

基于原子的射频识别标签近场散射场矢量测量

任盛源^{1, 2, 3}, 景明勇^{1, 2}, 张好^{1, 2}, 王晓波^{1, 2, 3}, 张临杰^{1, 2*}

1. 山西大学激光光谱研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006
2. 极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006
3. 山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006

摘要 基于原子的时间/频率、长度以及磁场、微波电场等方面的量子精密测量近年来引起广泛关注。里德堡原子作为微波精密测量工具, 具有可溯源性好、空间分辨率高以及探测灵敏度高优势。通过室温铯里德堡原子的电磁诱导透明光谱特征分析实现了微波电场矢量空间高分辨测量。利用铯原子蒸气池中共线的耦合光和探测光形成了 $6S_{1/2}-6P_{3/2}-51D_{5/2}$ 的阶梯型三能级系统, 5.365 GHz 微波电场将诱导相邻里德堡态 $51D_{5/2}-52P_{3/2}$ 的共振跃迁, 导致阶梯型三能级系统的电磁诱导透明光谱发生 Autler-Townes 分裂。通过计算光谱的分裂间隔可得到可溯源至普朗克常数的微波电场强度, 微波电场测量的空间分辨率达到 $1/31$ 被测微波波长。特别是提出一种新的微波电场极化方向测量方法, 解决了基于里德堡原子进行微波电场极化方向测量时无法分辨互补角的问题。通过对射频识别标签的近场散射场进行矢量测量, 实现了标签角度的有效识别, 角度分辨率达到 1.64° , 测量结果与有限元分析方法仿真结果吻合地很好。该研究对于微波电场空间高分辨成像、射频识别标签的设计和识别以及电磁兼容测试等方面具有重要价值。

关键词 里德堡原子; 电磁诱导透明; 矢量测量; 射频识别标签; 散射场

中图分类号: O433.1 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2022)01-0298-06

引言

实现微波电场近场特征空间高分辨测量对芯片级辐射源以及集成电路的电磁兼容(EMC)测试领域具有重大的意义, 在通信、国防以及生物医学等领域也具有重要应用。近年来射频识别(RFID)技术已广泛应用于道路收费系统(ETC)、物联网中的货物识别追踪以及各种门禁系统等, 针对 RFID 标签散射电场的近场高分辨测量可以为射频标签的设计和性能测试提供必要的技术支持。

随着天线技术的不断进步, 微波电场空间测量的分辨率不断提高^[1-3], 其中 Uchida 等在 2011 年研制的一种用于印刷电路板近场辐射测量的微孔芯片探头, 可实现 $72 \mu\text{m}$ 的空间分辨率^[3]。但是基于电偶极天线的微波电场测量由于金属导体的天线会导致微波电场的扰动, 特别是近场测量中将带来极大的测量不确定度, 天线几何尺寸相对较大无法实现亚波长的微波电场空间分辨率, 以及偶极天线需要进行校准等问题都限制了电偶极天线在空间高分辨测量领域的应用。

近年来, 基于原子的长度、时间以及磁场等物理量的量子精密测量已经取得了重要的进展。里德堡原子由于轨道半径大并具有很大的电偶极矩, 因此对电场非常敏感。2012 年, Shaffer 等证明了基于里德堡原子的微波电场测量可实现溯源至普朗克常数的精密测量, 与基于传统电偶极天线的微波电场测量方法相比, 基于里德堡原子的微波电场测量已经能够以 $30 \mu\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 的灵敏度, 实现 $8 \mu\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 的电场强度测量^[4]。2017 年 Kumar 和 Fan 等通过马赫-曾德尔干涉仪和平衡零拍探测技术将测量的最小电场强度减小为 $1 \mu\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$, 灵敏度提高到 $5 \mu\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ ^[5]。同时 2017 年 Shaffer 等利用频率调制光谱技术使其灵敏度进一步优化为 $3 \mu\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ ^[6]。2020 年本小组实现的里德堡原子微波超外差接收机, 获得了 $55 \text{nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 的微波探测灵敏度^[7]。在微波电场空间高分辨测量方面, 2012 年 Bohi 和 Treutlein 研究了基于热原子蒸气池的二维微波场成像技术, 其空间分辨率达到了 $350 \mu\text{m}$, 并提出通过使用微型蒸气池阵列, 有望达到微米级的空间分辨率^[8]。Holloway 等在 2014 年进行了微波电场场强一维亚波长成像

