arXiv:2601.19305v1 [physics.atom-ph] 27 Jan 2026

利用里德伯原子实现高灵敏度宽带外差微波探测

Hsuan-Jui Su、Shao-Cheng Fang、Ting-An Li、Chen-Hao Chang、Yu-Chi Chen 和 Yi-Hsin Chen*
Department of Physics, National Sun Yat-sen University, Kaohsiung 80424, Taiwan（日期：2026年1月28日）

我们提出了一种基于里德伯原子的微波电场传感器，可在宽带宽范围内实现扩展动态范围和更高灵敏度。通过表征单音微波场诱导的 Autler-Townes（AT）劈裂，我们展示了一种光谱学方法，可同时直接从劈裂图样中提取微波频率和电场强度。我们采用双音外差探测，实现了量级为 μV/cm 的最小可探测场强，以及亚-μV/cm/$\sqrt{\text{Hz}}$ 范围内的灵敏度，同时将工作带宽扩展至 3 GHz。通过系统表征频率和功率依赖性，我们确定了最佳工作条件，以最大限度地降低共振AT区域的功率展宽，并在远失谐 AC Stark区域提升灵敏度。该平台兼具高灵敏度、宽带宽和约 90 dB 的动态范围，证明里德伯原子可作为精密电场计量的实用传感器。

I. 引言

近年来，基于里德伯原子的探测技术不断进步，实现了高精度电磁场传感，相较于传统微波接收机具有显著优势 [1, 2]。借助里德伯原子强大的电偶极矩，以及电磁感应透明（EIT）所带来的增强灵敏度，原子传感器能够在从 100 MHz 到 1 THz 以上的宽频率范围内精确测量射频（RF）场 [3–5]。这项技术对于数据通信和遥感至关重要，吸引了学术界和工业界的广泛关注，并支持对电场振幅、偏振 [6], 相位 [7], 入射角 [8, 9], 以及微波成像 [10]的测量。近期研究表明，微波辅助 EIT光谱学能够在原子蒸气池中高精度测量里德伯跃迁频率和量子缺陷 [11]。此外，这些进展还推动了微型化量子传感器的研制，为开发适用于现实应用的紧凑实用设备铺平了道路。

电场传感器的关键性能指标包括测量频率范围、最小可探测场、灵敏度和可探测功率动态范围。例如，文献 [12] 报道了最高达 1.5 μV/cm/$\sqrt{\text{Hz}}$ 的电场灵敏度、80 dB 的线性动态范围，以及超过 1 GHz 的连续频率范围。为提高基于里德伯EIT的微波电场测量灵敏度，人们已开发出多种策略。选择主量子数更高的里德伯态会增大原子偶极矩，从而增强其与微波场的相互作用 [13], ；而里德伯角动量态的选择则会显著影响微波场测量的线性度和准确度测量 [14]。此外，研究表明，优化微波频率失谐可以提高基于电磁感应透明和Autler–Townes（AT）分裂的电场测量灵敏度 [15]。缩窄电磁感应透明线宽可更精确地分辨Autler–Townes分裂，而优化光束对准和偏振则能进一步提高EIT对比度和探测灵敏度。采用双音或辅助微波驱动方案，可将测量范围扩展到更低的场强 [16, 17]。此外，采用亚波长谐振器结构（如开口环谐振器），能够探测到更弱的电场 [18]。多光子激发方案，包括冷铯里德伯气体中的三光子Autler-Townes劈裂，为控制和精确探测里德伯态提供了更强的能力 [19]。先进的信号提取技术（如锁相放大和超外差探测）能够从噪声中分离出由电场引起的微弱特征，实现低至亚-μV/m/$\sqrt{\text{Hz}}$的灵敏度 [20–22]。综合运用这些方法，可通过基于里德伯原子的传感器实现高精度、高灵敏度的微波场测量。为扩展可探测频率范围，还可利用塞曼效应和交流斯塔克效应，实现测量频率的连续调谐 [12, 23, 24]。文献 [25] 展示了引入第二个与相邻里德伯跃迁共振的微波场会产生交流斯塔克位移，从而能够在相邻里德伯态之间实现连续、可调谐的频率探测。这种改进的可调谐性为采用平面微波波导的应用开辟了新机遇，该波导可在 0 至 20 GHz 的频率范围内有效工作 [26]。

在本研究中，我们基于此前的里德伯EIT研究 [27–29]，开发了一种在铷蒸气室中采用双音外差探测的微波电测量技术。我们的方法采用强本地振荡器（LO），使其与频率失谐数十 kHz 的弱信号场相互作用，从而能够通过里德伯-EIT光谱学检测产生的拍频信号。对于强

* yihsin.chen@mail.nsysu.edu.tw

微波场，信号强度通过 Autler–Townes 分裂表征；而在弱场区，则使用示波器的快速傅里叶变换（FFT）分析拍频信号。通过系统表征，我们确定了最佳工作条件：将本地振荡器调谐至共振原子梯级跃迁，并采用适中的场功率以避免功率展宽。经过优化后，该方法能够实现精确探测，最小可探测场为 $2.4\ \mu$V/cm，灵敏度为 760 nV/cm/$\sqrt{\text{Hz}}$，同时将动态范围扩展至 60 dB 以上，并支持最高 3 GHz 的微波频率调谐。此外，采用单一微波场的 Autler–Townes分裂区可进一步扩展测量能力，使总动态范围达到约 90 dB。最终，该平台兼具高灵敏度、宽带宽和宽动态范围，使里德伯原子成为适用于频谱监测、电磁兼容性测试和精密计量的实用传感器。

