能级竞争导致的耗散时间晶体, 已经被多个实验小组所报道^[34–37]. 随着场强的进一步增加, EIT 主峰逐渐消失, 并可观察到调制边带的出现. 低频电场会在铯泡内壁引发静电屏蔽层^[38]的形成, 电荷的稳定分布需要一定时间建立, 且频率越高, 电场屏蔽效应越弱.

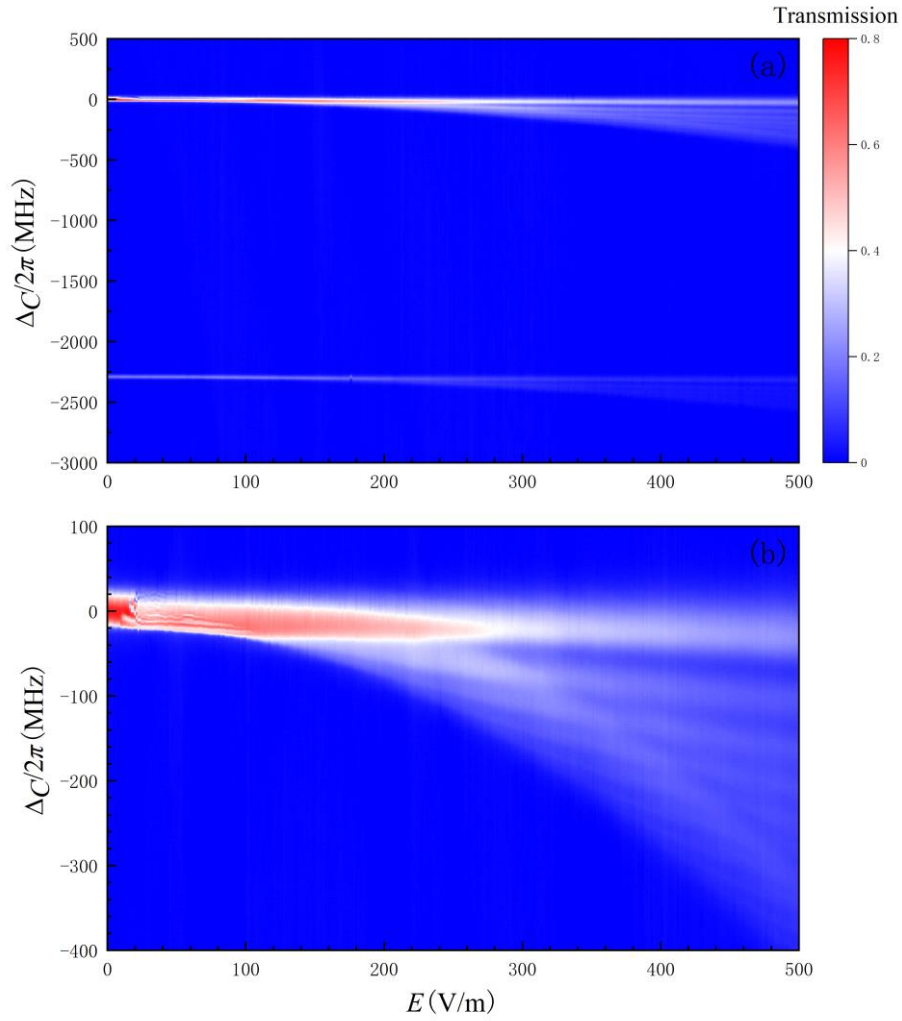


图2 (a) 不同强度的10MHz的正弦射频电场作用下Rydberg原子的EIT光谱 (b) 射频电场中 $|49P_{3/2}\rangle$ 态Rydberg原子的EIT光谱特征

Fig. 2 (a) EIT spectra of Rydberg atoms under 10 MHz sinusoidal radio frequency electric fields with varying intensities: (b) The EIT spectral characteristics of $|49P_{3/2}\rangle$ state Rydberg atoms in different intensities of radio frequency electric fields

实验进一步研究了射频电场对原子 EIT 光谱的影响. 射频电场信号通过传输线施加于电极板, 当启动一个信号源时, 设定的频率为 10 MHz, 输出功率为 15 dBm. 射频电场开启后, 整个 EIT 光谱向左移动约 8MHz, 如图 3 (a)所示. Stark 能级移动^[4]满足 $\delta = -(1/2)\alpha E^2$, 其中是 α 极化率, E 是电场强度. 前文计算已知