收稿日期: 2020-12-08, 修订日期: 2021-03-26

基金项目: 国家重点研发计划项目(2017YFA0304203), 国家自然科学基金项目(61827824), 电子信息控制重点实验室开放基金项目资助

作者简介: 任盛源, 1995 年生, 山西大学物理电子工程学院硕士研究生 e-mail: 1292407456@qq.com

* 通讯作者 e-mail: zlj@sxu.edu.cn

实验, 实现了约 $100 \mu\text{m}$ 的空间测量分辨率^[9], Fan 等也在 2014 年对场强二维成像进行了研究, 在 6.9 GHz 微波频率下, 其空间测量分辨率达到了 $66 \mu\text{m}$ 左右, 通过使用目前更好的探测器和更小的蒸气池有望可以测得更小的电场强度 ($< 10 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1}$) 以及更高的空间分辨率 ($< 10 \mu\text{m}$)^[10]. 2013 年 Shaffer 等实现了基于里德堡原子微波电场极化方向的测量, 角度分辨率达到 0.5° , 但其测量方案无法实现互补角 θ 与 $\pi-\theta$ 的分辨^[11]. 本小组于 2017 年首次实现了射频识别标签散射场的近场测量, 实现了电场强度空间高分辨测量^[12].

本文基于铯里德堡原子电磁诱导透明(EIT)光谱, 提出了一种新的微波电场矢量场测量方法, 解决了微波电场极化方向测量中无法识别互补角的问题, 实现了射频识别标签散射场近场空间高分辨矢量测量, 其空间分辨率达到 $1/31$ 被测微波波长. 通过近场高分辨矢量场测量技术, 实现了 RFID 标签角度 $0-\pi$ 转动识别, 角度分辨率达到了 1.64° . 本文对于微波电场近场空间高分辨成像以及微波电场矢量测量等方面研究做出了重要的探索.

1 实验部分

图 1 为实验涉及的铯原子四能级系统图, 实验装置如图 2(a) 所示, 实验中两束激光在铯原子蒸气池内沿相反的方向传播且重合, 探测光通过原子蒸气池后进入光电探测器, 然后再连接至示波器, 示波器上即可以观察到里德堡原子 EIT

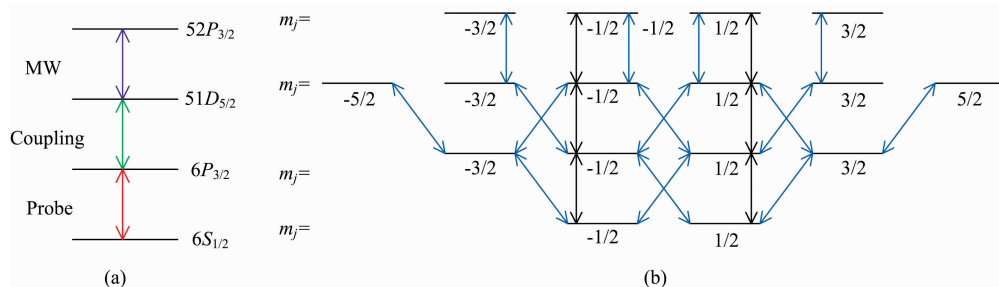


图 1 铯里德堡原子四能级系统

(a): 铯原子四能级系统图; (b): 各能级对应超精细能级, 为方便展示, $52P_{3/2}$ 态置于 $51D_{5/2}$ 态之上

Fig. 1 The four-level system of Cesium Rydberg atoms

(a): Four-level system diagram of cesium atom; (b): The hyperfine energy levels of $6S_{1/2}$, $6P_{3/2}$, $51D_{5/2}$ and $52P_{3/2}$. $52P_{3/2}$ state is shown above the $51D_{5/2}$ state for simplicity

在上述实验的基础上, 对图 2(b) 所示射频识别标签近场散射场进行矢量测量. 实验中将微波电场与两束激光的极化方向均设为 y 方向, 如图 2(a) 所示将该标签放置于铯原子蒸气池后 1 mm 的位置, 然后以 10° 的间隔将其逆时针旋转 180° , α 为标签转过的角度 [如图 2(b) 所示], 分别对不同 α 角度下的射频识别标签近场散射场进行矢量测量.