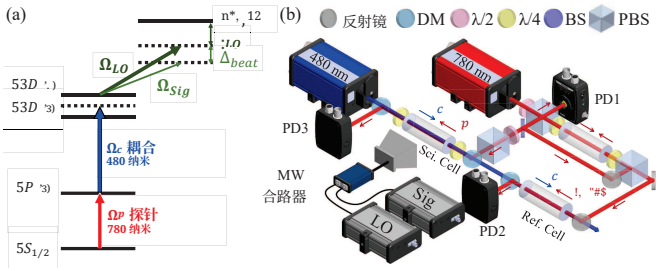

图 1. (a) ^{87}Rb 的能级图。原子经由中间态 $|5P_{3/2}\rangle$，从基态 $|5S_{1/2}\rangle$ 激发至 $|53D\rangle$ 里德堡态。施加两个功率和频率各不相同的微波场，驱动原子跃迁至目标态 $|54P_{3/2}\rangle$（14.23 GHz）和 $|52F\rangle$（15.59 GHz）。较强的微波场指定为本振场，较弱的微波场则作为信号场，用于测量最小可探测电场。本振频率调谐至 $|53D_{5/2}\rangle$ 态与 $|54P_{3/2}\rangle$ 或 $|52F\rangle$ 态之间的跃迁，失谐量为 Δ_{LO}。信号场频率与本振频率相差一个拍频差 Δ_{beat}。(b) 实验装置示意图。探测光场通过饱和吸收光谱锁定频率，而耦合光场扫描经过 $|53D\rangle$ 态。微波场由两个独立的信号发生器产生，经功率合成器合并后由喇叭天线发射。另设一个参考池（标记为 Ref. Cell），用于激光频率校准。

II. 装置与方法

A. 能级与激光系统

实验在温度约为 60°C 的铷蒸气室中进行。两束激光构成一个三能级阶梯型电磁感应透明系统，微波场进一步耦合两个里德伯态，如图 1 所示。波长为 780 纳米的探测光束（Toptica DL pro）通过饱和吸收光谱锁定在从基态 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ 到激发态 $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ 的跃迁上。同时，波长为 480 纳米的耦合光束（Toptica DL pro HP 480）在从激发态到里德伯态 $|53D\rangle$ 的跃迁范围内进行频率扫描。两束激光在一个长 75 mm、直径 25 mm 的圆柱形铷蒸气室中反向传播。调整激光偏振至 σ^+，以优化里德伯电磁感应透明信号 [27]。探测光束的 $1/e^2$ 束腰半径为 $810\ \mu$m，强度为 28 mW/cm^2, ；耦合激光的半径为 $820\ \mu$m，功率为 35 mW。光电探测器（图 1(b) 中的 PD3）监测探测光透射，以便在扫描耦合激光时检测里德伯电磁感应透明信号，或在耦合频率固定时检测外差拍频信号。使用 R&S RTO64 示波器的 FFT 功能分析拍频信号。激光频率通过独立圆柱形蒸气池中的另一套里德伯电磁感应透明参考系统进行校准，该蒸气池称为参考池。

B. 微波系统

里德伯原子受到交流电场作用时，其能级会出现 Autler–Townes 分裂。通过分析由此产生的光谱峰，可以确定所施加电场的强度。在本研究中，我们施加微波（MW）场作为交流电场，并研究这种分裂现象。然而，传统的基于 Autler–Townes 分裂的系统，其灵敏度从根本上受限于电磁诱导透明光谱特征的分辨率，具体而言是线宽；而线宽又受原子衰减率的制约。为解决频率探测范围有限的问题，我们引入两个微波场，使其在 Autler–Townes 光谱中产生干涉，从而拓宽电场测量的可探测频率范围。一个强场（称为本地振荡器（LO）场）将里德伯能级移至高灵敏度区域。一个与本振场失谐数十 kHz 的弱信号场 Δ_{beat} 在里德伯系统内与本振场混合，产生拍频信号，再通过里德堡电磁诱导透明光谱进行探测。

信号场和本振场由两个独立的信号发生器产生。本振场由 R&S SGS100A 信号发生器生成，经倍频器（ZX90-2-24-S+）处理后，再由射频放大器（ZVE-3W-183+）放大。信号微波由 Rigol DSG830 信号发生器产生，随后依次通过两个倍频器（ZX90-3-812-S+ 和 ZX90-2-24-S+），再由射频放大器（ZX60-83LN-S+）进一步放大。系统中还加入了两个射频衰减器（Vaunix LDA-5018V），用于精细调节输出功率水平。该配置能够精确控制蒸气池内微波场的分布和强度，