Rydberg 态极化率远大于基态和中间态极化率, Rydberg 态对外部电场更为敏感. 考虑外部电场对 Rydberg 态的微扰时, 式 (1) 中耦合光的失谐量可更正为 $\Delta_c = \Delta_c + \delta$. 当 δ 小于零时, EIT 谱线明显向左偏移. 通过利用交流斯塔克效应, 能够对铯泡内部电场的强度进行校准. 由 ARC 软件包^[31]计算出 Rydberg 原子的极化率为 $1050.726 \text{ MHz}\cdot\text{cm}^2/\text{V}^2$, 当 Stark 能级移动为 8 MHz 时, 可算出电场强度为 174 mV/cm . 由于蒸气室的屏蔽效应, 原子所感受到的电场强度显著低于电极板之间施加的电压. 同时我们利用 2.2 节中的理论模型, 数值计算了探测光 $|49P_{3/2}\rangle$ 态的透射光谱, 其中 $\Gamma_{21} \rightarrow 2\pi \times 5.234 \text{ MHz}$, $\Gamma_{32} \rightarrow 2\pi \times 3.288 \text{ MHz}$, $\Gamma_{43} \rightarrow 2\pi \times 3.7 \text{ kHz}$ (选用了铯原子的能级参数). 如图 3 (a) 所示, 数值计算的结果和实验测量的 EIT 透射光谱近似一致, 并且当施加的电场强度越大时, EIT 的光谱峰值偏移越大. 同时实验上测量的 EIT 光谱还会出现相变以及振荡等非平凡的现象, 这主要是由于里德堡原子之间的强相互作用导致的, 这超出了理论模型的近似条件, 需要引入平均场近似等方法^[34-37].

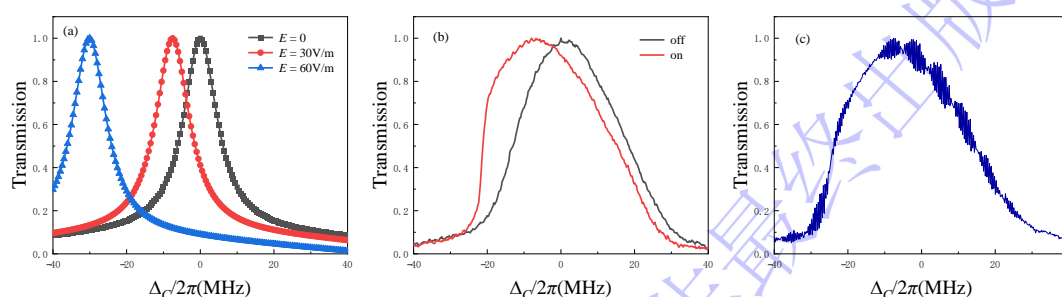


图3 (a) 理论计算的EIT光谱, 外加电场强度分别是0、30V/m和60V/m; (b) 黑色曲线为射频电场关闭时的EIT光谱, 红色曲线为射频电场开启且 $P = 15 \text{ dBm}$ 时的EIT光谱, EIT光谱向左偏移约8 MHz; (c) 同时施加本振场和信号场时的EIT光谱, 光谱信号由两个电场的拍频信号以 $\Delta\omega = 100 \text{ kHz}$ 进行调制, 其中 $f_{\text{LO}} = 10.1 \text{ MHz}$, $f_{\text{sig}} = 10 \text{ MHz}$. 图中的透射率已归一化.

Fig. 3 (a) Theoretically calculated EIT spectrum with applied electric field strengths of 0, 30 V/m, and 60 V/m. (b) The activation of the radio frequency electric field at $P = 15 \text{ dBm}$ results in a noticeable leftward shift of approximately 8 MHz in the EIT spectrum. This change is clearly illustrated by comparing the black curve (representing the deactivated state) to the red curve

(representing the activated state), which demonstrates how the spectral position is altered due to the applied RF field. (c) The EIT spectrum is observed when both the local oscillator field and the signal field are applied simultaneously. The spectral signal exhibits modulation due to the beat frequency of the two fields, with a frequency difference of $\Delta\omega = 100\text{kHz}$, where $f_{LO} = 10.1\text{ MHz}$ and $f_{sig} = 10\text{ MHz}$. The transmittance depicted in the figure has been normalized.

