

基于 Rydberg 原子的超宽频带射频传感器

焦月春 赵建明 贾锁堂

Broadband Rydberg atom-based radio-frequency field sensor

Jiao Yue-Chun Zhao Jian-Ming Jia Suo-Tang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 073201 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172636

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172636>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于量子相干效应的无芯射频识别标签的空间散射场测量

Measurement of backscattered electric field of chipless radio frequency identification tag based on Rydberg atoms

物理学报.2017, 66(24): 243201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.243201>

超冷铯 Rydberg 原子的 Autler-Townes 分裂

Autler-Townes splitting of ultracold cesium Rydberg atoms

物理学报.2017, 66(21): 213201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.213201>

不同原子在飞秒强激光场中的里德堡态激发和双电离

Rydberg state excitations and double ionizations of different atoms in strong femtosecond laser field

物理学报.2016, 65(22): 223201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.223201>

长程铯里德堡分子的势能曲线

Potentials of long-range cesium Rydberg molecule

物理学报.2015, 64(13): 133202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.133202>

不同原子在飞秒强激光场中的里德堡态激发和双电离

Rydberg state excitations and double ionizations of different atoms in strong femtosecond laser field

物理学报.2016, 65(22): 223201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.223201>

基于Rydberg原子的超宽频带射频传感器*

焦月春¹⁾²⁾ 赵建明^{1)2)†} 贾锁堂¹⁾²⁾

1)(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学激光光谱研究所, 太原 030006)

2)(山西大学极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2017年12月12日收到; 2018年2月5日收到修改稿)

Rydberg原子具有极大的极化率和微波跃迁偶极矩, 对外界电磁场非常敏感, 可实现基于Rydberg原子的超宽频带射频电场的高分辨高灵敏测量. 通过Rydberg原子的全光学无损的电磁感应透明探测手段, 可以实现基于原子的快速免校准宽频带(0.01—1000 GHz)外电场的精密测量. 对于频率大于1 GHz的微波场, 由微波场耦合相邻Rydberg能级形成的Autler-Townes分裂进行测量; 而对于频率小于1 GHz的长波射频场, 由Rydberg能级的射频边带能级进行测量. 这种方法是基于原子能级参数, 可溯源到基本物理常量, 不依赖于外界参考; 且对电场无干扰, 易于实现微型化和集成化, 具有广泛的应用前景. 本文主要综述了基于Rydberg原子的外电场测量的最新研究进展, 重点介绍长波长射频场的测量, 包括电场强度、频率以及极化方向的测量, 详细介绍了其测量原理和探测灵敏度, 并讨论了其应用前景及未来发展方向.

关键词: Rydberg原子, 微波/射频传感器, 量子相干效应

PACS: 32.80.Ee, 06.20.-f, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.67.20172636

1 引言

电磁场强度与极化方向的精密测量在通讯、遥感、航空航天和雷达探测等方面具有重大的研究意义. 传统的测量通常采用偶极天线作为接收测量仪^[1], 但是测量前需要将偶极天线探头放在一个标准电场中进行校准, 而标准电场的测量又需要被校准过的探头, 因此这样的校准没有绝对固定的标准^[2], 会引入较大的校准误差; 并且当射频电场的频率较小时, 所需要的探头会非常庞大, 导致探头的灵敏度受到限制, 且探头一般为金属, 会对被测场产生干扰; 传统方法的最小测量值约为1 mV/cm, 根据所测频率的不同, 其测量不确定度在4%—20%的范围^[3]. 现代技术中, 人们通过光学手段将最小测量值降低到30 $\mu\text{V}/\text{cm}$ ^[4], 灵敏度可达1 $\text{mV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ ^[5], 此方法主要受限于天线

的转换效率. 人们也发展了其他的探测手段, 例如基于光学非线性材料制作的探头, 但仍需要校准且会干扰待测电场. 传统射频电场的测量精度和灵敏度已远不能满足目前科技和军事需求的快速发展, 因此迫切需要一种全新的测量方法来突破经典测量的限制.

近年来, 利用原子本身性质的恒定不变性, 将其作为多种测量标准, 取得了巨大的研究进展. 例如, 原子钟的测量精度优于 10^{-17} ^[6,7], 基于原子的磁场测量仪可实现高灵敏度和高分辨率的磁场测量, 灵敏度达到 $\text{fT}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ 量级^[8,9]. 利用Rydberg原子极化率大和能级间隔处于微波波段的特性, 人们发展了一种基于原子能级的微波电场测量的新方法, 基于原子的微波场测量具有非常重要的应用价值, 并取得了快速的发展. 文献^[10, 11]综述了基于Rydberg原子测量微波电场的研究进展, 主要介绍频率大于1 GHz微波场的测量方法, 而对于频

* 国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0304203)、国家自然科学基金(批准号: 61475090, 61675123, 61775124)、长江学者和创新团队发展计划(批准号: IRT13076)、国家自然科学基金重点项目(批准号: 11434007)和山西省“1331工程”重点学科建设计划经费资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaojm@sxu.edu.cn

率小于 1 GHz 的长波长射频场的测量则需要采用完全不同的物理机制, 本文重点介绍长波长射频场的测量。

通过利用全光学的电磁感应透明(EIT)^[12]探测微波场(>1 GHz)耦合形成的 Autler-Townes (A-T) 分裂^[13–25]和射频场(<1 GHz)调制产生的 AC Stark 频移^[26]和射频边带光谱^[27–33], 实现了超宽频带(0.01–1000 GHz)射频电场的测量, 理论上可探测的最小场强达 100 nV/cm^[14]. 这种测量方法无需校准^[34], 对被测电场无干扰且易于实现微型化和集成化^[35]. 这里结合我们在射频场测量方面的研究工作, 对基于原子能级的免校准宽频带的电场测量方法进行较详细的介绍, 主要包括微波场测量原理简介、长波长射频场的强度、频率和极化方向的测量原理和方法。