从而确保实验测量准确。两个微波场通过功率合成器合并，再由一根位于蒸气池 50 mm 处的喇叭天线发射。调整天线方向以优化微波极化，从而使光谱信号达到最大。

这些微波场的频率范围为 13.3 至 16.7 GHz，涵盖了里德堡跃迁 $|53D_{5/2}\rangle \rightarrow |54P_{3/2}\rangle$ (14.23 GHz) 和 $|53D_{5/2}\rangle \rightarrow |52F\rangle$ (15.59 GHz) 的共振频率。这些跃迁的径向矩阵元计算结果为 [30] $3622\, ea_0$和 $3594\ ea_0$，其中 e 表示电子电荷，a_0表示玻尔半径。 Δ_{LO} 表示相对于里德堡态 $|54P_{3/2}\rangle$ 或 $|52F\rangle$的微波失谐。在强场区，可根据测得的 Autler–Townes 分裂和已知的径向矩阵元直接推导出场强。当本地振荡器频率与目标量子态严重失谐时，主导相互作用机制会由共振 Autler–Townes 分裂转变为色散型交流斯塔克频移。在 Autler–Townes 分裂无法分辨的弱场区，我们采用异频检测技术。由此产生的干涉表现为原子响应的振荡，其振幅可用于精确确定弱电场强度。

C. 方法

我们采用基于里德伯原子的电场测量，在宽频率范围内测量微波电场，并利用近共振区的 AT 分裂和远失谐区的交流斯塔克位移。利用标准电磁感应透明和 AT 分裂技术，可以根据观测到的分裂测量电场强度 [13],

$$\delta = \frac{\Omega_{MW}}{2\pi} = \frac{d|E|}{2\pi\hbar}, \tag{1}$$

其中，Ω_{MW} 为所施加微波场的拉比频率，d 为原子偶极矩，$\hbar$ 为约化普朗克常数。AT 分裂的测量分辨率受里德伯电磁感应透明信号的线宽和对比度限制，可通过调节激光功率和原子密度进行优化 [27, 28]。

对于两个接近里德伯跃迁共振的微波场进行外差探测，同时施加频率为 ω_{LO} 的本振场和频率为 ω_{Sig} 的信号场。总电场表示为

$$E_{tot}(t) = E_{LO}\cos(\omega_{LO}t + \phi_{LO}) + E_{Sig}\cos(\omega_{Sig}t + \phi_{Sig}), \tag{2}$$

其中，E_{LO} 和 E_{Sig} 为振幅，ϕ_{LO} 和ϕ_{Sig} 分别为本地振荡器场和信号场的相位。对于拍频为 $\Delta\omega = \omega_{Sig} - \omega_{LO}$ 的强本振场（$E_{LO} \gg E_{Sig}$），瞬时场振幅可近似表示为

$$|E_{tot}(t)| \approx E_{LO} + E_{Sig}\cos(\Delta\omega t + \Delta\phi), \tag{3}$$

其中，$\Delta\phi = \phi_{Sig} - \phi_{LO}$ 为相位差。在该共振区，AT 分裂与场振幅 $|E_{tot}(t)|$成正比。强本振场将原子偏置在特定的分裂宽度，而弱信号场则以拍频 $\Delta\omega$调制该分裂，调制振幅与 E_{Sig}成正比。这使得信号场振幅能够实现线性探测。

对于远离里德伯跃迁的场，原子响应由交流斯塔克位移决定，而交流斯塔克位移取决于总电场的平方，

$$\delta_{Stark}(t) = -\frac{1}{2}\alpha E_{tot}^2(t), \tag{4}$$

其中 α 是里德堡态的极化率。对快速载波振荡（$\sim \omega_{LO}$）进行时间平均后，平方场保留了缓慢变化的拍频包络，

$$E_{tot}^2(t) \approx \frac{E_{LO}^2}{2} + \frac{E_{Sig}^2}{2} + E_{LO}E_{Sig}\cos(\Delta\omega t + \Delta\phi). \tag{5}$$

在这一色散区，原子对总电场呈现非线性二次响应。斯塔克位移会以拍频 $\Delta\omega$ 调制电磁感应透明 透射。关键的是，式（5）中的拍频幅度与乘积 $E_{LO}E_{Sig}$ 成正比。这表明，强本振场会将微弱信号的贡献放大 E_{LO}/E_{Sig} 倍（相对于对 E_{Sig}^2 的直接探测），从而提供实现高灵敏度探测所需的外差增益。

在两种区制中，外差探测机制均基于同一原理：本地振荡器与信号场之间的拍频会在角拍频 $\Delta\omega$ 处产生随时间变化的原子响应。这对应于可测量的调制频率 Δ_{beat} =$\Delta\omega/2\pi$。由于 Δ_{beat} （通常为几十 kHz）比电磁感应透明线宽（$\Gamma_{EIT} \sim$ MHz）低几个数量级，原子能够绝热地跟随瞬时场包络。因此，可以使用锁相放大器或频谱分析仪，直接从探测光透射中提取拍频信号。这实现了相敏外差探测，同时保留信号场的振幅和相位。通过同时工作于近共振 Autler–Townes 分裂区和远失谐交流斯塔克位移区，我们的方法实现了最高达 3 GHz 的连续频率覆盖范围。这种双区方法将共振探测的高灵敏度与非共振工作的宽带宽相结合，为宽带射频场传感提供了一个多功能平台。

