

基于平行板谐振器的量子微波电场测量技术*

武博 林沂[†] 吴逢川 陈孝樟 安强 刘焱 付云起

(国防科技大学电子科学学院电子科学系, 长沙 410073)

(2022 年 8 月 5 日收到; 2022 年 10 月 8 日收到修改稿)

基于 Rydberg 原子的量子微波测量技术具有自校准、可溯源、高灵敏度的显著优点, 针对如何提高量子微波测量灵敏度的问题, 本文从经典电磁理论出发, 提出一种终端短路的 $1/4$ 波长平行板传输线谐振器电场局域增强结构. 运用场路结合的分析方法以及等效电路方法, 求解平行板传输线谐振器结构端口的反射系数为 0.91; 利用场的分析方法推导出端口电场强度随时间变化的解析表达式, 进行时域分析, 绘制了平行板传输线谐振器端口的电场强度瞬态响应曲线, 得出平行板传输线谐振器建立稳态的时间为 10 ns. 研究表明, 随着平行板间距的减小, 电场强度增强倍数迅速升高, 功率密度压缩能力大幅提升. 利用 $|69D_{5/2}\rangle$ 实验验证了该结构在 2.1 GHz 可实现 25 dB 的电场强度增强. 本文的研究工作有望在原子测量能力基础上进一步提高测量灵敏度, 推动量子微波测量技术的实用化发展.

关键词: 原子传感器, 量子传感, Rydberg 原子, 平行板传输线谐振器**PACS:** 42.60.Da, 07.07.Df, 42.81.Pa, 84.40.-x**DOI:** 10.7498/aps.72.20221582

1 引言

基于 Rydberg 原子的量子微波测量技术是一种新型的微波测量技术, 通过将微波场强信息转化为高精度的原子谱线信号, 实现电磁波信号的测量与信息获取^[1-3]. 该技术具有自校准和可溯源的显著优点^[4], 基于 Rydberg 原子的量子微波测量研究最早可追溯到法国科学家 Haroche^[5] 提出的基于单原子的微波单光子非破坏高灵敏测量, 相关工作获得 2012 年诺贝尔物理学奖, 但是, 该系统要求在真空、超低温的环境下工作, 因此其应用场景受到限制. 2012 年, 美国俄克拉荷马大学的 Shaffer 团队^[6] 利用 Rydberg 原子的电磁诱导透明 (electromagnetically-induced transparency, EIT) 和奥特勒-汤斯 (Autler-Townes, AT) 分裂效应测量微波电场强度, 测量灵敏度为 $30 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$, 这种电场强度测量可在室温、开放的环境中进行, 测

量值直接溯源至基本物理常数, 实现自校准, 而且丰富的原子能级使得该测量方法可用于宽频谱微波信号的测量. 鉴于量子微波测量技术的突出优点, 美国国防高级研究计划局 (DARPA) 及军方大力资助美国陆军研究实验室开展基于 Rydberg 原子的量子微波测量技术研究. 2018 年, 美国陆军研究实验室公开了电小尺度原子传感器的研究成果^[7], 结果表明工作频率为 10 MHz 时, 采用 3.5 cm 原子气室探头的量子微波接收机通信容量比采用 7 cm 传统天线的经典接收机通信容量高 4 个数量级, 而且工作频率越低, 通信容量提高越明显. 后续研究人员将 Rydberg 量子传感器的应用拓展到调幅信号^[8-10]、调频信号^[11]、脉冲响应特性^[12]、调相信号^[13]、立体声播放器^[14] 以及一体化集成探头^[15,16] 等.

特别地, 研究人员已从理论上证明其灵敏度极限高达 -220 dBm/Hz ($10 \text{ pV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$)^[17], 远超经典接收机灵敏度极限 -174 dBm/Hz (室温)^[8], 同

* 国家自然科学基金 (批准号: 61901495, 12104509) 和国防科技大学科研计划 (批准号: ZK19-20, ZK20-13) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: linyi_886@163.com

时学者们围绕如何提高灵敏度的实验测量值提出解决思路. 2020 年, 山西大学贾锁堂等^[18]采用空间超外差的方法将灵敏度提高到 ($55 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$); 2022 年, 中国科学院武汉物理与数学研究所刘红平等^[19]通过对激光、微波的综合参数优化, 进一步将灵敏度提高到 -158 dBm/Hz ($12.5 \text{ pV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$). 受限于原子相互作用、原子多普勒偏移、激光散粒噪声等因素, 基于 Rydberg 原子的量子微波灵敏度测量能力尚未达到经典接收机水平^[20]. 为了在现有量子测量能力基础上进一步提高灵敏度, 从经典电磁理论出发, Holloway 等^[21]提出集成缝隙结构的原子气室, 在很小的空间内将入射的电场强度进行放大, 将电场强度放大 18.6 倍 (25 dB), 但此结构加工制作较为复杂. 在此基础上, 该团队进一步提出利用开口谐振环结构实现入射微波场的谐振增强^[22]. 2022 年, 美国国家标准与技术研究院 (NIST) Holloway 等^[23]将原子射频接收器的灵敏度提升了两个数量级, 在 1.3 GHz 频率处利用开口谐振环实现 100 倍增强, 但未对开口谐振环电场局域增强结构分析. 同年, 国防科技大学付云起等^[24]提出使用加载介质的矩形谐振腔来提升微波电场测量灵敏度, 在 9.925 GHz 频率处电场增强因子为 15.