2 基于 Rydberg 原子的微波电场的测量 (>1 GHz)

Rydberg 原子具有很大的极化率, 相邻 Rydberg 能级间隔处于微波波段, 对应的微波跃迁偶极矩正比于主量子数 n 的 2 次方($\sim n^2$)^[36]. 微波场耦合相邻的 Rydberg 能级可产生微波 A-T 效应, 利用 Rydberg 原子 EIT 测量微波 A-T 分裂实现微波电场的精密测量。

2.1 微波电场的测量及探测灵敏度的提高

基于 Rydberg 原子量子相干效应测量微波电场是一种全光学的方法, 测量中不会对 Rydberg 原

子产生破坏, 具有探测速度快、可连续测量等优势. 早在 1999 年, 人们就利用 Rydberg 原子实现了微弱静电场的测量^[37]. 2012 年, Shaffer 小组^[14]利用微波耦合相邻的两个 Rydberg 能级, 实现了基于 Rydberg 原子的微波电场测量, 其测量的最小电场强度为 8 $\mu\text{V}/\text{cm}$, 灵敏度为 30 $\mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. 相关的能级结构和实验装置如图 1 所示, 探测光和耦合光相对入射作用于一个装有铷原子的热蒸气池中, 当没有微波电场作用时, 可以观测到如图 1(a) 插图上部分所示的标准阶梯型三能级系统的 EIT 光谱, 当施加与两 Rydberg 能级共振作用的微波电场时, 形成四能级系统, 产生微波 A-T 分裂, 进而形成如图 1(a) 插图下部分所示的 EIT-AT 光谱, 分裂峰的大小 Δf 对应于微波电场跃迁的 Rabi 频率 Ω_{MW} , 即

$$2\pi\Delta f = \Omega_{\text{MW}} = \frac{\mu|E|}{\hbar}. \quad (1)$$

考虑多普勒修正因子, 微波电场的幅值 $|E|$ 表示为

$$|E| = \frac{\hbar}{\mu}\Omega_{\text{MW}} = 2\pi\frac{\hbar}{\mu}\frac{\lambda_p}{\lambda_c}\Delta f \quad (2)$$

其中, μ 表示微波电场耦合的两个 Rydberg 能级的跃迁矩阵元, 其不确定度在 0.1%–1% 范围^[38]; λ_c 和 λ_p 分别为耦合光和探测光的波长, 其比值误差约为 10^{-8} ; $\hbar$ 为普朗克常数. 由测量的 EIT-AT 分裂获得微波电场的强度, 可探测的微波电场强度小于 100 nV/cm. 这一物理机理对于双光子跃迁也同样适用, 这时微波电场导致的 EIT 分裂 Δf 则与微波电场的振幅平方 ($|E|^2$) 成正比^[15,16].

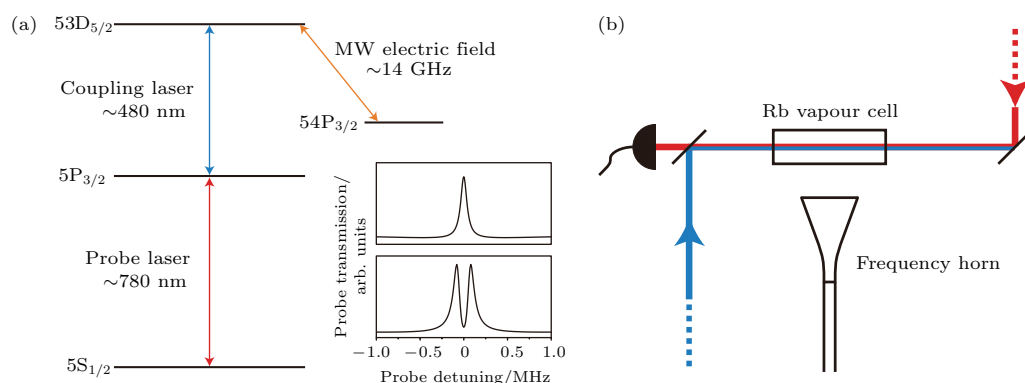


图 1 基于 Rydberg 原子量子相干效应测量微波电场的能级示意图 (a) 和实验装置图 (b); 图 (a) 插图中上曲线是没有微波场作用时的三能级 EIT 光谱, 下曲线是有微波场作用时的 EIT-AT 分裂光谱^[14]

Fig. 1. The energy level diagram for the four-level system used for microwave (MW) measurements (a) and experimental set-up (b). Inset of (a): the top curve shows an EIT spectrum in the ladder three-level system without MW electric field, the bottom is an EIT-AT spectrum with MW field^[14].