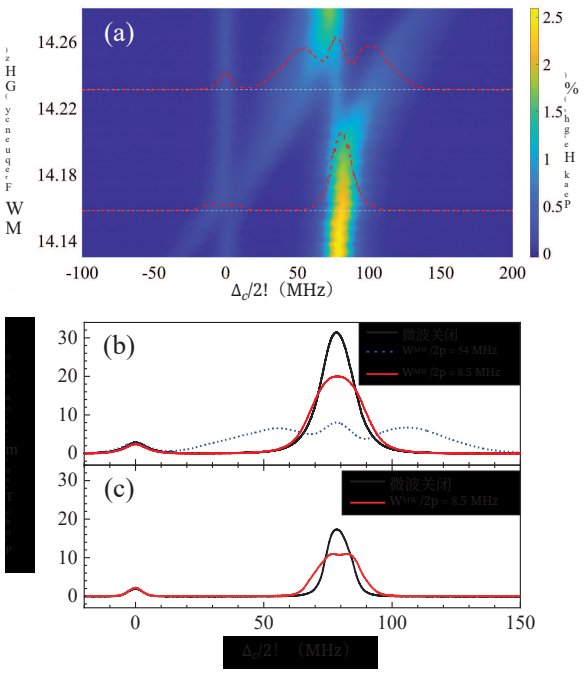

图 2. 里德伯-EIT 光谱的 Autler-Townes劈裂。（a）对于 $|53D\rangle \rightarrow |54P_{3/2}\rangle$ 跃迁，电磁感应透明透射随耦合激光失谐和微波频率的变化。该面板还显示了与 14.231 GHz 和 14.153 GHz 共振微波频率对应的谱线。（b）固定微波频率为 14.231 GHz 时的电磁感应透明和 Autler–Townes 分裂光谱。观测到 54 MHz 的劈裂，对应于 12 mV/cm 的电场强度。红色实线表示 1.8 mV/cm（$\Omega_{MW}/2\pi = 8.5$ MHz）的场强，此时劈裂无法分辨。（c）将探测激光强度降低 5 倍后获得的光谱。该调整降低了电磁感应透明线宽的功率展宽，使得 1.8 mV/cm 的电场得以分辨。

III. 结果

A. Autler–Townes 分裂分析

为了建立施加的微波功率与电场强度之间的关系，我们使用 Autler–Townes 分裂进行了校准测量。图 2 展示了扫描耦合激光频率穿过里德伯跃迁时获得的透射光谱。耦合失谐 $\Delta_c/2\pi$ 通过已知的 $|53D_{3/2}\rangle$and $|53D_{5/2}\rangle$ 态之间 78.3 MHz 的精细结构分裂进行校准。微波频率在从 $|53D\rangle$ 到 $|54P_{3/2}\rangle$ 的跃迁范围内进行扫描。在 14.231 GHz 和 14.153 GHz 处观察到共振，分别对应于 $|53D_{5/2}\rangle \rightarrow |54P_{3/2}\rangle$ and $|53D_{3/2}\rangle \rightarrow |54P_{3/2}\rangle$ 跃迁。图中还显示了与这些共振微波频率相关的谱线。这些共振之间相差 78 MHz，与 $|53D\rangle$ 态的精细结构分裂一致。喇叭天线产生的估计功率为图 2(a) 约为 15 分贝毫瓦。

为准确确定与该功率对应的电场强度，我们研究了共振频率下随功率变化的 Autler–Townes 分裂。图 2(b) 展示了在微波频率固定为 14.231 GHz 时测得的不同微波功率下的里德伯电磁感应透明-阿特勒-汤斯光谱。我们利用公式 (1)，根据测得的分裂确定有效拉比频率和电场强度。例如，蓝色虚线所示曲线的 Autler–Townes 分裂为 54 MHz，对应的拉比频率为 $\Omega_{MW}/2\pi = 54$ MHz。根据$|53D_{5/2}\rangle \rightarrow |54P_{3/2}\rangle$ 径向矩阵元，并假设克莱布施-戈丹系数为 1，可得场强为 12 mV/cm。微波功率降低 16 dB 后，电场强度降至 1.8 mV/cm，此时分裂无法分辨（红色实线）。由于喇叭天线倾斜或旋转，微波场矢量相对于激光偏振包含多个分量，使原子跃迁变得复杂。这些混合矢量分量同时激发电磁感应透明和 Autler–Townes 通道，导致观测光谱中出现共振的叠加。一个意外峰归因于未受扰动的电磁感应透明通道，表明光场与微波场之间的偏振匹配并不理想。文献 [6] 中也讨论过类似现象。

功率依赖测量确立了 Autler–Townes 分裂与场强之间的直接关系，从而能够进行定量测量。微波电场强度的分辨率本质上受电磁感应透明线宽的限制。最初，在没有微波场时测得的线宽（半高全宽）为 13 MHz（如图 2(b) 中的黑线所示），对应的最小可探测场约为 $\Omega_{MW}/2\pi = 13$ MHz。为提高灵敏度，我们将探测激光强度降低了 5 倍，从而抑制功率展宽 [27, 31]。在这些优化条件下，最小可探测微波拉比频率提高至约 $\Omega_{MW}/2\pi = 8.5$ MHz。这对应于 1.8 mV/cm 的电场强度，其功率水平与图 2(b) 中红线所示相同。值得注意的是，降低探测激光功率未必能改善性能，因为这可能会过度削弱电磁感应透明峰。因此，在随后进行双音外差检测时，我们保留了原始探测激光功率（降低五倍之前的功率），以最大化拍频信号。尽管优化电磁感应透明激光功率至关重要，但全面研究这一问题超出了本研究的范围，仍有待未来工作开展。