为进一步提升探测灵敏度，本文采用外差法引入本振电场，以便基于 Rydberg 原子对微弱兆赫兹射频电场进行测量。低频射频电场会导致 Rydberg 态的能量偏移，并进一步使铯原子的 EIT 光谱发生偏移。当两个不同频率的电场同时施加于电极板时，它们对 Rydberg 能级的扰动程度存在差异，从而导致 EIT 光谱呈现出交替特征。我们同时开启两个信号源，分别将其频率设定为 10 MHz 和 10.1 MHz，得到的 EIT 光谱如图 3 (b) 所示。EIT 光谱明显被调制且光谱向左偏移，所测得的调制频率等于本振场和信号场的频率差。本振场和信号场两个电场引起的 Stark 能级移动为

$$\delta = -\frac{1}{2}\alpha(E_{LO} + E_{sig})^2 \quad (4)$$

实验中设置本振场和信号场具有相同的初始相位，即 $\varphi_{LO} = \varphi_{sig}$ 。式(4)展开后，会出现快变项，通过积分求周期内的平均值，可得

$$\bar{\delta} = \bar{\delta}_0 - \frac{1}{2}\alpha[E_{LO}E_{sig}\cos(\Delta\omega*t)] \quad (5)$$

这里 $\bar{\delta}_0 = -1/4\alpha(E_{LO}^2 + E_{sig}^2)$ 是由本振场和信号场引起的平均 Stark 能级移动， $\Delta\omega$ 表示本振和信号的失谐量。Stark 能级移动由式(5)中的拍频进行调制，因此在 EIT 光谱中可以看到拍频信号。我们改变了不同的耦合光失谐，不断优化拍频信号强度，最后选择了拍频响应最大的失谐作为灵敏度探测的工作点。通过测量探测光的拍频分量，可以提取信号中电场强度的信息。两个信号源的输出经过射频功率分配器后，施加于电极板上。本振频率设置为 10.1 MHz，功率为 $P_{LO} = 15\text{ dBm}$,

信号频率为 10 MHz. 耦合光被固定在最佳工作点, 通过数字示波器监测探测光强度随时间的变化. 随后, 利用频谱分析仪对拍频信号的强度进行测量, 在不同信号电场强度下, 拍频信号的强度如图 4 (a)所示. 接收到的拍频信号强度与施加的信号电场强度大致成正比, 如式(5)所述. 实现了对 10 MHz 射频电场进行测量, 其动态范围大于 65 dB, 最小可探测外界输入功率达到 -60 dBm. 利用电极板内电场与输入功率的校准关系, 计算得出电场强度灵敏度为 $31.0 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$. 图 4 (b) 为系统的瞬时带宽, 考虑到信号场与本振场之间的负失谐, 该系统的瞬时带宽达到 0.6 MHz. 系统带宽主要取决于中间原子共振的探测光子散射率^[14] (约为 10 MHz). 定义参数 $\eta = B/\omega_c$, 即带宽与载波频率之比, 该参数用于表征相对带宽. 相较于共振微波波段^[3]的实验结果, 在低频频段, Rydberg 原子对载波的带宽利用率显著提高, 表明了 Rydberg 原子在低频频段通信中的优势. 这一差异源于文献中采用 GHz 频段电场实现 Rydberg 能级的共振耦合, 当信号频率与本振频率存在较大偏差时, Rydberg 原子对信号的响应能力将随之减弱. 本文采用了 AC Stark 能级移动这一非共振效应, 使得原子能够对电场产生更为显著的带宽响应.