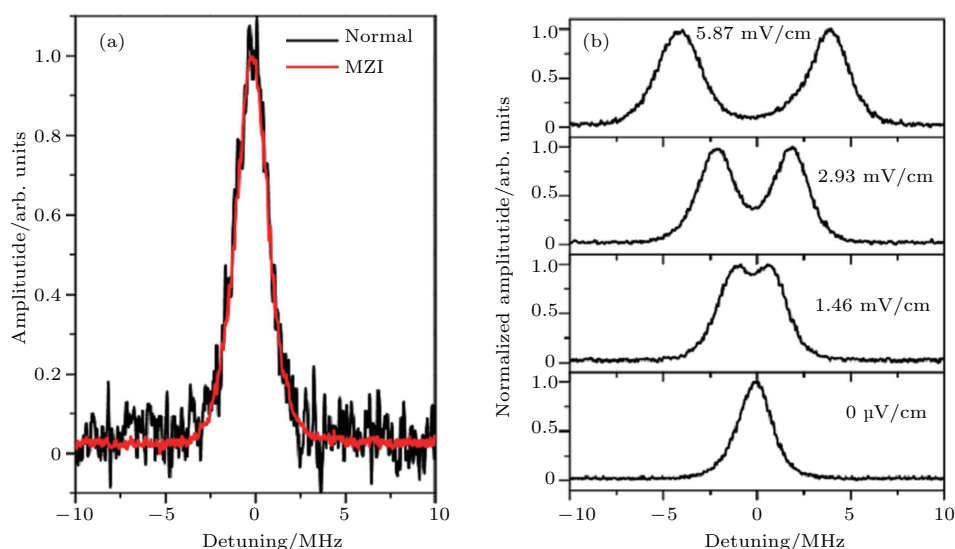


图2 (a) 普通探测和平衡零拍技术测量的EIT信号的比较; (b) 微波场作用时, 采用平衡零拍探测的不同微波场强的EIT-AT光谱^[17]

Fig. 2. (a) Comparison of the Rydberg EIT signal with and without Mach-Zehnder interferometer (MZI); (b) measurements of A-T splitting spectra using the MZI for different RF electric field amplitudes^[17].

利用马赫-曾德尔(MZ)干涉仪和平衡零拍探测技术测量探测光的正交相位分量, 将测量的最小电场强度降低到 $1 \mu\text{V}/\text{cm}$, 灵敏度提高到 $5 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ ^[17], 如图2所示; 利用频率调制光谱技术, 进一步将测量灵敏度提高到 $3 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ ^[18].

微波电场强度的测量不确定度和可测的最小空间分辨率同样是微波测量的重要参数. Raithel小组^[19]对基于Rydberg原子测量微波电场的不确定度进行了研究, 指出当微波电场跃迁的Rabi频率 Ω_{MW} 大于两倍的EIT谱线线宽时, 测量的不确定度小于1%, 并且实现了微波电场亚波长成像^[20], 对应的空间分辨率可达约 $100 \mu\text{m}$. 随后人

们对微波场的极化方向进行了测量, 测量精度可达 0.5° ^[24]. 基于Rydberg原子EIT-AT测量微波电场的分辨率和极化方向的方法详见综述文献^[10].

2.2 宽频带微波电场的测量

传统的微波测量方法, 需要根据不同的频段选取不同的天线探头. 基于Rydberg原子的测量是由微波耦合不同主量子数的Rydberg能级实现不同波段微波场的测量. 通过Stark频移改变两个Rydberg能级间的能级差可以进一步扩展所测微波频率的范围. 因此, 选择不同的Rydberg态即可实现频率范围在1—1000 GHz微波电场的连续测量.

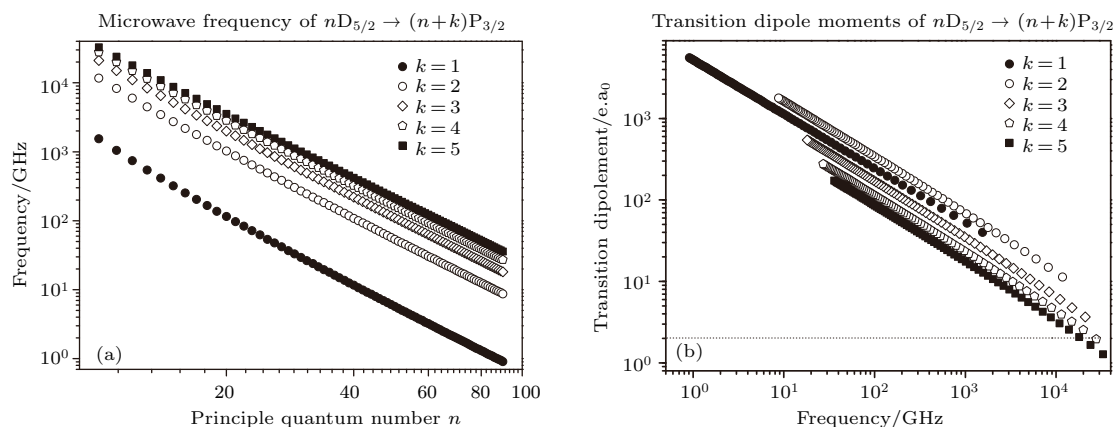


图3 理论计算的不同主量子数 n 的铯Rydberg态对应 $nD_{5/2} \rightarrow (n+k)P_{3/2}$ 跃迁时的微波频率(a)和相应的跃迁偶极矩(b)^[11]

Fig. 3. (a) Calculations of the microwave frequency coupling the transition of $nD_{5/2} \rightarrow (n+k)P_{3/2}$ as a function of the principal quantum number n (a) and corresponding transition dipole moments (b) for Cs^[11].

图3(a)所示为理论计算的铯原子不同Rydberg态对应的耦合 $nD_{5/2}-(n+k)P_{3/2}$ 跃迁时的微波频率^[11], 其中 k 为整数. 可以看出利用不同的Rydberg态可实现1—1000 GHz微波电场的测量, $k > 1$ 时还可实现更高频率微波场的测量. 图3(b)所示为相应的微波跃迁偶极矩. Rydberg原子具有丰富的能级结构, 可以采用相邻Rydberg原子的其他能级跃迁, 或施加直流电场使Rydberg原子产生Stark频移来调节Rydberg能级间的间隔以满足所测微波频率的要求.

目前实验上已经实现了毫米波^[21]及频率大于200 GHz微波场^[22]的测量, 并且在Ka波段实现了对强微波电场频率的连续测量, 连续测量范围达到 ± 1 GHz^[23].