本文基于平行板传输线谐振器 (parallel plate transmission line resonator, PPTLR) 理论, 提出一种终端短路的 $1/4$ 波长 PPTLR 的电场局域增强结构, 并用场路结合的分析方法以及等效电路方法求解 PPTLR 结构端口的反射系数; 利用场的分析方法推导出端口的电场强度表达式, 进行时域分析, 提升原子气室中激光束路径的电场强度. 仿真、理论和实验结果验证了该结构对电场的局域增强能力.

2 PPTLR 电场局域增强结构的设计仿真与原理分析

2.1 PPTLR 结构设计仿真

本文所设计的 PPTLR 电场局域增强结构如图 1 所示, 设计思路来源于 $1/2$ 波长开路传输线谐振器, 其特性是在开路端的阻抗为无穷大, 入射波和反射波的电压等幅同相叠加, 电场强度达到极大值. 同时根据阻抗变换原理, $1/2$ 波长开路传输线谐振器可用终端短路的 $1/4$ 波长传输线谐振器等

效, 谐振器的尺寸进一步缩减至 $1/4$ 波长^[25]. 结合 Rydberg 原子传感器需要两束激光相向照射原子气室的工作条件, 采用平行板传输线进行谐振器的光束无遮挡设计. PPTLR 长 $l_0 = 28 \text{ mm}$, 宽为 $w_0 = 0 \text{ mm}$, 平行板间距为 $h_0 = 10 \text{ mm}$, 铯原子气室放于 PPTLR 开路端口处. 由于 PPTLR 末端具有较大的端面电容, 末端电流不为零, 使得 PPTLR 的有效长度增强, 28 mm 长度的 PPTLR 近似等效实现 $1/4\lambda$ 的理想 PPTLR.

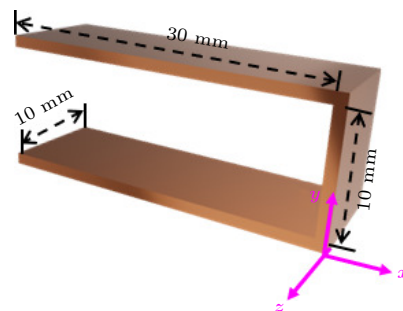


图 1 PPTLR 电场局域增强结构仿真示意图

Fig. 1. PPTLR electric field local enhancement structure simulation.

平面波沿 x 轴方向入射, 电场极化方向平行于 y 轴, 电场强度为 1 V/m , 在开路的中心位置设定电场探针监测点以观察电场强度变化. 电场探针监测点处电场强度随频率变化的仿真曲线如图 2 所示, 当不加铯原子气室时工作频率在 2.16 GHz 处, 电场强度为 20.46 V/m , 与入射平面波 (1 V/m) 相比, 该结构使得电场强度被增强放大 26 dB ($20\lg 20.46$). 实际使用时加上 10 mm 长的立方体铯原子气室, 由于气室玻璃有一定厚度 (约 1 mm), 相对介电常数 ϵ_r 设置为 3, 导致结构的有效长度增

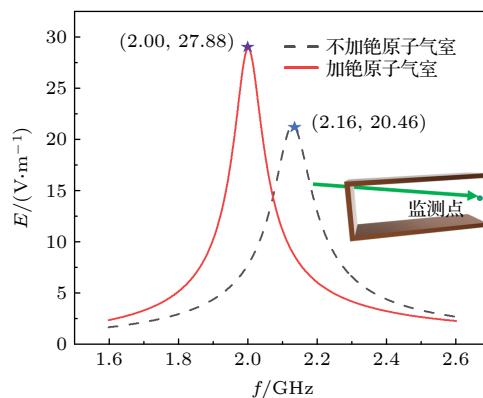


图 2 观测点电场强度随频率的变化

Fig. 2. Variation of electric field intensity at observation point with frequency.

长, 结构的谐振频率降低为 2.00 GHz, 电场增强为 27.88 V/m. 进一步结合实际情况考虑, 原子气室的玻璃壁常用的材料包括石英玻璃、派克斯 (Pyrex) 玻璃和硼硅玻璃等, 相对介电常数 ϵ_r 在 2—5 之间. 图 3 绘制了不同相对介电常数气室壁时, 观测点电场强度随频率的变化曲线, 不难看出随着铯原子气室壁的相对介电常数 ϵ_r 增加, 偏差 0.5 会带来谐振频率 50 MHz 的偏差. 图 4 是不同 PPTLR 长度 l_0 时观测点电场强度随频率的变化曲线, 通过仿真发现偏差 1 mm 会带来 55 MHz 的频率偏移. 电场探针监测点所在平面的二维电场分布如图 5 所示, 可见电场被局域在开路位置处. 激光束路径上的电场强度均匀性是设计谐振增强结构需要考虑的重要因素, 其会影响 EIT 光谱的线宽, 进而影响量子微波测量灵敏度. 图 6 展示了激