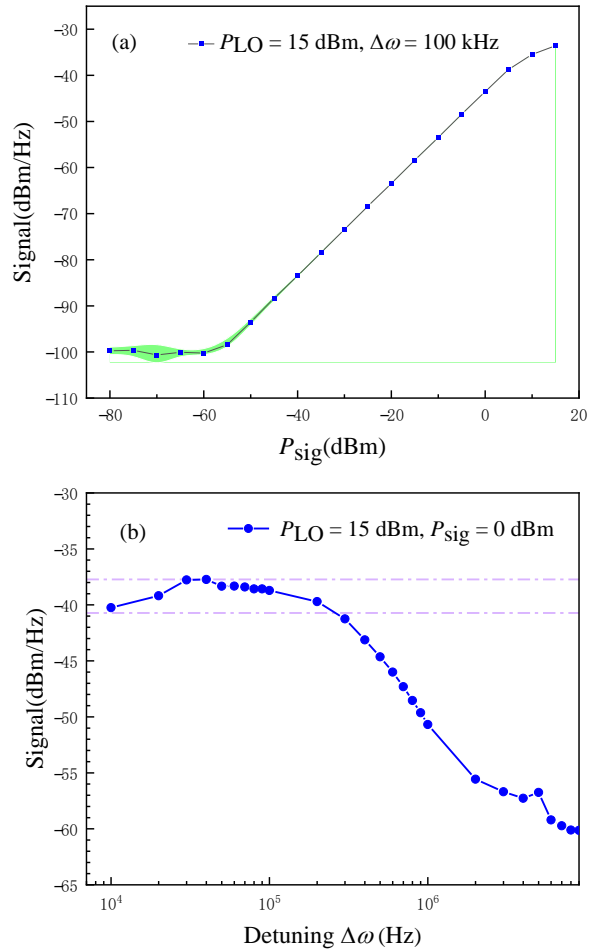


图4 (a) 系统在 $P_{LO} = 15$ dBm和 $\Delta\omega = 100$ kHz时的动态范围, 在65分贝的范围内, 拍频信号强度与输入功率之间呈现出线性关系; (b) 系统在 $P_{LO} = 15$ dBm 和 $P_{sig} = 0$ dBm 条件下的瞬时带宽. 随着信号场与本振场之间的失谐量逐渐增加, 拍频信号的强度持续减弱下降. 考虑到负失谐情况的基础上, 测得3分贝带宽为0.6兆赫兹.

Fig. 4 (a) The dynamic range of the system is measured at a $P_{LO} = 15$ dBm and $\Delta\omega = 100$ kHz, where a linear relationship between the beat frequency signal strength and input power is observed over a 65 dB range. (b) The instantaneous bandwidth of the system was evaluated under operating conditions of $P_{LO} = 15$ dBm and $P_{sig} = 0$ dBm. As the detuning between the signal electric field and the local oscillator electric field increases, the intensity of the beat frequency signal decreases continuously. Considering the negative detuning situation, a 3-decibel bandwidth of 0.6 MHz was measured.

4 结 论

在室温条件下构建了铯原子的梯型四能级系统 ($|6S_{1/2}\rangle \rightarrow |6P_{3/2}\rangle \rightarrow |7S_{1/2}\rangle \rightarrow |49P_{3/2}\rangle$), 实现了对 10 MHz 射频电场缀饰下 Rydberg 原子 EIT 光谱的连续观测和记录. 通过分析兆赫兹频段电场对 Rydberg 能级的扰动机制, 结合外差探测技术, 实现了微弱射频电场的高灵敏度测量. 实验结果表明, 该系统在 10 MHz 频率下达到 $31.0 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$ 的电场灵敏度, 动态范围达 65 dB. 该技术基于 Rydberg 原子体系的量子传感特性, 在短波通信频段 (3–30 MHz) 展现出显著的应用潜力. 其具备厘米尺度的微型化结构和高灵敏响应能力, 有望突破传统天线在尺寸与灵敏度之间的权衡限制, 为远程无线通信、航海导航及航空通信系统中的小型化电场传感器提供了新的技术路径.

参考文献

- [1] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [2] Gordon J A, Simons M T, Haddab A H, Holloway C L 2019 *AIP Advances* **9**
- [3] Jing M Y, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2020 *Nature Physics* **16** 911
- [4] Liu B, Zhang L H, Liu Z K, Zhang Z Y, Zhu Z H, Gao W, Guo G C, Ding D S, Shi B S 2022 *Physical Review Applied* **18** 014045
- [5] Zhang H, Ma Y, Liao K Y, Yang W G, Liu Z K, Ding D S, Yan H, Li W H, Zhang L J 2024 *Science Bulletin* **69** 1515
- [6] Liu B, Zhang L H, Liu Z K, Deng Z A, Ding D S, Shi B S, Guo G C 2023 *Electromagnetic Science* **1** 1
- [7] Osterwalder A, Merkt F 1999 *Physical Review Letters* **82** 1831
- [8] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Löw R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nature Physics* **8** 819
- [9] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Physical Review Letters* **98** 113003