3 基于Rydberg原子长波射频场的测量 (<1 GHz)

当被测射频场的频率小于1 GHz时, 所需Rydberg能级很高, 接近于原子的电离阈值且Rydberg能级非常密集, 上述方法不再适用, 此时需要采用射频场调制Rydberg能级的方法进行测量.

3.1 射频场强度和频率的测量

在射频场作用下, Rydberg能级会发生AC Stark频移和射频调制边带(Floquet能级), 边带光谱线对射频场的幅度和频率都非常敏感, 可以利用射频场调制的Rydberg EIT光谱实现射频电场强度和频率的精确测量.

Adams小组^[27]于2010年利用EIT效应研究了长波射频场调制的Rydberg原子光谱, 观察到

Rydberg原子射频EIT边带光谱. 图4(a)所示为相应的实验装置示意图, 探测光和耦合光相对入射作用于一个装有铷或铯原子的热蒸气池中, 射频电场通过置于样品池两侧的极板作用到原子上, 通过探测透过的探测光可得到射频EIT边带光谱; 图4(b)所示为射频场调制的铷原子 nS Rydberg态的能级示意图, 当没有射频电场作用时为标准的阶梯型三能级系统, 当施加射频场作用时, 在Rydberg能级两边出现一系列的边带能级, 且能级间隔精确的等于所加射频场的频率.

图5为测量的射频场作用下的Rydberg原子EIT光谱, 图5(a)为无射频场时的EIT信号, 图5(b)为施加一个 $2\pi \times 26$ MHz射频场时观测到的谱线, EIT主峰由于AC Stark效应产生频移, 同时在EIT主峰两侧的两个对称的小峰为射频EIT边带光谱, 由于跃迁选择定则的限制, 观测到的边带谱线为2级边带, 中心谱线与边带能级的间隔为所加射频场频率的2倍, 即52 MHz. 采用弱场作用下的微扰理论对实验结果进行拟合, 即可得到所加射频场的大小. 当施加一个DC偏置电场时, 可观测到1级边带的跃迁, 如图5(c)和图5(d)中的小圆所示. 随后人们在小型化的空芯光纤中对射频场缀饰的Rydberg原子光谱进行研究, 实验测量射频场强度的不确定度小于4%, 频率测量范围达到500 MHz^[28]. 另外, 人们还采用场电离的方法, 对射频场调制的钾原子Rydberg光谱进行了研究^[29].

在强射频场作用下, Rydberg原子EIT谱线呈现出能级的交叉和避免交叉等更丰富的谱线特征^[30,31], 图6(a)所示为在 $2\pi \times 70$ MHz的射频场作用下, 观测到的铯原子 $57S_{1/2}$ Rydberg态的射频EIT谱线随所施加电场强度的变化, 可以看到在弱场区域, EIT谱线只发生Stark频移, 随着电场强度

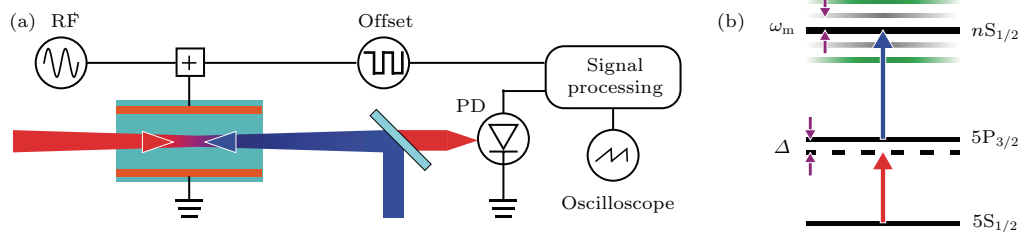


图4 (a) 基于Rydberg原子量子相干效应测量长波射频场的装置示意图, 其中RF为射频信号源, PD为光电探测器; (b) 射频场作用的铷原子 nS Rydberg能级示意图, Rydberg能级在射频场中产生一系列的边带能级, 能级间隔等于所加射频场的频率^[27]

Fig. 4. (a) The schematic of the experimental setup for RF measurements, where RF is radio-frequency source, PD is photodiode detector; (b) the energy level scheme. An applied electric field with angular frequency ω_m generates a ladder Floquet state separated by integer multiples of ω_m ^[27].

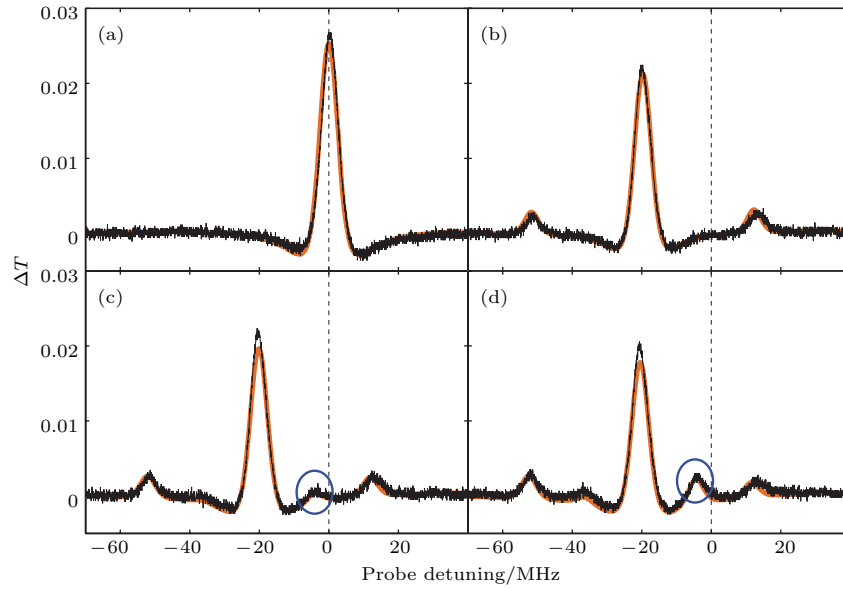


图5 射频电场作用下的EIT谱线 (a) 无射频场时的EIT信号; (b)–(d) $2\pi \times 26$ MHz射频场中的EIT谱线; (c)和(d)中圆圈所示为施加一个DC偏置电场时, 观测到EIT光谱的1级边带^[27]