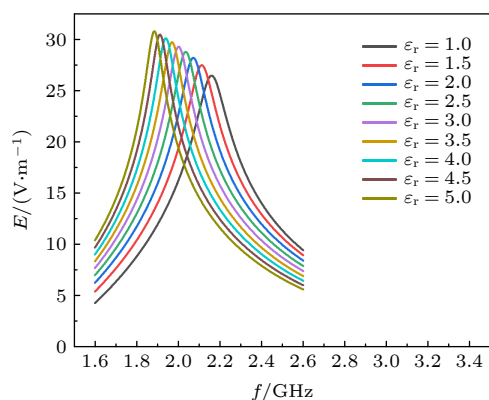


图 3 不同相对介电常数 ϵ_r 气室壁时, 观测点电场强度随频率的变化

Fig. 3. Variation of electric field intensity with frequency at the observation points in different walls of the dielectric constant ϵ_r cell.

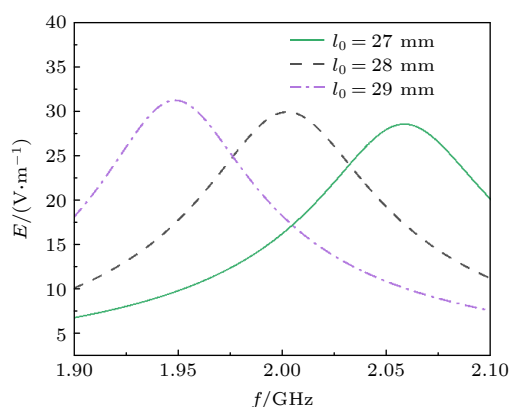


图 4 不同 PPTLR 长度 l_0 时, 观测点电场强度随频率的变化

Fig. 4. Electric field intensity as a function of frequency at the observation point in different PPTLR length l_0 .

光束路径上的电场强度分布, 电场探针监测点的电场强度最高, 为 20.46 V/m, 原子气室的边缘处电场强度降低至 16.78 V/m. 这是由于平行板传输线的边缘效应引起电场强度的降低, 可通过增大平行板传输线的窄边长度来进一步提高激光束路径上的电场强度均匀性.

平行板间距是影响电场增强倍数的重要因素, 通过 2.2 节的平行板谐振腔理论分析, 不难得到电场强度随平行板间距变化曲线 (图 7), 发现平行板

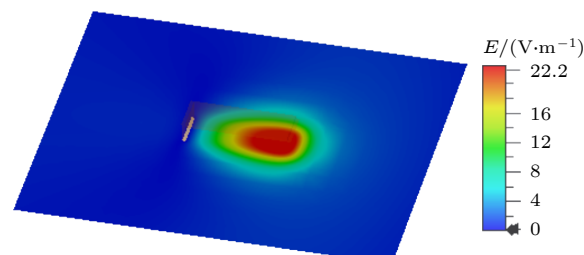


图 5 电场分布

Fig. 5. Distribution of electric field.

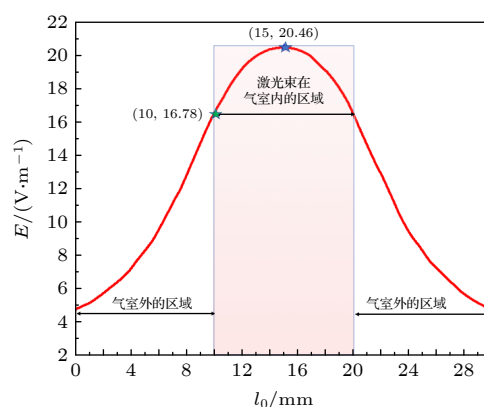


图 6 激光束路径上的电场强度

Fig. 6. Electric field strength in the path of the laser beam.

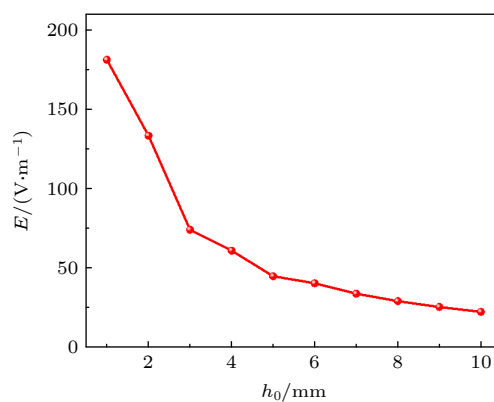


图 7 观测点电场强度随平行板间距的变化

Fig. 7. Electric field intensity at the observation point with the height of the gap between parallel plates.

间距越小, 电场强度越大. 当平行板间距为 1 mm 时, 电场增强放大约 181 倍 (45 dB). 结合实验室测试条件, 原子气室尺寸为 1 cm³, 本文选择平行板间距为 10 mm 的 PPTLR 进行加工测试.