2 结果与讨论

无微波信号时, 系统为三能级系统, 此时探测光和耦合光将原子激发到里德堡态, 得到 EIT 信号, 如图 3(a) 所示.

光谱. 实验中耦合光和探测光的波长分别为 510 nm 和 852 nm , 功率分别为 13.6 mW 和 $41.2 \mu\text{W}$, 微波电场频率为 5.365 GHz , 与里德堡态 $51D_{5/2}-52P_{3/2}$ 跃迁以及实验被测射频识别标签的设计响应频率一致. 本实验中通过扫描探测激光光束的位置, 可以获得标签散射场不同空间位置处的场强和矢量信息, 探测光和耦合光的光束尺寸决定了测量的空间分辨率^[9-10]. 本实验中探测光和耦合光的光束直径为 1.8 mm , 被测微波波长 $\lambda_{\text{MW}} = 5.59 \text{ cm}$, 因此在本实验中, 通过扫描探测光和耦合光光束进行微波电场空间特征测量时可实现的空间分辨率达到 $\lambda_{\text{MW}}/31$. 实验所使用铯原子蒸气池为边长 30 mm , 壁厚 1.5 mm 的立方空心玻璃体, 其介电常数为 4.6 . 标签是边长为 22.5 mm 的方形标签, 其散射单元长 20 mm , 宽 1 mm , 附着在介电常数为 3.66 的介质基板 (罗杰斯 4350) 上. 铯原子蒸气池中心位置距喇叭天线口面 1.45 m , 满足微波电场辐射远场条件.

实验首先进行了无射频识别标签时微波电场极化方向的标定. 如图 2(a) 所示, 微波电场 E 沿 $-z$ 轴方向传输, 极化方向为 y 轴方向 [图 2(a) 中紫色箭头所示], 两束激光沿 x 轴方向相向传输, 且在 $y-z$ 平面内具有相同的极化方向 [分别如图 2(a) 坐标轴中红色与绿色箭头所示], 激光与微波电场极化方向之间的夹角 β 由 $\lambda/2$ 波片旋转激光的极化方向来改变, 实验中设定 β 在 $y-z$ 平面第一象限时为正 (+), β 在 $y-z$ 平面第二象限时为负 (-). 观察并记录里德堡原子 EIT-AT 光谱的变化.

辅助的无微波 EIT 系统 [参数设置未示出, 但类似于图 2(a) 中所示的设置] 使用与主设置相同的激光器. 由于 EIT 信号峰高对激光极化方向非常敏感, 因此辅助 EIT 信号 [图 3(a)] 被用作分析 EIT-AT 光谱特征的参考. 加入微波信号后, 取微波极化方向 y 轴作为量子化轴 q , 当 $\beta = 90^\circ$ 时, 系统的激发路径经历三能级和四能级系统, 两束激光驱动的是 σ^+ 和 σ^- 跃迁的叠加, 而微波驱动 π 跃迁, 如图 1(b) 蓝色箭头所示, 此时 EIT-AT 光谱如图 3(b) 所示; 当 $\beta = 0^\circ$ 时, 系统所有激发路径均经历四能级系统, 微波与两束激光都驱动 π 跃迁, 如图 1(b) 黑色箭头所示, 此时 EIT 信号最弱 [图 3(c)].