Fig. 5. The effect of AC and DC electric fields on the Rydberg EIT spectrum. EIT spectra without a RF field (a) and with a $2\pi \times 26$ MHz RF field (b), the circles in (c) and (d) denote the first order side bands of EIT spectra as we apply a bias DC field^[27].

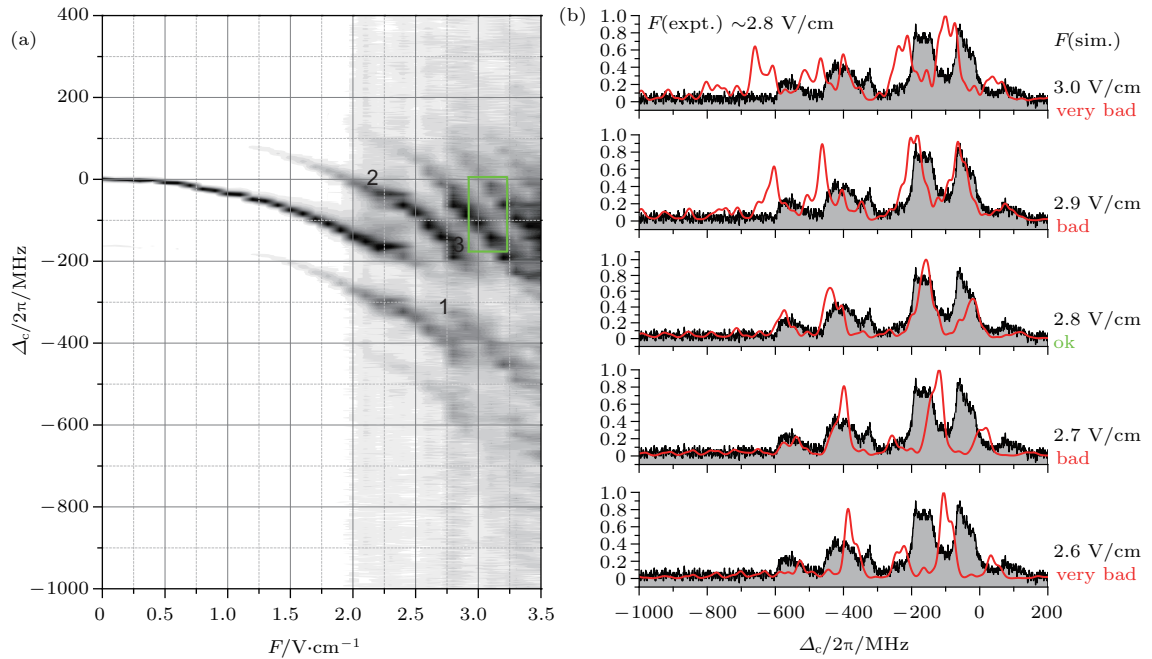


图6 (a) 射频电场频率为 $\omega_{RF} = 2\pi \times 70$ MHz时, 测量的铯原子 $57S_{1/2}$ 态的EIT射频边带谱线随电场强度的变化, 数字1—3表示形成避免交叉的位置, 方形框表示正失谐处EIT光谱边带的平行结构部分; (b) 由理论计算与实验测量谱线的比较获得射频场强度 $E = 2.8$ V/cm^[31]

Fig. 6. (a) Measurement of Rydberg excitation spectra as a function of RF electric-field amplitude with $\omega_{RF} = 2\pi \times 70$ MHz, labels 1–3 indicate spectral features like avoided crossings, the square denote the linear spectra area; (b) comparison between the experimental spectrum with RF field of 2.8 V/cm with the calculation for electric-field values indicated on the right (red lines)^[31].

的增加, 开始出现RF边带能级, 到达强场区域后, 由于 $57S_{1/2}$ 态原子与相邻的多重态形成能级的避免交叉导致EIT的主峰强度逐渐减弱, 当电场

≥ 2.7 V/cm时形成0级峰完全消失而边带峰增强的光谱结构, 如图中的数字1所示; 在0级峰的正失谐区域, 边带谱线表现出线性的平行光谱结构,

如图中的方形框所示. 由理论计算与测量的谱线相比较, 即可获得待测射频场的值. 如图 6(b) 所示, 黑色的线表示电场强度为 2.8 V/cm 时的实验结果, 红色的线为理论计算曲线, 利用理论计算与实验测量相比较, 得到所施加的射频场强度为 2.8 V/cm, 对应的测量不确定度小于 3%. 然而上述的测量方法都是根据谱线的特征与理论计算谱 [16] 相比较而得到射频电场的大小, 谱线本身没有明确的校准点导致测量误差偏大.

nD 态 Rydberg 原子的射频光谱由于不同磁量子数的能级对应的极化率不同导致在电场中的频移不同, 频移小的 Stark 能级与频移大的 Stark 能级的射频边带能级产生交叉, 而相同的磁子能级形成边带光谱的避免交叉 [32,33], 这些能级的交叉或