B. 双音外差探测

虽然 AT分裂技术能够实现低至数mV/cm的微波电场测量，但可检测的频率范围从根本上受到里德堡电磁感应透明线宽的限制。为克服这一局限—

制，我们采用了由强本地振荡器（LO）场和弱信号场组成的双音微波方案。这种外差方法利用两个微波场之间的干涉，在近共振 AT 区域产生由公式（3）描述的拍频信号，并在远失谐 AC 斯塔克位移区域产生由公式（5）描述的拍频信号。通过里德伯EIT检测这些拍频信号，与传统的 AT 劈裂测量相比，可获得更高的灵敏度。图3(a)和图3(b)显示了在 $\Delta_{beat} = 7$ kHz处清晰的拍频振荡，这些振荡由LO场和信号场在 ~14.231 GHz处的干涉产生。光谱扫描速率设定为几Hz，确保其相对于拍频足够缓慢，从而能够准确分辨这些振荡。

为表征双音响应，我们系统地改变了本振场和信号场的功率，如图 3 所示。图 3(a) 展示了在信号场固定为 1.9 mV/cm 时，里德堡 EIT 光谱中拍频信号随本振场强变化的情况（从上到下分别为 12、9.7、7.7 mV/cm）。相反，图 3(b) 展示了在本振场固定为 9.7 mV/cm 时，响应随信号场强变化的情况（分别为 1.9、1.1、0.61 mV/cm）。如图 3(a) 所示，本振场强足以诱发 Autler–Townes 分裂。相比之下，信号场保持足够弱，以避免扰动这一分裂，如图 3(b) 所示。因此，信号场仅用于增强拍频信号的振幅，而不改变其底层缀饰态结构。这些实验中的所有场强均使用单音微波 AT 劈裂进行校准。

为进行定量分析，我们将耦合激光调谐至 AT 共振，此时拍频信号达到最大值。随后，使用示波器（R&S RTO64）的快速傅里叶变换（FFT）功能监测拍频信号。图 3(c) 显示了检测到的探测光透射的 FFT，其中心频率为 $\Delta_{beat} = 50$kHz。在最右侧面板中，对应于 -50 dB（信号场强为 6.1 μV/cm），拍频信号的信噪比（SNR）为 16 dB。我们的双音配置能够在不扰动原子能级的情况下精确检测弱场。基于这一能力，下一小节将展示如何扩展这种外差方法，从而实现对宽微波频谱的连续可调检测。

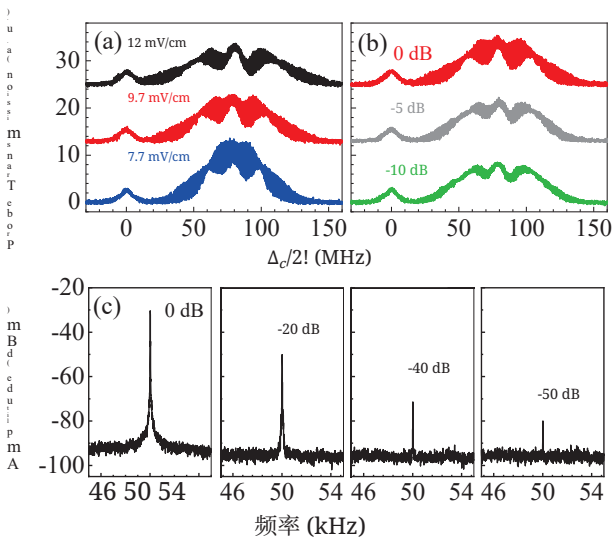

图 3. 在不同场强下测得的带有拍频信号的里德堡EIT光谱。(a) 拍频信号光谱随本振场强的变化，信号场强固定为 1.9 mV/cm。(b) 拍频信号光谱随信号场强的变化，本振场强固定为 9.7 mV/cm。在这些测量中，拍频设为 $\Delta_{beat} = 7$ kHz，以确保拍频信号清晰分辨。(a) 中的图例表示本振场强，(b) 中的图例表示信号场的相对强度，其中 0 dB 对应于由 Autler–Townes 分裂确定的 1.9 mV/cm。(c) 不同信号场强下探测光透射的 FFT。这些拍频测量是在探针和耦合激光频率固定的条件下进行的。拍频固定为 $\Delta_{beat} = 50$ kHz。最右侧面板中，估算的信号场强为 6.1 μV/cm，对应的拍频信号信噪比为 16 dB。

C. 频率与动态范围扩展

为评估双音系统的探测带宽，我们表征了拍频信号响应随两个微波场之间频率失谐的变化。图4(a)展示了双音外差探测的可探测信号频率范围。在这些测量中，本振场频率固定在里德伯跃迁共振处（$|53D_{5/2}\rangle \rightarrow |54P_{3/2}\rangle$，14.231 GHz），同时改变信号场频率，以产生拍频 Δ_{beat}，范围从 5 kHz 到 6 MHz。本振场和信号微波场的强度分别保持在 9.7 和 1.9 mV/cm。结果证实，基于里德堡EIT的外差探测方案在一定频率范围内保持稳健响应。我们观察到，拍频低于 100 kHz 时，信噪比几乎保持恒定。测量频率低至 5 kHz，但这并不代表探测下限的基本极限。根据观察到的衰减趋势，我们估计探测带宽上限约为 6 MHz，超过这一频率后，拍频信号将接近噪声底。该上限由EIT系统的瞬态响应时间决定，其量级为数个 μs [29]。这一响应时间取决于原子相干衰减率，而原子相干衰减率源于原子碰撞和自然线宽等内禀退相干过程。