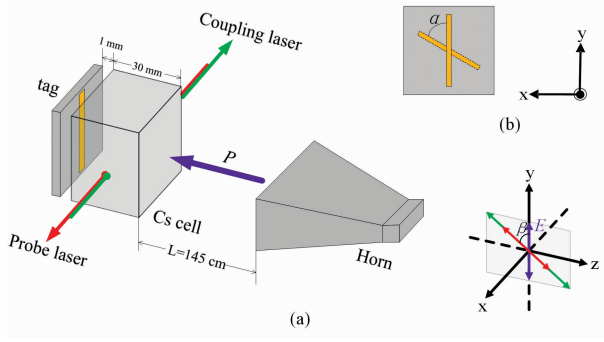


图 2 实验装置图

(a): 图中红色与绿色箭头分别表示探测激光与耦合激光的传输方向, 其极化方向分别对应坐标轴中红色与绿色箭头; P 表示微波电场传输方向, 其极化方向如坐标轴紫色箭头所示, β 为两束激光与微波电场极化方向之间的夹角; (b): 图中 α 为标签逆时针转过的角度

Fig. 2 The scheme of experiment setup

The red and green arrows in fig. (a) respectively indicate the propagation direction of the probe and coupling laser, and their polarization vector correspond to the red and green arrows in the coordinate axis respectively; P represents the propagation direction of microwave electric field, and its polarization direction is shown by the purple arrow on the coordinate axis. β is the angle between two laser beams and the polarization direction of microwave electric field. α in fig. (b) is the angle that the label rotates anticlockwise

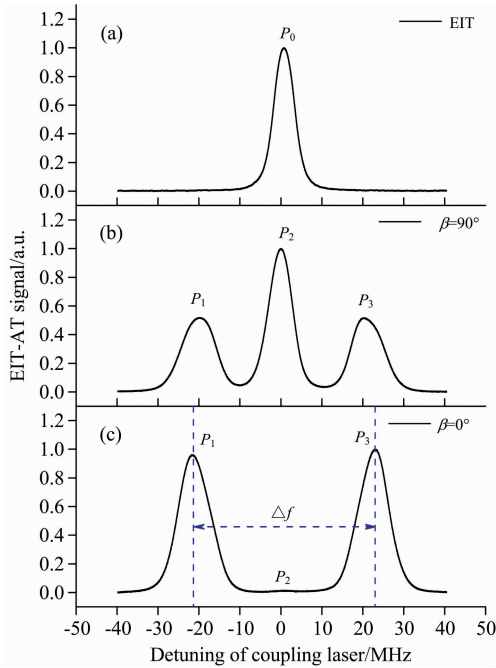


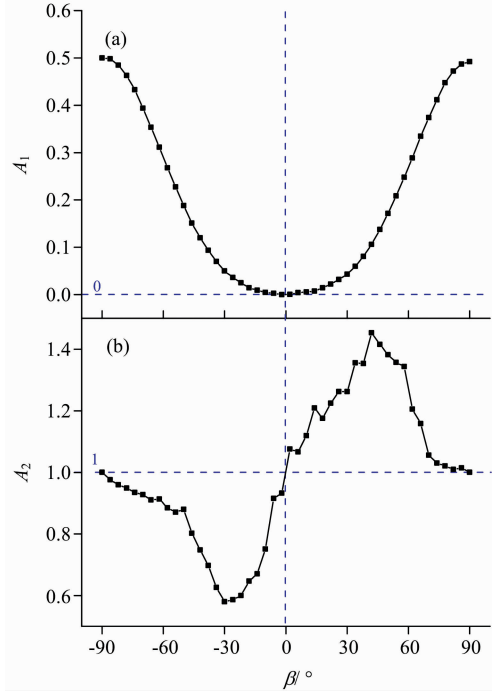
图 3 EIT-AT 光谱

(a): 无微波时的 EIT 信号; (b): 加入微波后, $\beta=90^\circ$ 时的 EIT-AT 信号; (c): $\beta=0^\circ$ 时的 EIT-AT 信号; P_0 , P_1 , P_2 和 P_3 分别为图中各个峰的峰高, Δf 为 P_1 和 P_3 分裂峰间隔