避免交叉可用于实现射频电场的精确校准和测量. 图 7 右图所示为射频电场频率为 100 MHz 时, 测量的 $60D_{3/2,5/2}$ 态 Rydberg 原子射频 EIT 光谱随射频电场强度的变化曲线, 彩色的点为理论计算曲线, 由于 $60D_{5/2}$, $m_j = 5/2$ 能级的极化率非常小, 它的 AC Stark 频移非常小, 与极化率较大的 $m_j = 1/2$, $3/2$ 的射频边带能级形成很多的能级交叉 (蓝色方形框所示), 左图为其一个交叉点的放大, 利用这些能级的交叉点作为射频场强度测量的校准点, 测量的不确定度小于 1%, 通过减小 EIT 谱线的线宽, 理论上测量不确定度可以小于 0.1%. 另外, 相同 m_j 的射频边带在特定电场处形成能级的避免交叉, 如图 7 中的两位数字所示. 这些避免交叉可用于进一步标定电场, 减小测量的不确定度.

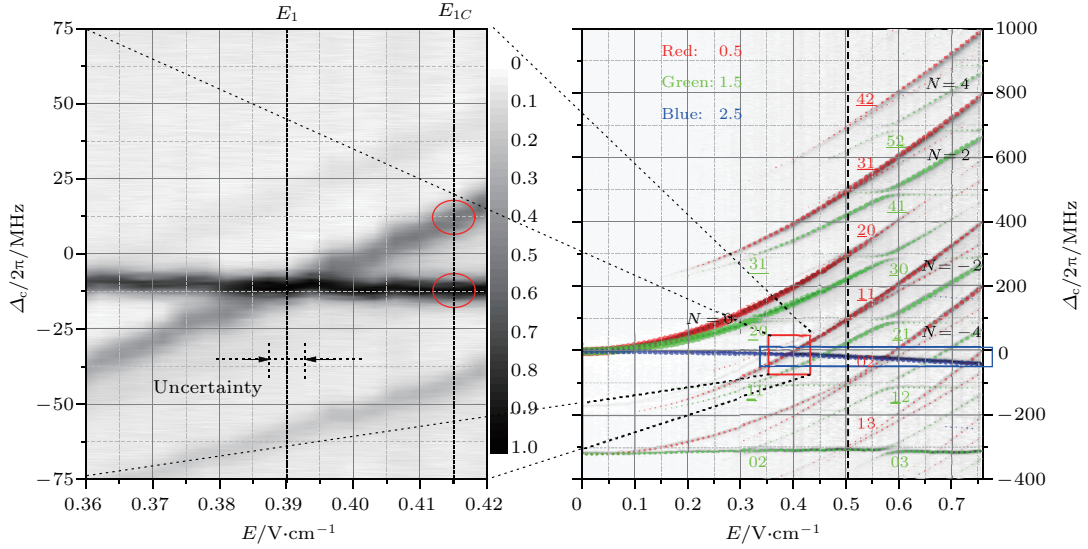


图 7 射频电场频率为 $\omega_{RF} = 2\pi \times 100$ MHz 时, 测量的 $60D_{3/2,5/2}$ EIT 射频边带谱线随电场强度的变化, 彩色的圆点为理论计算的光谱线激发概率, 圆点面积正比于激发概率, 左图为 $E_1 = 0.390$ V/cm 处一个交叉点的放大 [33]

Fig. 7. Measurement of Cs 60 D_J Floquet map as a function of RF electric field with $\omega_{RF} = 2\pi \times 100$ MHz with calculated Floquet maps displayed as overlaid semitransparent symbols, the area of the symbol is proportional to the excitation rate; the panel on the left shows an enlargement of the crossing at $E_1 = 0.390$ V/cm, indicated by the red square [33].

3.2 射频电场极化方向的测量

D 态原子具有椭圆波函数, 对电场的感应是各向异性的. Rydberg nD 态 EIT 射频光谱的强度依赖于射频场的极化方向, 极化方向不同时对应同一谱线的激发强度不同, 利用这一特点人们发展了基于 nD 态 Rydberg 原子测量射频场极化方向的方法 [33].

实验上可以选取同一电场下的不同 m_j 的两条 EIT 谱线作为研究对象, 由两条谱线的相对强度随

电场极化方向的依赖关系可以对极化方向进行校准, 即可通过所测两谱线的相对强度获知射频电场的极化方向. 这里选取图 7 中交叉点后, 电压为 $E_{1C} = 0.415$ V/cm 时对应的 $J = 5/2$, $m_j = 5/2$ 的射频 0 级边带和 $J = 3/2$, $m_j = 1/2$ 的 $N = 2$ 的边带为例加以说明. 图 8 中的插图所示为 $\theta = 60^\circ$ 和 $\theta = 30^\circ$ (θ 为探测光和耦合光的极化方向与射频电场的极化方向之间的夹角) 时的射频 EIT 光谱. 标记 A1 的峰为 $J = 5/2$, $m_j = 5/2$ 的射频 0 级边带, 标记 A2 的峰为 $J = 3/2$, $m_j = 1/2$ 的二级射频

边带, A_1 和 A_2 分别表示两条谱线高斯拟合的面积, 定义 $A = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ 表示这两条光谱线的相对强度. 图 8 表示实验测量和理论计算(实线)的相对强度与夹角 θ 的依赖关系, 每一 A 值对应一个确定的电场极化方向. 由 Rydberg 射频 EIT 光谱即可测得待测射频电场的极化方向, 利用这种方法测量的射频电场极化方向的精确度为 $2^\circ - 7^\circ$.