2.2 PPTLR 结构原理

2.2.1 PPTLR 结构端口的反射系数

对于平面波照射的 PPTLR 结构, 只考虑照射 PPTLR 结构端口的部分平面波, 可以把平面波源等效为电压源 U_0 与内阻 $R_1 = 377 \Omega$ 串联结构; 由于平行板传输线的开路端出现过剩电荷、电流以及辐射能量, 开路端口由一个等效电容表征, 即电场激励出电荷形成开路电容; PPTLR 结构有电流流过, 结构周围伴随磁场, 有磁场就有磁通. 根据电感的定义 (电感为磁通比电流), 故 PPTLR 有电感并联; 所用导体并不是理想导体, 会有电阻存在; 由于尾部短接, 所以是电感与开路端口的电容并联, PPTLR 结构可以等效为 R_0, L_0, C_0 并联的终端短路谐振电路^[26]. 图 8(a) 是平面波经过空气照射到填充气室的 PPTLR 的示意图, 图 8(b) 是平面波照射 PPTLR 的并联等效电路.

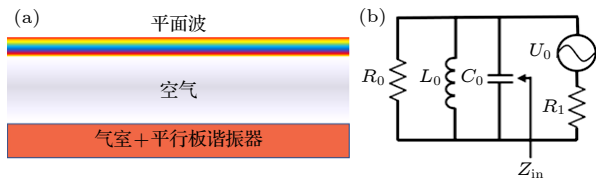


图 8 (a) 平面波照射 PPTLR 的示意图; (b) 平面波照射 PPTLR 的并联谐振等效电路

Fig. 8. (a) Schematic diagram of plane wave irradiating PPTLR; (b) parallel resonant equivalent circuit of plane wave irradiating PPTLR.

根据传输线理论, 得到 PPTLR 结构端口的反射系数 Γ 为

$$\Gamma = (Z_{in} - R_1) / (Z_{in} + R_1), \quad (1)$$

式中, Z_{in} 为该等效电路的输入阻抗, R_1 为空气的阻抗. 短路的 $1/4$ 波长传输线谐振器的输入阻抗为^[26]

$$Z_{in} = \frac{R_1}{\alpha l + j(2n-1)\pi\Delta\omega/(2\omega_0)}. \quad (2)$$

这里, α 为衰减常数, l 为谐振长度, $\Delta\omega$ 是半功率带宽边频与中心谐振频率之差, ω 是结构的谐振频率. 等效电路电阻为

$$R_0 = R_1 / (\alpha l); \quad (3)$$

等效电路电容为

$$C_0 = (2n-1)\pi / (4\omega R_1); \quad (4)$$

等效电路电感为

$$L_0 = 1 / (\omega^2 C_0). \quad (5)$$

2.2.2 PPTLR 结构端口的电场强度

设 PPTLR 结构的长度为 $1/4$ 波长, 平面波入射端口的反射系数为 Γ . 使用多次反射理论模型来分析 PPTLR 结构端口的电场强度问题. 设入射波为平面波电场振幅 E_0 , 谐振频率为 ω , 波速为 k , 只讨论垂直入射情况, 垂直入射的平面波在 PPTLR 结构中往返一次的相移为 2π , l_0 为 PPTLR 结构的长度. 当入射波平面波持续地入射到 PPTLR 中, 入射的平面波 E_1 为

$$E_1 = E_0 e^{-i\omega t} e^{-ikz}. \quad (6)$$

在终端短路处, 反射波 E_2 为

$$E_2 = -E_0 e^{-i\omega t} e^{ikz}. \quad (7)$$

在入射端开路处, 反射波 E_3 为

$$E_3 = -\Gamma e^{ik2l_0} E_0 e^{-i\omega t} e^{-ikz}. \quad (8)$$

由此可得, 在 PPTLR 结构入射端口中往返叠加 m 次的总场强 E 为

$$E = -2iE_0 e^{-i\omega t} \sin kz \sum_{m=0}^{\infty} (-\Gamma e^{ik2l_0})^m, \quad (9)$$

又因为 $l_0 = \lambda/4$, 近似为

$$E = \frac{2E_0}{1 - |\Gamma|}. \quad (10)$$

对 (10) 式进行可视化, 如图 9 所示, 随着反射系数 Γ 从 0 增加到 0.8, 电场强度缓慢增加, Γ 从 0.80 增加到 0.99, 电场强度急剧上升. 由此可知,

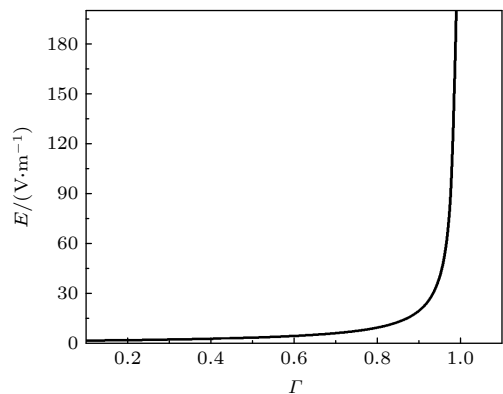


图 9 激光束路径上的电场强度

Fig. 9. Electric field strength in the path of the laser beam.