Fig. 3 EIT-AT spectra

(a): EIT transmission signal without microwave electric field; (b): The EIT-AT splitting spectrum when a microwave electric field is applied and $\beta=90^\circ$; (c): The EIT-AT splitting spectrum when a microwave electric field is applied and $\beta=0^\circ$; P_0 , P_1 , P_2 and P_3 are the peak heights of each peak in Fig. 3, and Δf is the split peak interval of P_1 and P_3

图 3 中 P_0 为无微波时 EIT 信号峰高, P_1 和 P_3 分别为加入微波信号后的 EIT-AT 左右分裂峰峰高, P_2 为 EIT 透射峰峰高, 横坐标为耦合光失谐, 纵坐标为归一化峰高。实验中 P_1 , P_2 , P_3 随 β 的变化而改变。对实验获得的 EIT-AT 光谱曲线进行 voigt 函数多峰拟合, 提取各峰峰高信息。

图 4 EIT-AT 光谱特征随 β 变化情况

(a): 图中 $A_1 = P_2/P_0$; (b): 图中 $A_2 = P_3/P_1$, 当 $\beta=0^\circ$ 时, $A_1=0$, 且 $A_2=1$; 当 $-90^\circ < \beta < 0^\circ$ 时, A_1 递减, $A_2 < 1$; 当 $0^\circ < \beta < 90^\circ$ 时, A_1 递增, $A_2 > 1$

Fig. 4 EIT-AT spectral characteristics change with β

(a): $A_1 = P_2/P_0$; b: $A_2 = P_3/P_1$. When $\beta=0^\circ$, $A_1=0$, and $A_2=1$; when $-90^\circ < \beta < 0^\circ$, A_1 decreases, $A_2 < 1$; when $0^\circ < \beta < 90^\circ$, A_1 increases, $A_2 > 1$

图 3 中纵坐标对应探测光透射光强 I , 这里考虑的是一个四能级原子系统, 这四个能级分别由拉比频率为 Ω_{21} , Ω_{32} 和 Ω_{43} 的探测光、耦合光以及微波场来耦合。探测光透射光强 $I^{[13]}$

$$I = I_0 e^{-\delta l} \quad (1)$$

式(1)中, I_0 为初始探测光强, l 为探测光传输距离, δ 为衰减系数

$$\delta = \chi_l k \quad (2)$$

$$\chi = -2N |d_{21}|^2 \rho_{21} / \hbar \epsilon_0 \Omega_{21} \quad (3)$$

$\rho_{21} =$

$$\frac{i\Omega_{21}/2}{\gamma_{21} - i\Delta_{21} + \frac{\Omega_{32}^2/4}{\gamma_{31} - i(\Delta_{21} - \Delta_{32}) + \frac{\Omega_{43}^2/4}{\gamma_{41} - i(\Delta_{21} - \Delta_{32} + \Delta_{43})}} \quad (4)$$

式中, k 为波矢, χ 为磁化率, χ_l 为 χ 的虚部, N 为原子数密度, d_{21} 为偶极矩阵元。 Δ_{21} , Δ_{32} 以及 Δ_{43} 分别代表探测光、耦

合光与微波场的失谐, γ 为对应的耗散项。 ρ_{21} 为密度矩阵元, 表示原子在能级间的跃迁概率, 探测光透射光强 I 。

为了对微波电场与两束激光极化方向之间的夹角 β 进行量化, 以辅助 EIT 信号峰高 P_0 作为参考基准, 引入参数 $A_1(\beta) = P_2/P_0$ 以及 $A_2(\beta) = P_3/P_1$ 。图 4 展示了 A_1 与 A_2 分别作为 β 的函数的曲线形式, 其可用作未知微波电场极化方向的标定。微波电场 E 在两束激光极化方向上的投影为 $E_{\parallel} = E \cos \beta$, 由 $T = 1 - (E_{\parallel}/E)^2 = 1 - (\cos \beta)^2 = (\sin \beta)^2$ ^[11] 可近似表示图 4(a) 所示曲线。当 $\beta = 0^\circ$ 时, $A_1 = 0$, 且 $A_2 = 1$; 当 $-90^\circ < \beta < 0^\circ$ 时, A_1 递减, $A_2 < 1$; 当 $0^\circ < \beta < 90^\circ$ 时, A_1 递增, $A_2 > 1$ 。由此可得: 当 $A_2 < 1$ 时, β 为负(-); 当 $A_2 > 1$ 时, 则 β 为正(+)。因此进行微波电场极化方向测量时, 根据实验所测参数 A_1 可首先确定两个微波电场极化方向 β 与 $-\beta$, 再由参数 A_2 与 1 之间的大小关系即可唯一确定微波电场极化方向 β , 解决了微波电场极化方向测量中无法识别互补角的问题。本实验方案首次对微波电场极化方向进行了量化标定, 完善了基于原子的微波电场极化方向测量。