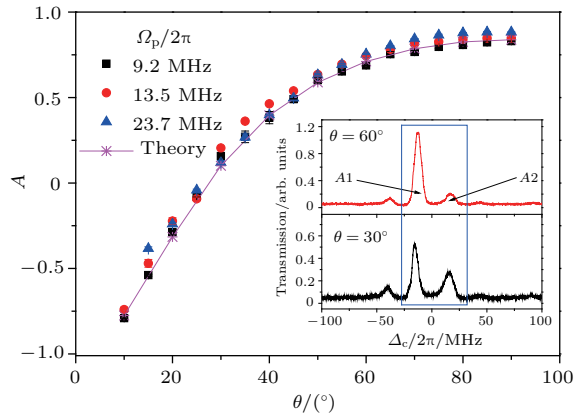


图 8 实验测量的参数 $A = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ 与探测光和耦合光的极化方向与射频电场的极化方向之间的夹角的依赖关系, 实线为理论计算的结果; 插图为 $\theta = 60^\circ$ 和 $\theta = 30^\circ$ 时的 EIT 光谱, A_1 和 A_2 表示所选两条谱线的高斯拟合面积 [33]

Fig. 8. Experimental data (symbols) and calculations (line) for the line-strength ratio $A = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ as a function of the polarization angle θ . Inset: measured EIT spectra for $\theta = 60^\circ$ and $\theta = 30^\circ$, respectively. A_1 and A_2 denote the fitted area of the EIT spectrum [33].

4 基于 Rydberg 原子射频传感器的应用和发展

如上所述, 基于 Rydberg 原子的微波/射频传感器可实现自校准的超宽频带的微波、射频电场强度和极化方向的精确测量, 实现天线喇叭的精确校准, 测量过程不会对被测场的分布产生影响; 在 Ku 和 K 频率波段微波电场的精确测量使其可以应用于军事雷达和通讯卫星. 基于 Rydberg 原子的场强传感器可以在近场区域成像微波电场, 易于实现探头的微小型化, 其测量的空间分辨率主要取决于激光束的腰斑大小和样品池的尺寸, 其测量的空间分辨率可达百微米量级, 可以应用于很小的电路结构中测量电磁材料的特性, 这些测量对于天线喇叭是难以实现的. 基于原子的场传感器对于电磁材料以及复杂的电子工业领域有重要的意义.

理论上, 基于 Rydberg 原子的微波电场传感器可测量的最小电场强度小于 100 nV/cm , 最高灵敏度可达到约 $\text{pV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ 量级 [11]. 基于原子的电场传感器的测量灵敏度主要受到系统噪声和杂散噪声的限制以及原子之间的碰撞和测量蒸气池形状等的影响, 人们已经采用多种实验技术来提高系统的测量灵敏度. 目前, 利用频率调制光谱技术、MZ 干涉仪和平衡零拍探测技术使测量的最小电场强度为 $1 \text{ } \mu\text{V/cm}$, 最高灵敏度为 $3 \text{ } \mu\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, 远高于传统天线喇叭测量的结果. 对于长波射频场的测量, 其测量不确定性主要受到谱线线宽的限制, 理论上其测量不确定性小于 0.1%. 未来基于 Rydberg 原子的电场传感器可能发展为第三类量子传感器, 可以克服量子噪声的极限, 大幅度的提高测量灵敏度.

5 总 结

本文介绍了基于原子的微波、射频电场测量的最新研究进展, 综述了微波/射频电场强度、极化方向的测量技术以及测量灵敏度. 对于微波电场的测量, 目前实验上测量的最小电场强度为 $1 \text{ } \mu\text{V/cm}$, 最高灵敏度为 $3 \text{ } \mu\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, 远高于传统天线喇叭测量的结果; 微波场极化方向的测量精度可以达到 0.5%; 通过选择合适的 Rydberg 态, 实现 1—1000 GHz 宽频段的微波电场测量. 对于小于 1 GHz 长波射频场的测量, 电场强度的测量不确定度可达 0.1%, 电场极化方向的测量不确定度为 $2^\circ - 7^\circ$. 这种基于 Rydberg 原子能级参数进行电场测量的方法, 利用原子能级实现自校准, 不依赖外界参考, 测量参数可以溯源到基本物理常量, 并且测量方法对电场无干扰, 易于实现微型化和集成化, 具有广泛的应用前景.

参考文献

- [1] Kanda M, Orr R D 1986 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **35** 33
- [2] Holloway C L, Gordon J A, Jefferts S, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **62** 6169
- [3] Kanda M 1993 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **41** 1349
- [4] Sriram S, Kingsley S A, Boyd J T 1993 *US patent* **5** 267 336 [1993-11-30]
- [5] Kanda M 1994 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **36** 261