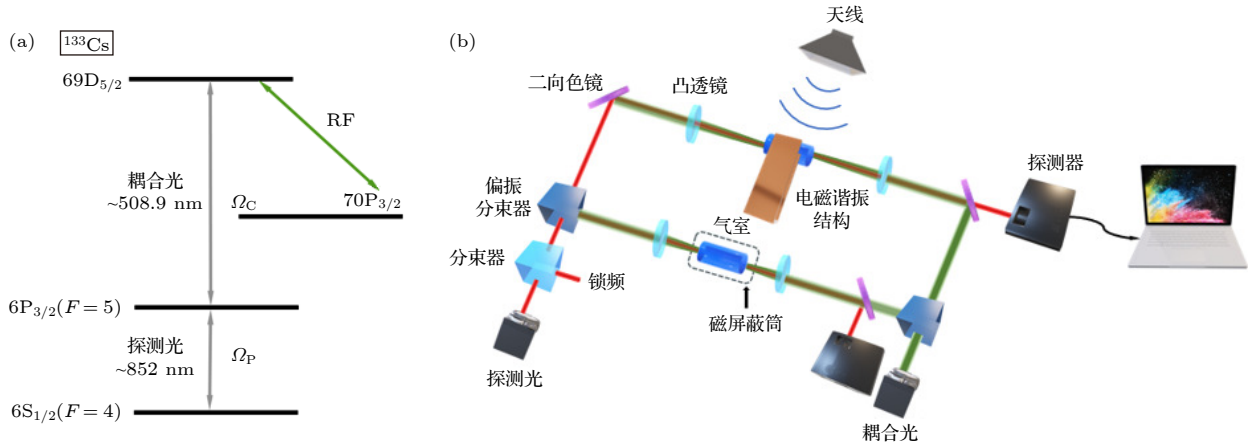


图 10 (a) 能级示意图; (b) 实验装置图

Fig. 10. (a) Cesium atomic energy level diagram; (b) overview of the experimental setup.

要想获得较大的放大倍数, 需要设计较大反射系数的 PPTLR.

3 实验系统及测量结果

双光子激发 Rydberg 态的 EIT 能级图和测试系统分别如图 10(a) 和图 10(b) 所示. 在图 10(a) 中使用 ^{133}Cs 原子作为被激发的碱金属原子, 基态为 $|6S_{1/2}, F=4\rangle$, 第一激发态为 $|6P_{3/2}, F=5\rangle$, $|69D_{5/2}\rangle$ 和 $|70P_{3/2}\rangle$ 为 Rydberg 态. 通过一束波长为 852 nm 的激光共振激发, 这束被铯原子吸收的光称为探测光, 其功率为几十毫瓦; 一束约为 509 nm 的激光将原子从 $|6P_{3/2}, F=5\rangle$ 激发到 Rydberg 态 $|69D_{5/2}\rangle$, 用于将原子激发到 Rydberg 态的激光称为耦合光, 其功率为几十微瓦. 射频微波作用于 $|69D_{5/2}\rangle \rightarrow |70P_{3/2}\rangle$ 跃迁, 由于 $|69D_{5/2}\rangle \rightarrow |70P_{3/2}\rangle$ 有很大的跃迁偶极距, 因此其具有对微波场的高灵敏响应特性, 其中 Ω_P 和 Ω_C 分别是探测光的拉比频率与耦合光的拉比频率. 图 10(b) 测试系统主要包括原子传感器, 光学读出, 激光系统以及微波系统这四部分. 铯原子气室为 1 cm^3 的正方体, 壁厚 1 mm, 原子气室经过双脊喇叭天线的微波场照射, 铯原子通过 852 nm 弱探测光和 509 nm 的强耦合光共振激发到 Rydberg 态, 实现与微波电场的共振强相互作用, Rydberg 原子与微波电场的相互作用通过 EIT 效应传递到探测光的吸收谱里, 最终通过光电探测器把光信号转换为电信号读出.

PPTLR 电场局域增强结构实物图如图 11 所示. 用轻质的聚甲基丙烯酸酞胺 (PMI) 泡沫作为

支撑结构使得铜箔能够贴附于内侧, 其材料特性与空气近似; 铜箔折叠构成 PPTLR 电场局域增强结构, 铯原子气室放置 PPTLR 电场局域增强结构前端, 探测光与耦合光相向作用铯原子气室, 整体构成原子传感器部分.

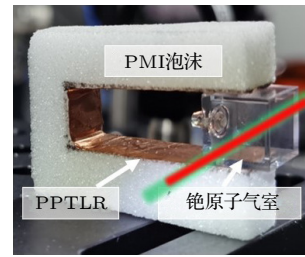


图 11 PPTLR 电场局域增强结构

Fig. 11. PPTLR electric field local enhancement structure.