图 5 为放置射频识别标签后, 不同 α 角度下的标签近场散射场矢量测量的结果。其中 (a) 为商用时域有限差分软件 CST 微波工作室的仿真结果, 铯原子蒸气池由平面波进行激

励, 仿真使用内置的时域求解器进行求解, 模型放置在精度为 -90 dB 的六面体网格上, 并进行自适应六面体网格细化。(b) 为实验结果。图 5(b) 中微波电场强度 E 与极化方向 β 为激光穿过位置处的标签散射场及入射场矢量和的结果, 射频识别标签反向散射场在水平方向的分量 $E_{\text{MW}}^x(x, y, z)$ 和垂直方向的分量 $E_{\text{MW}}^y(x, y, z)$ 如 (5) 和 (6) 式^[12] 所示, 其中 k 为比例系数, $E_i(x, y, z)$ 为标签的入射场强。

$$E_{\text{MW}}^x(x, y, z) = kE_i(x, y, z) \cos \alpha \cos \alpha \quad (5)$$

$$E_{\text{MW}}^y(x, y, z) = kE_i(x, y, z) \cos \alpha \sin \alpha \quad (6)$$

标签散射场电场强度 E 与实验中 EIT 光谱的 AT 分裂间隔 Δf 之间的关系如式 (7)^[14] 所示

$$|E| = 2\pi \frac{\hbar}{\delta_{\text{MW}}} \Delta f \quad (7)$$

式 (7) 中, \hbar 为普朗克常数, δ_{MW} 为微波电场对应的里德堡原子跃迁偶极矩, 本实验中 $\delta_{\text{MW}} = 1714.52ea_0$, 其中 e 为元电荷, a_0 为玻尔半径。根据光谱测量得到的 AT 分裂间隔 Δf , 就可计算出探测光所在铯原子蒸气池中央位置处的散射电场强度 E 。而散射场极化方向 β 则由实验中光谱特征 A_1 及 A_2 对照图 4 极化方向标定曲线得出。