干涉信号取决于拍频，而本振场的绝对频率决定里德堡系统表现出共振 Autler–Townes 分裂还是失谐交流斯塔克位移。我们通过扫描本振场频率，同时保持拍频为 $\Delta_{beat} = 50$ kHz 不变，验证了这一频率响应，如图 4(b) 所示。零失谐（0 MHz）定义为

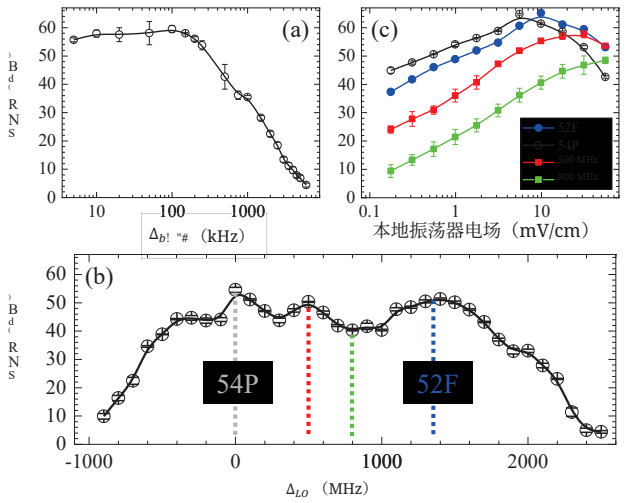

FIG. 4. （a）不同拍频下的拍频信噪比， Δ_{beat} . 在较高的 Δ_{beat} 下，信号衰减表明可检测到的最大频率差约为 6 MHz。(b) 本振场频率以 $\Delta_{beat} = 50$ kHz 变化时的可检测范围。将失谐 0 MHz 定义为从 $|53D_{5/2}\rangle$ 到 $|54P_{3/2}\rangle$的跃迁频率。结果显示，可检测调谐范围为 3 GHz（信噪比 $\geq$ 10 dB），而高灵敏度范围几乎恒定，为 2.2 GHz（信噪比$\geq$ 40 dB）。(c) 拍频信噪比随本振场强的变化关系。共振AT跃迁（$54P$ 和 $52F$）与AC斯塔克跃迁（相对于 $54P$ 态失谐 500 MHz 和 800 MHz）对应的最佳本振场强有所不同。

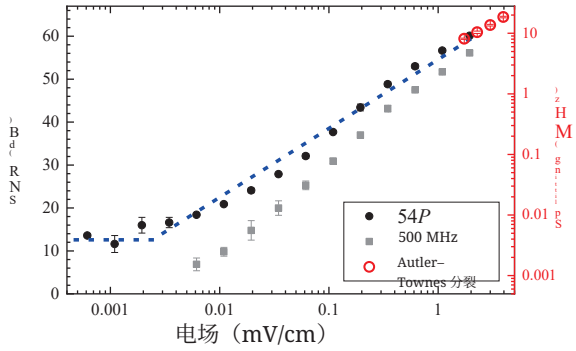

图 5. 拍频信噪比随信号电场强度的变化关系。黑色圆点对应共振AT跃迁（$54P$），灰色方块表示AC斯塔克跃迁（相对于 $54P$ 态失谐 500 MHz）。电场强度根据测得的AT分裂得出（右侧坐标轴），并以红色实心圆点标示。

$|53D_{5/2}\rangle$ 至 $|54P_{3/2}\rangle$ 跃迁频率（14.23 GHz）。当失谐设置为 $+1360$MHz 时，本振场频率接近 $|53D_{5/2}\rangle$ 至 $|52F\rangle$ 跃迁，频率为 15.59 GHz。结果表明，可检测的最大频率调谐范围高达 3 GHz，且信噪比高于 10 dB；高灵敏度工作范围约为 2.2 GHz，在此范围内信号功率超过 40 dB。我们观察到，在距离每个跃迁共振约 ±800MHz 的失谐处，信号呈对称衰减：相对于 $|54P_{3/2}\rangle$ 红失谐，以及相对于$|52F\rangle$蓝失谐。本振场频率位于两个态之间，使两种跃迁均能在失谐区间对信号产生贡献。这种方法保持了灵敏度，并避免了信号持续衰减。