本文使用饱和吸收光谱法实现探测光稳频, 使探测光频率锁定在 $|6S_{1/2}(F=4)\rangle \rightarrow |6P_{3/2}(F=5)\rangle$ 的共振频率上, 同时, 在 $|6P_{3/2}\rangle \rightarrow |69D_{5/2}\rangle$ 共振频率附近扫描耦合光, 光电探测器接收探测光, 将光信号转化为电信号导入控制器, 得到 EIT 光谱. 这样 Rydberg 原子对外加电磁场的响应就可以通过探测光的光强变化直接反映在光电探测器上.

4 讨论

当平行板波导长 28 mm, 宽 10 mm, 传输线高度为 10 mm 时, 铯原子气室放于 PPTLR 开路端口处. 此时 PPTLR 的特性阻抗可由 Eastwave FDTD 软件仿真得到近似为 $130\ \Omega$, 结合 (1) 式计算得到入射端口的反射系数为 0.91. 在 East FDTD 激

励源中设置单频连续波, 可得瞬态响应曲线 (图 12). 当入射波叠加 m 次后达到稳定, 此时 PPLTR 建立稳态的时间定义为^[26]

$$\tau_0 = \frac{2ml_0}{c} = \frac{2Q}{\omega}, \quad (11)$$

$$Q = \omega/B, \quad (12)$$

其中, τ_0 为建立稳态的时间, Q 为 PPTLR 的品质因数, c 为光速, ω 为谐振频率, B 为 PPTLR 的半功率宽度.

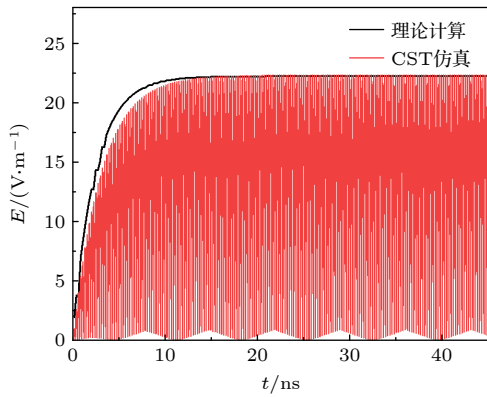


图 12 PPTLR 的瞬态响应曲线

Fig. 12. Transient response curve of PPTLR.

从图 12 可以看出建立稳态时间大约为 10 ns, 图 2 中带宽为 104.4 MHz, 可计算出品质因数 Q 为 10, τ_0 为 9.58 ns, 理论计算与仿真相符. 达到稳态时电场强度稳定在 22 V/m 与后期实测结果一致, 验证了仿真与理论的正确性.

室温下强耦合光和弱探测光共同作用铯原子, 降低了铯原子对探测光的吸收, 产生 EIT 效应, 在 EIT 光谱上可获得探测光的透射峰, 如图 13(a) 所示. 通过扫描 2.0—2.2 GHz 观察分裂宽度何时最大来确定结构的谐振频率为 2.1 GHz, 与仿真存在差异是因为铯原子气室壁的相对介电常数与结构长度是不可控因素, 均存在误差. 在此基础上, 施加 2.1 GHz 的微波场驱动 $|69D_{5/2}\rangle$ 到 $|70P_{3/2}\rangle$ 的共振跃迁, 探测光的吸收受到相长干涉, 产生 AT 分裂, EIT 透射峰分裂成为两个透射峰, 获得 EIT-AT 谱, 如图 13(b) 所示. 分裂的频率间隔 Δf 对应共振 Rabi 频率 $\Omega_M = 2\pi \Delta f$ ^[4], Rabi 频率为

$$\Omega_M = \mu E/\hbar, \quad (13)$$

其中, E 是电场强度; \hbar 是普朗克常数; μ 是微波对应的跃迁电偶极矩 (可通过理论计算获得), 本文

为 $3222ea_0$ (e 代表电子电荷量, a_0 代表玻尔半径). 根据 EIT-AT 谱测量得到 AT 分裂间隔 Δf , 计算待测微波场的电场强度为

$$E = \frac{\hbar}{\mu} \Omega_M = 2\pi \frac{\hbar}{\mu_M} \Delta f. \quad (14)$$

实验中双脊喇叭天线产生频率为 2.1 GHz, 功率分别为 0 dBm 与 -25 dBm 的微波信号, 通过双脊喇叭天线照射原子气室, 原子气室距离双脊喇叭天线为 0.3 m. 如图 13(b) 所示, 在未加载 PPTLR 局域增强结构、喇叭馈入功率为 0 dBm 时, 通过 EIT-AT 光谱读出分裂间隔为 12.784 MHz (根据 (14) 式计算对应的电场幅度为 33.1 V/m); 在加载 PPTLR 局域增强结构、喇叭馈入功率为 -25 dBm 后, EIT-AT 光谱有相同的分裂间隔. 此外, 在加载 PPTLR 局域增强结构后对信号源进行 25 dBm 的衰减, 发现可以得到相同的分裂间隔 (对应相同的可探测电场强度), 所以加载 PPTLR 电场局域增强结构提供 25 dB 的电场增强倍数, 实验测试结果 (25 dB) 与仿真结果存在差异的主要原因是加工误差和测试误差.