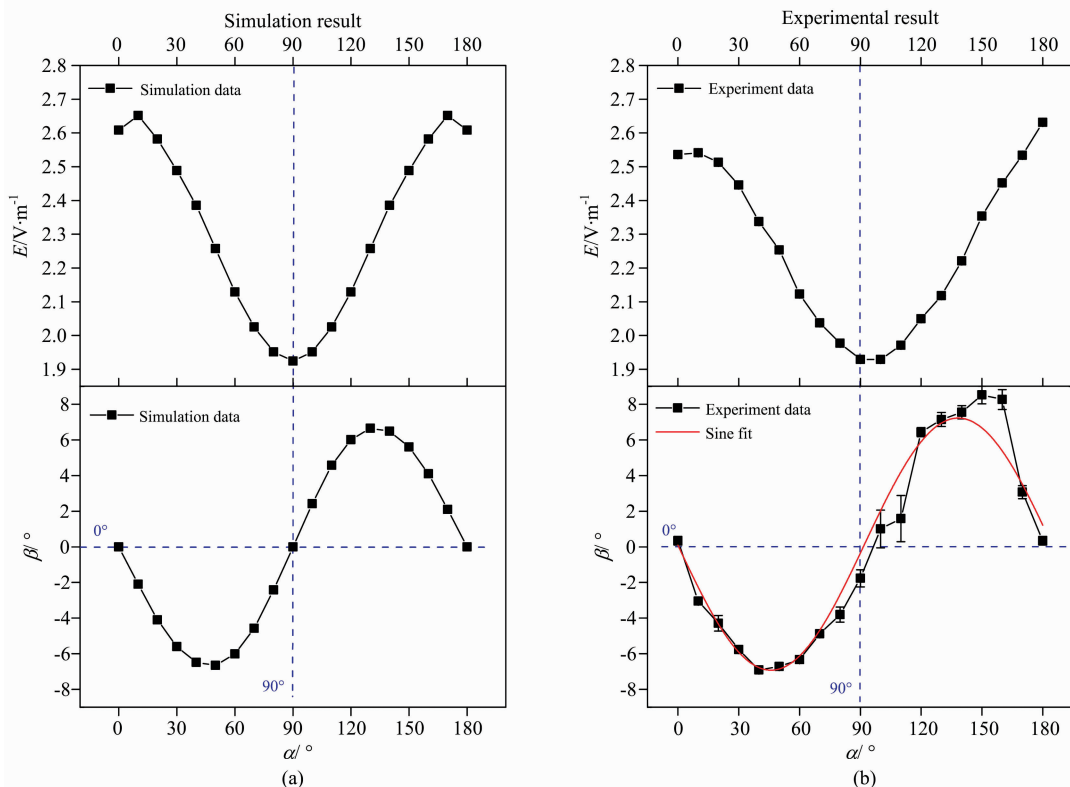


图 5 标签近场散射场矢量测量结果

(a): 商用时域有限差分软件 CST 微波工作室的仿真结果; (b): 实验结果

Fig. 5 The vector measurement result of near field scattering field of the tag

(a): Simulation result of the commercial finite-difference time domain software CST Microwave Studio; (b): Experimental results

由图 5 可知, 铯原子蒸气池中央位置处的标签散射场强度 E 及极化方向 β 随标签角度 α 的变化而改变, 实验

中, 当获得某一散射场强度 E 时, 对应两种不同的标签放置方式 (α 与 $\pi - \alpha$), 此时根据散射场极化方向 β 的正负即可

唯一确定标签角度 α ，因此通过三峰光谱特征的分析可以实现标签互补角的有效分辨。图 5(b) 中红色曲线为散射电场极化方向 β 的正弦函数拟合结果。可以看到，实验结果与仿真结果的变化趋势具有较好的一致性。随着射频识别标签角度 α 的变化，其散射场也在不断变化。实验与仿真结果的一致性证明了该方法对微波电场进行矢量测量的可行性。图中实验数据的平均相对误差 ($\beta \approx 0.39466^\circ$)，实验数据的拟合曲线最大斜率 $s = 0.24066$ ，因此本实验中对矢量场角度 α 测量的分辨率为 $\delta\beta/s \approx 1.64^\circ$ 。

值得注意的是，实验中原子蒸气池探头对场的影响并不可忽略，同时探测激光在原子蒸气池内传输时所探测场的矢量方向不均匀性也会影响原子方法的不确定度。相关研究表明当里德堡原子蒸气池探头的几何尺寸远小于被测微波波长时，可以尽可能减小探头对被测场的扰动^[15]；此外原子蒸气池的形状和壁厚也将对测量不确定度产生一定的影响^[16]。