- [10] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Reviews of Modern Physics* **77** 633
- [11] Yan H M, Gao T S, Jing M Y, Yang W G, Zhang H, Liu Z K, Xie J Y, Xiao L T, Jia S T, Zhang L J 2025 *Chinese Physics Letters* **42** 120601
- [12] Wang Q F, Zhang L H, Liu B, Ma Y, Han T Y, Wang E H, Zhang Z Y, Shao S Y, Zhang J, Li Q, Chen H C, Wang Y J, Nan J D, Yin Y M, Ding D S, Shi B S 2025 *Physical Review Applied* **24** 014006
- [13] Wang E H, Wang Q F, Geng J Q, Tian T, Qiu R J, Xue B, Yuan Y W, Zhao L, Ding D S 2025 *Chinese Physics B* Accepted Manuscript online 23 December 2025 <https://doi.org/10.1088/1674-1056/ae306e>
- [14] Meyer D H, Castillo Z A, Cox K C, Kunz P D 2020 *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **53** 034001
- [15] Zhang L H, Liu B, Liu Z K, Zhang Z Y, Shao S Y, Wang Q F, Ma Y, Han T Y, Guo G C, Ding D S, Shi B S 2024 *Chip* **3** 100089
- [16] Meyer D H, Cox K C, Fatemi F K, Kunz P D 2018 *Applied Physics Letters* **112**
- [17] Holloway C L, Gordon J A, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Applied Physics Letters* **104** 244102
- [18] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Wilson P F, Cooke C M, Anderson D A, Raithel G 2017 *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* **59** 717
- [19] Liu B, Zhang L H, Wang Q F, Ma Y, Han T Y, Liu Z K, Zhang Z Y, Shao S Y, Zhang J, Li Q, Chen H C, Han Y L, Ding D S, Shi B S 2025 *Chinese Physics Letters* **42** 053201
- [20] Yan H M, Jing M Y, Tong Y J, Yang W G, Zhang H, Liu Z K, Xie J Y, Zheng Y H, Xiao L T, Jia S T, Zhang L J 2025 *Photonix* **6** 54
- [21] Ding D S, Liu Z K, Shi B S, Guo G C, Mølmer K, Adams C S 2022 *Nature Physics* **18** 1447
- [22] Li L, Jiao Y C, Hu J L, Li H Q, Shi M, Zhao J M, Jia S T 2023 *Opt. Express* **31** 29228
- [23] Lei M W, Shi M 2024 *Opt. Lett.* **49** 5547
- [24] Wu M, Wen B Y, Zhou H 2009 *Journal of Electromagnetic Waves and*

- [25] Cameron T G, Fiori R A D, Warrington E M, Stocker A J, Thayaparan T, Danskin D W 2021 *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **219** 105666
- [26] Xu B Y, Huang W Q, Ren P, Li Y, Xiang Z 2024 *Remote Sensing* **16** 3249
- [27] Meyer D H, Kunz P D, Cox K C 2021 *Physical Review Applied* **15** 014053
- [28] Bason M G, Tanasittikosol M, Sargsyan A, Mohapatra A K, Sarkisyan D, Potvliege R M, Adams C S 2010 *New Journal of Physics* **12** 065015
- [29] Viteau M, Radogostowicz J, Bason M G, Malossi N, Ciampini D, Morsch O, Arimondo E 2011 *Opt. Express* **19** 6007
- [30] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Dienstfrey A, Anderson D A, Raithel G 2017 *Journal of Applied Physics* **121**
- [31] Robertson E J, Šibalić N, Potvliege R M, Jones M P A 2021 *Computer Physics Communications* **261** 107814
- [32] Han Y L, Liu B, Zhang K, Sun J F, Sun H, Ding D S 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 113201 (in Chinese) [韩玉龙, 刘邦, 张侃, 孙金芳, 孙辉, 丁冬生 2024 *物理学报* **73** 113201]
- [33] Daschner R, Ritter R, Kübler H, Frühauf N, Kurz E, Löw R, Pfau T 2012 *Opt. Lett.* **37** 2271
- [34] Liu B, Zhang L H, Wang Q F, Ma Y, Han T Y, Zhang J, Zhang Z Y, Shao S Y, Li Q, Chen H C, Shi B S, Ding D S 2024 *Nature Communications* **15** 9730
- [35] Wu X L, Wang Z Q, Yang F, Gao R C, Liang C, Tey M K, Li X I, Pohl T, You L 2024 *Nature Physics* **20** 1389
- [36] Jiao Y C, Jiang W L, Zhang Y, Bai J X, He Y H, Shen H, Zhao J M, Jia S T 2025 *Nature Communications* **16** 8767
- [37] Liu B, Zhang L H, Ma Y, Wang Q F, Han T Y, Zhang J, Zhang Z Y, Shao S Y, Li Q, Chen H C, Guo G C, Ding D S, Shi B S 2025 *Nature Communications* **16** 1419
- [38] Jau Y Y, Carter T 2020 *Physical Review Applied* **13** 054034