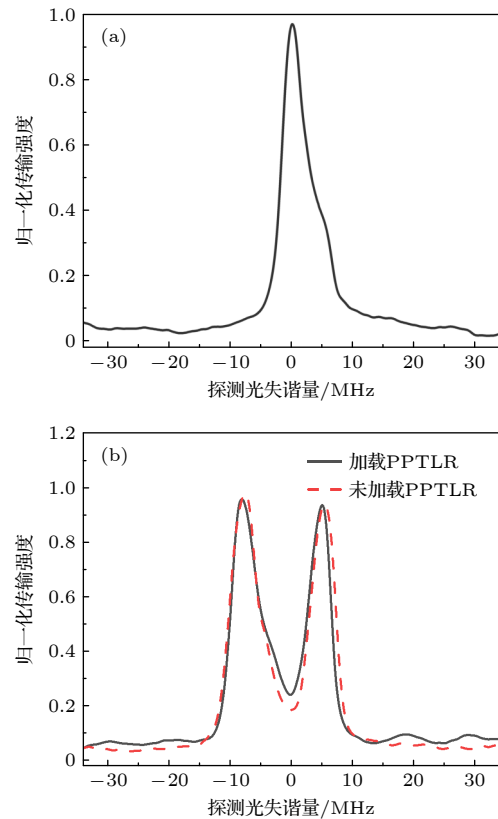


图 13 归一化光谱图 (a) EIT 谱; (b) EIT-AT 分裂谱

Fig. 13. Normalized spectrograms: (a) EIT spectrum; (b) EIT-AT split spectrum.

5 结 论

针对如何提升 Rydberg 原子探测灵敏度的问题, 相较于目前已有的量子微波测量领域的电场局域增强技术, 本文给出了详细的理论和仿真分析. 运用场路结合的方法, 对 PPTLR 进行时域分析, 绘制了单频连续波入射的瞬态响应曲线, 提出了加载 PPTLR 电场局域增强结构的方法. 通过仿真分析平行板间距与 PPTLR 电场局域增强结构开路端口中心点的电场强度关系, 得出随着平行板间距减小, 电场强度增大、功率密度聚焦能力增强的结论. 选用 $|69D_{5/2}\rangle$ 对 2.1 GHz 的电磁场进行探测, 利用谐振区的 EIT-AT 效应测量了 2.1 GHz 电磁波的增强倍数, 实验结果表明在加载 PPTLR 局域增强结构后, 电场强度增强倍数可以达到 25 dB. 在此基础上, 未来将针对 PPTLR 局域增强结构的带宽、品质因数以及可调谐等问题继续开展研究.

感谢山西大学物理电子工程学院景明勇的讨论.

参考文献

- [1] Joshua A G, Christopher L H, Andrew S, Dave A A, Stephanie M, Nithiwadee T, Georg R 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 1683
- [2] Fu Y Q, Lin Y, Wu B, An Q, Liu Y 2022 *Journal of Radio Wave Science* **37** 279 (in Chinese) [付云起, 林沂, 武博, 安强, 刘焱 2022 电波科学学报 **37** 279]
- [3] Zhou Y L, Yan D, Li W 2022 *Phys. Rev. A* **105** 053714
- [4] Christopher L H, Matt T S, Joshua A G, Andrew D, David A A, Georg R 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 717
- [5] Ansari R, Giraud-Héraud Y, Tran Thanh Van J 1996 *Dark Matter in Cosmology Quantum Measurements Experimental Gravitation* (Vol. 91) (Atlantica Séguier Frontières) p341
- [6] Jonathon A S, Arne S, Harald K, Robert L, Tilman P, James P S 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [7] Cox K C, Meyer D H, Fatemi F K 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 110502
- [8] Kai Y, Sun Z S, Miao R Q, Lin Y, Liu Y, An Q, Fu Y Q 2022 *Chin. Opt. Lett.* **20** 081203
- [9] Meyer D H, Cox K C, Fatemi F K 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 211108
- [10] Otto J S, Hunter M K, Kjærgaard N 2021 *J. Appl. Phys.* **129** 154503
- [11] Anderson D A, Sapiro R E, Raithel G 2021 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **69** 2455
- [12] Wu F C, Lin Y, Wu B, Fu Y Q 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 207402 (in Chinese) [吴逢川, 林沂, 武博, 付云起 2022 物理学报 **71** 207402]
- [13] Yao J W, An Q, Zhou Y L, Yang K, Wu F C, Fu Y Q 2022 *Optics Lett.* **47** 5256
- [14] Christopher H, Mathew S, Abdulaziz H H, Joshua A G, David A A, Georg R, Steven V 2021 *IEEE Anten. Propag. Magaz.* **63** 63
- [15] Mao R Q, Lin Y, Kai Y, An Q, Fu Y Q 2022 *IEEE Anten. Wire. Propag. Lett.* 3212057
- [16] Lin Y, Wu F C, Mao R Q, Yao J W, Liu Y, An Q, Fu Y Q 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 170702 (in Chinese) [林沂, 吴逢川, 毛瑞祺, 姚佳伟, 刘焱, 安强, 付云起 2022 物理学报 **71** 170702]
- [17] David H M, Christopher O B, Donald P F, Kevin C C, Paul D K 2021 *Phys. Rev. A* **104** 043103
- [18] Jing M Y, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2020 *Nature Physics*. **16** 911
- [19] Cai M H, Xu Z S, You S H, Liu H P 2022 *Photonics*. **9** 250
- [20] Quantum-Apertures DARPA <https://www.darpa.mil/program/quantum-apertures> [2021-05-20]
- [21] Anderson D A, Paradis E G, Raithel G 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 073501
- [22] Anderson D A, Raithel G A, Paradis E G 2019 *US Patent* 10823775 B2 [2019-06-20]
- [23] Holloway C L, Prajapati N, Artusio-Glimpse A, Samuel B, Matthew T S, Yoshiaki K, Andrea A, Richard W Z 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 204001
- [24] Wu B, Lin Y, Liao D, Liu Y, An Q, Fu Y Q 2022 *Elec. Lett.* **58** 914
- [25] Ida N 2000 *Engineering Electromagnetics* (Berlin: Springer) p20
- [26] Guo Y F 2009 *M. S. Thesis* (Beijing: Institute of Electrics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [郭艳芳 2009 硕士学位论文 (北京: 中国科学院电子学研究所)]