- [6] Hall J L 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1279
- [7] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, Campbell S L, Bishof M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L, Ye J 2014 *Nat.* **506** 71
- [8] Savukov I M, Seltzer S J, Romalis M V, Sauer K L 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 063004
- [9] Patton B, Versolato O O, Hovde D C, Corsini E, Higbie J M, Budker D 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 083502
- [10] Huang W, Liang Z T, Du Y X, Yan H, Zhu S L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 160702 (in Chinese) [黄巍, 梁振涛, 杜炎雄, 颜辉, 朱诗亮 2015 物理学报 **64** 160702]
- [11] Fan H, Kumar S, Sedlacek J, Kubler H, Karimkash S, Shaffer J P 2015 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48** 202001
- [12] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [13] Zhang H, Zhang L, Wang L, Bao S, Zhao J, Jia S 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043849
- [14] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Löw R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [15] Li J K, Yang W G, Song Z F, Zhang H, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 163201 (in Chinese) [李敬奎, 杨文广, 宋振飞, 张好, 张临杰, 赵建明, 贾锁堂 2015 物理学报 **64** 163201]
- [16] Anderson D A, Schwarzkopf A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043419
- [17] Kumar S, Fan H, Kübler H, Sheng J T, Shaffer J P 2017 *Sci. Rep.* **7** 42981
- [18] Kumar S, Fan H, Kübler H, Jahangiri A J, Shaffer J P 2017 *Opt. Exp.* **25** 8625
- [19] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Dienstfrey A, Anderson D A, Raithel G 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 233106
- [20] Holloway C L, Gordon J A, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 244102
- [21] Gordon J A, Holloway C L, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 024104
- [22] Simons M T, Gordon J A, Holloway C L, Anderson D A, Miller S A, Raithel G 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 174101
- [23] Anderson D A, Raithel G 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 053504
- [24] Sedlacek J, Schwettmann A, Kübler H, Shaffer J P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 063001
- [25] Fan H Q, Kumar S, Sheng J T, Shaffer J P 2015 *Phys. Rev. Appl.* **4** 044015
- [26] Zhu X B, Zhang H, Feng Z G, Zhang L J, Li C Y, Zhao J M, Jia S T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2401 (in Chinese) [朱兴波, 张好, 冯志刚, 张临杰, 李昌勇, 赵建明, 贾锁堂 2010 物理学报 **59** 2401]
- [27] Bason M G, Tanasittikoso M, Sargsyan A, Mohapatra A K, Sarkisyan D, Potvliege R M, Adams C S 2010 *New J. Phys.* **12** 065015
- [28] Veit C, Epple G, Kübler H, Euser T G, Russell P St J, Löw R 2016 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49** 134005
- [29] Yoshida S, Reinhold C O, Burgdörfer J, Ye S, Dunning F B 2012 *Phys. Rev. A* **86** 043415
- [30] Miller S A, Anderson D A, Raithel G 2016 *New J. Phys.* **18** 053017
- [31] Jiao Y C, Han X X, Yang Z W, Li J K, Raithel G, Zhao J M, Jia S T 2016 *Phys. Rev. A* **94** 023832
- [32] Yang Z W, Jiao Y C, Han X X, Zhao J M, Jia S T 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 093202 (in Chinese) [杨智伟, 焦月春, 韩小萱, 赵建明, 贾锁堂 2017 物理学报 **66** 093202]
- [33] Jiao Y C, Hao L P, Han X X, Bai S Y, Raithel G, Zhao J M, Jia S T 2017 *Phys. Rev. Appl.* **8** 014028
- [34] Kitching J, Knappe S, Donley E A 2011 *IEEE Sens. J.* **11** 1749
- [35] Kübler H, Shaffer J P, Baluksian T, Löw R, Pfau T 2010 *Nat. Photon.* **4** 112
- [36] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press) pp38–49
- [37] Osterwalder A, Merkt F 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1831
- [38] Mack M, Karlewski F, Hattermann H, Hockh S, Jessen F, Cano D, Fortagh J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052515

Broadband Rydberg atom-based radio-frequency field sensor*

Jiao Yue-Chun¹⁾²⁾ Zhao Jian-Ming^{1)2)†} Jia Suo-Tang¹⁾²⁾

1) (State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 12 December 2017; revised manuscript received 5 February 2018)

Abstract

Significant progress has been made in atom-based measurements of length, time, gravity and electromagnetic fields in recently years. Rydberg atom-based microwave electric field measurement, using electromagnetically induced transparency (EIT) in room temperature alkali-metal vapors, has been extensively investigated and aroused the broad interest. This approach may establish a new standard for the measurements of microwave (MW) and radio frequency (RF) electric fields.

In this review, we describe the work on a new method of measuring electric fields based on quantum interference by using either cesium or rubidium atoms contained in a dielectric vapor cell. Rydberg atoms with principal quantum number $n \gg 1$ have large direct current (DC) polarizabilities and microwave transition dipole moments, thereby making them extremely sensitive to external electric fields. Using the Rydberg three-level EIT to detect the level splitting and shift that is induced by the external field, we can realize a rapid and robust self-calibration method of measuring the electric field in a frequency range from 0.01 GHz to 1000 GHz. For the MW electric field (frequency range > 1 GHz), the MW field causes the Rydberg states to split, known as an Autler-Townes splitting (A-T) effect when the applied microwave can resonate with adjacent Rydberg states. The MW coupled A-T splitting is proportional to the applied electric field strength, from which the field strength is measured. Using the EIT window, a high sensitivity of $3 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ and small electric field of $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ are expected to be achieved with a modest setup, and the limitations of the sensitivity are also addressed in the review. For the RF field at frequency < 1 GHz, the RF field modulates the Rydberg level, causing AC Stark shifts and RF modulation sidebands. The RF modulated Rydberg spectra exhibit special structure that includes a series of exact crossings formed with the different- m_j EIT lines, and avoided crossings formed with the fine-structure levels of equal m_j and different J 's, which is used to calibrate and measure the RF field amplitude. On the other hand, the dependence of the EIT-line strength on the RF field polarization provides a fast and robust polarization measurement of RF fields based on matching experimental data with a theoretical simulation. The measurements of minimum strengths and sensitivity of RF fields based on Rydberg atoms are one order magnitude below the values obtained by traditional antenna methods. The atom-based field measurement paves the way for determining fields through calibration-free, invariable atomic properties and miniaturization. We also propose its various potential applications in the future.

Keywords: Rydberg atoms, MW/RF electrometry, quantum coherent effect

PACS: 32.80.Ee, 06.20.-f, 42.50.Gy

DOI: 10.7498/aps.67.20172636

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0304203), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61475090, 61675123, 61775124), the Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University of Ministry of Education of China (Grant No. IRT13076), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11434007), and Shanxi "1331 Project" Key Subjects Construction.

† Corresponding author. E-mail: zhaojm@sxu.edu.cn