Research on High-Sensitivity Sensing Technology of 10 MHz Radio Frequency Electric Field Based on Rydberg Atoms*

Han Yu-Long¹⁾²⁾³⁾ Shan Zheng-Ye¹⁾ Zhang Kan¹⁾ Sun Jin-Fang¹⁾ Zhang Li-Hua²⁾³⁾ † Liu Bang²⁾³⁾

‡ Ding Dong-Sheng²⁾³⁾

1) (School of General Education and Foreign Languages, Anhui Institute of Information Technology, Wuhu 241100, China)

2) (Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

3) (Anhui Province Key Laboratory of Quantum Network, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract

To address the pressing need for high-sensitivity, miniaturized electric field sensors in the short-wave communication band (3–30 MHz), this study proposes and demonstrates a radio frequency electric field quantum sensing scheme based on cesium atomic Rydberg states and the electromagnetically induced transparency (EIT) effect. The scheme employs an all-infrared optical design, utilizing 852 nm probe light, 1470 nm dressing light, and 780 nm coupling light to efficiently prepare the $49P_{3/2}$ Rydberg state in a room-temperature cesium vapor cell, which is then probed non-destructively via ladder-type four-level EIT spectroscopy.

The 10 MHz RF field is non-resonant with adjacent Rydberg atomic energy levels, this work innovatively utilizes the AC Stark shift effect as the sensing mechanism. Real-time monitoring of the spectral shift of the Rydberg-EIT peak with the applied electric

field strength enables direct electric field metrology. The evolution of the EIT spectrum was experimentally observed under electric fields ranging from 0 to 500 V/m: at weak fields (< 20 V/m), the spectrum primarily exhibits shifting and broadening; at moderate fields (20 – 100 V/m), oscillations indicative of dissipative time crystals emerge due to multi-Rydberg-level competition; at stronger fields, spectral splitting and modulation sidebands appear.

To further enhance the detection sensitivity for weak signals, a non-resonant superheterodyne detection technique was introduced. A local oscillator (LO) electric field at 10.1 MHz and the signal field at 10 MHz are simultaneously coupled into the atomic system. The atomic medium's amplified response to their beat note signal ($\Delta\omega = 100$ kHz) down-converts the signal of interest to a lower, more easily detectable frequency domain. Precise measurement of the beat note signal strength enables high-sensitivity demodulation of the signal electric field.

Experimental results demonstrate outstanding sensing performance at 10 MHz: an electric field sensitivity of $31.0 \mu\text{V}/\text{cm}/\text{Hz}^{1/2}$, a dynamic range of 65 dB, and an instantaneous bandwidth of approximately 0.6 MHz. This study develops a precise electric field measurement method for the MHz frequency band based on Rydberg atoms. Its centimeter-scale sensing unit overcomes the trade-off between size and sensitivity inherent in traditional antennas, offering a new technological pathway for miniaturized, high-sensitivity electric field sensors in applications such as short-wave communication, marine, and aeronautical navigation.

Keywords: Rydberg atom, Electromagnetically induced transparency spectroscopy, AC

Stark shift

* Project supported by the National Key R and D Program of China (Grant No. 2022YFA1404002), the

National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. T2495253, 61525504, and 61435011) and the fundings from Anhui Provincial Department of Education (Grant Nos. YQZD2024061, 2024AH050645, and 2025AHGXZK30157).

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

‡ Corresponding author. E-mail: lb2016wu@ustc.edu.cn

The first author. E-mail: abchyl@aiit.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