此外，外差里德伯原子传感器的性能取决于对本振场功率的优化，以在提供足够耦合强度和检测交流斯塔克位移之间取得平衡。为确定最佳工作条件，我们系统地表征了不同频率区间中信号响应随本振场强的变化，如图 4(c) 所示。微波场设定为四种不同频率：分别与 $|54P_{3/2}\rangle$ 和 $|52F\rangle$ 跃迁共振，以及相对于 $|54P_{3/2}\rangle$失谐 500 MHz 和 800 MHz，同时保持拍频恒定为 50 kHz。共振AT跃迁（黑色和蓝色圆圈）以及失谐的交流斯塔克区间（红色和绿色圆圈）的信号强度均随本振场功率增加而增强。然而，两者所需的最佳功率存在显著差异。共振AT跃迁在较低本振功率下即可达到最佳信号强度，因为其性能最终受功率展宽（$\propto \Omega_{MW}$）限制，从而导致信号对比度和频谱分辨率下降。相比之下，失谐的交流斯塔克区间处于远失谐极限，此时交流斯塔克位移随$\propto E^2/\Delta_{LO}$ 变化，且不会出现显著的功率展宽。因此，按照式（5）的估算，该区间的信号强度会随着本振场功率提高而持续增强。随着场诱导能级位移增大，拍频信噪比会在某一最佳功率水平达到最优，其强度比共振AT区域高 15 dB。因此，共振区受展宽限制，而失谐区则因功率提升而增强。

采用这种双音外差探测方案，我们测量了拍频信噪比随信号电场强度变化的关系，如图 5 所示。黑色圆点对应共振原子梯级跃迁（$54P$），其优化后的本振场强为 5.5 mV/cm；灰色方块则表示 AC 斯塔克跃迁（相对于 $54P$ 态失谐 500 MHz），其优化后的本振场强为 17 mV/cm。电场强度（右轴）由测得的 Autler–Townes 分裂推算得出，红色圆点标示了该分裂。我们观察到，共振原子梯级跃迁的最小可探测场为 2.4 μ V/cm，对应于在 10 Hz 分辨率带宽下 760 nV/cm/$\sqrt{}$ Hz 的灵敏度。在非共振 AC Stark 区域，最小可探测场为 6.1 μV/cm，相应的灵敏度为 1.9 μV/cm/$\sqrt{}$Hz。根据这些测量结果，当前装置的动态范围约为 60 dB。采用单个微波场，并利用 Autler–Townes 分裂区中最高达 55 mV/cm 的场强，动态范围还可进一步扩展至约 90 dB。这种兼具高灵敏度和扩展动态范围的

特性使双音外差法成为一种多功能工具，可在宽广的场强范围内进行精密电测量

IV. 结论

本研究全面探讨了基于里德堡原子的微波电场传感，显著拓展了原子接收器的能力。我们表征了单个微波场诱导的 Autler–Townes 分裂，并建立了一种自校准光谱方法，可同时确定谐振频率和电场强度。为进一步提升灵敏度，我们采用了双音外差探测方案。通过系统优化本地振荡器频率、拍频和场功率，该方案实现了 2.4 μ V/cm 的最小可探测场，灵敏度为 760 nV/cm/$\sqrt{\text{Hz}}$。通过结合标准 Autler–Townes 分裂与外差探测，我们的系统实现了高达 90 dB 的动态探测范围，以及 3 GHz 的宽调谐范围（SNR$\geq$ 10 dB）。这些技术共同满足了频谱监测、电磁兼容性测试和精密计量等实际应用的性能要求。