References

- [1] Cecelja F, Bordovsky M, Balachandran B. IEEE Conference on Precision Electromagnetic Measurements Digest, 1998. 639.
- [2] Toney J E, Pollick A, Retz J, et al. IEEE SENSORS 2016.
- [3] Uchida D, Nagai T, et al. IEEE Radio and Wireless Symposium, 2011. 299.
- [4] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, et al. Nature Physics, 2012, 8(11): 819.
- [5] Kumar S, Fan H Q, Kübler H, et al. Optics Express, 2017, 25(8): 8625.
- [6] Kumar S, Fan H Q, Kübler H, et al. Scientific Reports, 2017, 7(1): 42981.
- [7] Jing M Y, Hu Y, Ma J, et al. Nature Physics, 2020, 16(9): 911.
- [8] Böhi P, Treutlein P. Applied Physics Letters, 2012, 101(18): 181107.
- [9] Holloway C L, Gordon J A, Schwarzkopf A, et al. Applied Physics Letters, 2014, 104(24): 244102.
- [10] Fan H Q, Kumar S, Daschner R, et al. Optics Letters, 2014, 39(10): 3030.
- [11] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, et al. Physical Review Letters, 2013, 111(6): 063001.
- [12] YAN Li-yun, LIU Jia-sheng, ZHANG Hao, et al (闫丽云, 刘家晟, 张好, 等). Acta Physica Sinica (物理学报), 2017, 66(24): 243201.
- [13] Bason M G, Mohapatra A K, Weatherill K J, et al. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2009, 42(7): 075503.
- [14] Holloway C L, Gordon J A, Schwarzkopf A, et al. Applied Physics Letters, 2014, 105(2): 024104.
- [15] Gordon J A, Holloway C L, Simons M T, et al. IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 2015, 467.
- [16] Zhang L J, Liu J S, Jia Y, et al. Chinese Physics B, 2018, 27(3): 033201.

下一步研究中我们将减小原子蒸气池的尺寸，并通过光束优化减小里德堡原子尺寸，进而实现近场空间三维高分辨成像。

3 结 论

基于里德堡原子 EIT-AT 效应提出一种新的微波电场矢量测量方案，通过三峰光谱特征的分析实现了微波电场极化方向的标定，解决了基于原子的极化方向测量中无法识别互补角的问题。同时进行了射频识别标签散射场近场特征的矢量测量，空间分辨率可达 $\lambda_{MW}/31$ 。实验中标签角度 α 变化情况下，通过光谱特征的分析实现了标签角度 α 的有效分辨，角度分辨率达到 1.64° 。本研究对于微波电场空间高分辨成像以及射频识别标签的设计研究提供了有益的探索。

Atom-Based Vector Measurement of Near Field Scattering Field of Radio Frequency Identification Tag

REN Sheng-yuan^{1, 2, 3}, JING Ming-yong^{1, 2}, ZHANG Hao^{1, 2}, WANG Xiao-bo^{1, 2, 3}, ZHANG Lin-jie^{1, 2*}

1. Institute of Laser Spectroscopy, State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China
2. Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China
3. College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China

Abstract Atom-based quantum precision measurement of time, frequency, length, magnetic field and other physical quantities has attracted widespread attention in recent years. As a precision microwave measurement sensor, Rydberg atoms have the advantages of good traceability, high detection sensitivity and spatial resolution. In this paper, the cesium Rydberg atoms at room temperature are used to realize high-resolution vector measurement of microwave electric field based on the characteristic of the electromagnetically induced transparency spectroscopy. The microwave electric field with the frequency of 5.365 GHz couples the Rydberg transition of $51D_{5/2}$ - $52P_{3/2}$. The electromagnetically induced transparency spectrum of a $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $51D_{5/2}$ ladder system will split because of the Autler-Townes effect. The intensity of the microwave electric field is obtained by calculating the splitting separation. The spatial resolution reaches 1/31 of the measured microwave wavelength. A new method for measuring the polarization direction of microwave electric field is proposed, which solves the problem that the complementary angle cannot be identified in the measurement of the polarization direction of microwave electric field. Through the near-field vector measurement of the scattering field of a radio frequency identification tag, the effective angular resolution of the tag is achieved and reaches 1.64° . The measurement results are in good agreement with the simulation results of the finite element analysis method. This paper present the valuable explore for the microwave electric field spatial high-resolution imaging, offer the evaluation tools for the design and identification of radio frequency identification tags, and electromagnetic compatibility testing.

Keywords Rydberg atoms; Electromagnetically induced transparency; Vector field measurement; Radio frequency identification tag; Scattering field

(Received Dec. 8, 2020; accepted Mar. 26, 2021)

* Corresponding author