Quantum microwave electric field measurement technology based on enhancement electric filed resonator^{*}

Wu Bo Lin Yi[†] Wu Feng-Chuan Chen Xiao-Zhang
An Qiang Liu Yi Fu Yun-Qi

(Department of Electronic Science, College of Electronic Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 5 August 2022; revised manuscript received 8 October 2022)

Abstract

Rydberg atoms based quantum microwave measurement technology has significant advantages such as self-calibration, traceability, high sensitivity and stable uniformity of measurement. In this work, from the dimension of traditional electromagnetic theory, an electric field local enhancement technique for quantum microwave measurements is developed to improve the sensitivity of quantum microwave receiver. The theoretical basis of this method comes from the different mechanisms of realization of microwave reception in quantum microwave receivers and classical receiver. Classic receivers use antennas to collect microwave energy in space to signal reception; quantum microwave receivers measure the strength of the electric field in the path of a laser beam in an atomic gas chamber (the beam is about 100 μm in diameter) to realize the signal reception. Therefore, the sensitivity of quantum microwave receiver can be improved by increasing the electric field strength in the path of laser beam. The critical physical mechanism is the multi-beam interference at the open end and the short-circuited end of the structure. The results show that with the decrease of gap height of parallel plates, the enhancement factor of electric field strength increases rapidly and the power density compression capability is greatly improved. The $|69\text{D}_{5/2}\rangle$ experiments verify that the structure can achieve a 25 dB electric field enhancement at 2.1 GHz. This research is expected to be helpful in improving the sensitivity of measurement based on atomic measurement capabilities and in promoting the practical development of quantum microwave measurement technology.

Keywords: atomic sensors, quantum sensing, Rydberg atoms, enhancement electric filed resonator

PACS: 42.60.Da, 07.07.Df, 42.81.Pa, 84.40.-x

DOI: 10.7498/aps.72.20221582

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61901495, 12104509) and the Scientific Research Project of National University of Defense Technology, China (Grant Nos. ZK19-20, ZK20-13).

[†] Corresponding author. E-mail: linyi_886@163.com

基于平行板谐振器的量子微波电场测量技术

武博 林沂 吴逢川 陈孝樟 安强 刘熒 付云起

Quantum microwave electric field measurement technology based on enhancement electric field resonator

Wu Bo Lin Yi Wu Feng-Chuan Chen Xiao-Zhang An Qiang Liu Yi Fu Yun-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 034204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221582

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221582>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

极端条件下的金刚石自旋量子传感

Diamond spin quantum sensing under extreme conditions

物理学报. 2022, 71(6): 066101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212072>

金刚石氮空位中心自旋量子调控

Quantum control of nitrogen-vacancy center in diamond

物理学报. 2018, 67(12): 120302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180755>

基于金刚石氮-空位色心的温度传感

Temperature sensing with nitrogen vacancy center in diamond

物理学报. 2022, 71(6): 060302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211822>

基于Rydberg原子的超宽频带射频传感器

Broadband Rydberg atom-based radio-frequency field sensor

物理学报. 2018, 67(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172636>

Λ 型三能级原子与两个谐振器的量子相位门

Quantum phase gate on a single superconducting Λ -type three-level and two superconducting resonators

物理学报. 2018, 67(17): 170302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180830>

金刚石表面纳米尺度水分子的相变观测

Phase transition observation of nanoscale water on diamond surface

物理学报. 2022, 71(6): 067601 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211348>