致谢

本研究由中国台湾国家科学及技术委员会资助，资助项目编号为 113-2112-M- 110-010 和 114-2112-M-110-005。

[1]C. S. Adams、J. D. Pritchard 和 J. P. Shaffer，里德伯原子量子技术，《物理学杂志 B：原子、分子与光学物理》53，012002（2019）。[2] B. Liu、L. Zhang、Z. Liu、Z. Deng、D. Ding、B. Shi 和 G. Guo，基于里德伯原子的电场测量与应用，《电磁科学》1，1（2023）。[3] Y. Jiao、L. Hao、X. Han、S. Bai、G. Raithel、J. Zhao 和 S. Jia，利用铯弗洛凯态进行基于原子的射频场校准和偏振测量，Phys. Rev. Appl. 8，014028（2017）。[4] S. A. Miller、D. A. Anderson 和 G. Raithel，蒸气池中的射频调制里德伯态，《新物理学杂志》18，053017（2016）。[5] C. G. Wade、N. ˇSibali´c、N. R. de Melo、J. M. Kondo、C. S. Adams 和 K. J. Weatherill，利用原子光学荧光进行实时近场太赫兹成像，《自然光子学》11，40（2017）。[6] J. A. Sedlacek、A. Schwettmann、H. K¨ubler 和 J. P. Shaffer，在蒸气池中利用铷里德伯原子进行基于原子的矢量微波电测量，Phys. Rev. Lett. 111，063001（2013）。[7] M. T. Simons、A. H. Haddab、J. A. Gordon 和 C. L. Holloway，基于里德伯原子的混频器：测量射频波的相位，Applied Physics Letters 114，114101（2019）。[8] A. K. Robinson、N. Prajapati、D. Senic、M. T. Simons 和 C. L. Holloway，利用基于里德伯原子的传感器确定射频源的到达角，Applied Physics Letters 118，114001（2021）。[9] N. Schlossberger、R. Talashila、N. Prajapati 和 C. L. Holloway，在玻璃蒸气池中通过里德伯原子荧光成像检测驻波射频波的到达角，Phys. Rev. Appl. 24，024056（2025）。[10] C. L. Holloway、J. A. Gordon、A. Schwarzkopf、D. A. Anderson、S. A. Miller、N. Thaicharoen 和 G. Raithel，通过电磁感应透明和里德伯原子中的 Autler-Townes劈裂实现亚波长成像与场映射，Applied Physics Letters 104，244102 (2014)。[11] S. Li, J. Yuan, L. Wang, L. Xiao, and S. Jia，通过微波辅助电磁诱导透明光谱测量 ^{85}Rb P 和 F-系列的量子亏 defect，《Results in Physics》29，104728（2021）。[12] X.-H. Liu, K.-Y. Liao, Z.-X. Zhang, H.-T. Tu, W. Bian, Z.-Q. Li, S.-Y. Zheng, H.-H. Li, W. Huang, H. Yan, and S.-L. Zhu，原子蒸气池中的连续频率微波外差探测，《Phys. Rev. Appl.》18，054003（2022）。[13] J. A. Sedlacek, A. Schwettmann, H. K¨ubler, R. L¨ow, T. Pfau, and J. P. Shaffer，利用明亮原子共振在蒸气池中通过里德伯原子进行微波电测量，《Nature Physics》8，819（2012）。[14] A. Chopinaud and J. Pritchard，里德堡原子微波传感器的最优态选择，《Phys. Rev. Appl.》16，024008（2021）。[15] M. T. Simons, J. A. Gordon, C. L. Holloway, D. A. An-derson, S. A. Miller, and G. Raithel，通过频率失谐提高利用里德伯原子的电磁诱导透明和 Autler-Townes劈裂进行电场测量的灵敏度，《Applied Physics Letters》108，174101（2016）。[16] F.-D. Jia, X.-B. Liu, J. Mei, Y.-H. Yu, H.-Y. Zhang, Z.-Q. Lin, H.-Y. Dong, J. Zhang, F. Xie, and Z.-P. Zhong，辅助微波场缀饰里德伯原子量子微波电测量的跨度偏移与扩展，《Phys. Rev. A》103，063113（2021）。[17] M. Jayaseelan, A. P. Rotunno, N. Prajapati, S. Berweger, A. B. Artusio-Glimpse, M. T. Simons, and C. L. Hol-loway，双音射频场缀饰里德伯原子的电磁诱导透明光谱，《Phys. Rev. A》108，033712（2023）。[18] C. L. Holloway, N. Prajapati, A. B. Artusio-Glimpse, S. Berweger, M. T. Simons, Y. Kasahara, A. Al`u, and R. W. Ziolkowski，利用开口环谐振器增强基于里德伯原子的电场传感，《Applied Physics Letters》120，204001（2022）。[19] J. Bai, Y. Jiao, Y. He, R. Song, J. Zhao, and S. Jia，铯冷里德伯气体三光子激发的Autler-Townes劈裂，

《光学快报》30，16748（2022）。[20] M. Jing, Y. Hu, J. Ma, H. Zhang, L. Zhang, L. Xiao, and S. Jia，基于微波缀饰里德堡光谱学的原子超外差接收机，《Nature Physics》16，911（2020）。[21] S. Ren, Y. Tang, C. Yang, H. Zhou, and S. Wang，基于里德堡原子超外差结构的动态解分析与应用研究，《光学快报》32，42397（2024）。[22] Y. Liang, Q. Wang, Z. Wang, S. Guan, P. Yang, Y. Zhang, J. He, P. Zhang, G. Li, and T. Zhang，腔增强型里德堡原子超外差接收机，《光学快报》33，13034（2025）。[23] J. Hu, H. Li, R. Song, J. Bai, Y. Jiao, J. Zhao, and S. Jia，利用里德伯原子进行连续可调射频电测量，《Applied Physics Letters》121，014002（2022）。[24] Y. Shi, C. Li, K. Ouyang, W. Ren, W. Li, M. Cao, Z. Xue, and M. Shi，塞曼效应下基于里德伯原子的微波混频接收机的可调频率，《光学快报》31，36255（2023）。[25] M. T. Simons, A. B. Artusio-Glimpse, C. L. Holloway, E. Imhof, S. R. Jefferts, R. Wyllie, B. C. Sawyer, and T. G. Walker，连续射频电场通过相邻里德堡共振调谐进行探测，《物理评论A》104，032824（2021）。[26] D. H. Meyer、P. D. Kunz 和 K. C. Cox，0 至 20 GHz 波导耦合里德堡频谱分析仪，Phys. Rev. Appl. 15，014053（2021）。[27] H.-J. Su、J.-Y. Liou、I.-C. Lin 和 Y.-H. Chen，优化热蒸气中的里德伯EIT光谱，《光学快报》30，1499（2022）。[28] H.-J. Su、J.-Y. Liou、I.-C. Lin 和 Y.-H. Chen，光泵浦对高对比度里德堡电磁诱导透明的影响，《应用物理杂志》132，244401（2022）。[29] Y.-C. Chen、S.-C. Fang、H.-J. Su 和 Y.-H. Chen，利用塞曼效应和斯塔克效应，通过里德堡电磁诱导透明进行电场传感，《应用物理杂志》138，094501（2025）。[30] N. ˇSibali´c、J. D. Pritchard、C. S. Adams 和 K. J. Weatherill，ARC：用于计算碱金属里德堡原子性质的开源库，《计算机物理通讯》220，319（2017）。[31] B.-H. Wu、Y.-W. Chuang、Y.-H. Chen、J.-C. Yu、M.-S. Chang 和 I. A. Yu，研究多普勒展宽里德堡原子系综时的增强光谱轮廓，《科学报告》7，9726（2017）。