

基于里德堡原子的电场测量

黄巍 梁振涛 杜炎雄 颜辉 朱诗亮

Rydberg-atom-based electrometry

Huang Wei Liang Zhen-Tao Du Yan-Xiong Yan Hui Zhu Shi-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 160702 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.160702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.160702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

不同波长下氩原子高阶阈上电离的类共振增强结构

Resonance-like enhancement in high-order above-threshold ionization of argon at different wavelengths

物理学报.2015, 64(14): 143201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.143201>

高频激光脉冲作用下原子的光子和光电子发射

Photon and photoelectron emission of the atom under the action of high-frequency laser pulse

物理学报.2015, 64(4): 043201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.043201>

两束同色激光场和中红外场驱动氦原子在等离激元中产生的单个阿秒脉冲

Single isolated attosecond pulse generated by helium atom exposed to the two laser pulses with the same color and midinfrared intense laser pulse in the plasmon

物理学报.2014, 63(20): 203201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.203201>

μ 介子氢原子在双色激光场驱动下产生单个仄秒脉冲

Single zeptosecond pulse generation from muonic atoms under two-color XUV fields

物理学报.2014, 63(7): 073201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.073201>

一种宽温双光谱红外搜索跟踪系统的设计

Design of an infrared dual-band search and tracking system operating in widen temperature range

物理学报.2013, 62(9): 090702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.090702>

专题: 量子精密计量与操控

基于里德堡原子的电场测量*

黄巍¹⁾ 梁振涛¹⁾ 杜炎雄¹⁾ 颜辉^{1)†} 朱诗亮^{1)‡}

1)(华南师范大学物理与电信工程学院, 广东省量子调控工程与材料重点实验室, 广州 510006)

2)(南京大学物理学院, 固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

(2015年3月11日收到; 2015年5月12日收到修改稿)

里德堡原子具有大的极化率、低的场电离阈值和大的电偶极矩, 对外部电磁场十分敏感, 可以用来测量电场强度特别是微波电场的强度. 利用里德堡原子的量子干涉效应(电磁诱导透明和 Autler-Townes 效应) 测量微波电场强度的灵敏度远高于传统采用偶极天线测量微波电场的灵敏度. 此外, 里德堡原子电场计可以溯源到标准物理量, 不需要额外校准; 采用玻璃探头, 对待测电场干扰少; 灵敏度也不依赖于探头的物理尺寸. 同时, 该电场计还可以实现对微波电场的偏振方向的测量, 实现亚波长和近场区域电场成像与测量. 通过选择不同的里德堡能级, 可以实现 1—500 GHz 超宽频段范围内微波电场强度的测量. 主要综述基于里德堡原子的电场精密测量研究, 详细介绍了里德堡原子电场计的原理与实验进展, 并简单讨论了其发展方向.

关键词: 里德堡原子, 电场计, 电磁诱导透明, Autler-Townes 效应

PACS: 07.50.Ls, 32.80.Rm, 42.62.Fi, 37.10.De

DOI: 10.7498/aps.64.160702

1 引言

由于原子体系具有可重复、精确和稳定等优点, 基于原子体系已经建立了多种测量标准并发展了多种测量技术, 例如, 测量原子跃迁频率用作时间和长度的标准, 原子钟的测量精度已经优于 10^{-14} [1]; 在磁场测量方面也取得了惊人的进步, 目前原子磁力计的灵敏度已经达到 $\text{fTHz}^{-1/2}$ [2–6]; 同时, 基于原子体系的电场测量, 特别是微波电场测量技术也得到了迅速发展. 这些新技术已经在基本物理常数的测量甚至全球定位系统中得到了广泛应用. 电场的精确测量有很多重要的应用, 如精确地测量微波电场可以用来稳定微波源的幅度, 从而可以精确测定固体材料在微波波段的光学性质.

代表性的工作包括“原子蜡烛”, 一种将电场强度稳定到原子拉比频率的系统 [7,8]. 对于 K 波段的微波电场测量, 则在高分辨率的天气雷达和卫星通信方面有着重要应用; 同时, 微波电场测量还可以应用到生物医学方面的小尺度生物成像.

一直以来, 测量微波电场均采用偶极天线, 如图 1 所示. 这种传统的方法有很多不足之处 [9]: 1) 需要校准, 为了校准一个探头, 需要将这个探头放在一个已知场强的电场里, 但是要知道这个已知电场的大小又需要用到一个被校准过的探头; 2) 测量微波电场时, 探头的长度一般要小于微波波长, 探头的灵敏度受限于偶极子的长度; 3) 金属探头会对待测电场产生干扰; 4) 能探测到的最小电场强度约为 1 mV/cm , 但不确定度很大, 通常用于探测 $5\text{--}10 \text{ mV/cm}$ 量级的电场. 除了偶极探头外, 也有

* 国家自然科学基金(批准号: 11474107, 11125417)、广东省自然科学基金杰出青年基金(批准号: 2014A030306012)、广东省高等学校优秀青年教师培养计划(批准号: Yq2013050)、广州市珠江科技新星(批准号: 2014010)、教育部长江学者创新团队(批准号: IRT1243)、广东省普通高校青年创新人才项目、华南师范大学青年教师科研培育基金(批准号: 14KJ04)和华南师范大学研究生科研创新基金(批准号: 2014ssxm12)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yanhui@scnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: slzhunju@163.com

用非线性材料制作的电场探头,这种类型的探头灵敏度一般为0.1 mV/cm左右,但也需要校准,同时也会干扰待测电场. 最近几年发展起来的里德堡原子量子干涉电场计可用于测量频率1—500 GHz的微波电场,实验探测的最小电场强度为8 $\mu\text{V}/\text{cm}$,并有可能探测到小于100 nV/cm的电场^[10]. 这种原子电场计可溯源到基本物理量,即用原子参数进行自校准. 而且,由于使用的探头是玻璃泡原子气体,对待测电场产生的干扰很小. 特别是可以用来校准目前没有办法测量的毫米波和亚太赫兹波^[9,11].



图1 常规偶极探头^[9]

Fig. 1. Common type of dipole probe^[9].

2 用里德堡原子测量静电场

主量子数为 n 的里德堡原子极化率正比于 n^7 ,场电离的电场强度阈值正比于 n^{-4} ^[12]. 因此,处于里德堡态的原子对电场非常敏感,通过微波^[13,14]或激光^[15,16]谱线来测量里德堡原子能级移动,从而可以测出微弱静电场的大小. 目前能测到的最小静电场强度为 $\pm 20 \mu\text{V}/\text{cm}$ ^[13],该实验用氪原子高里德堡态的真空紫外线-毫米波双共振谱来测量里德堡态的Stark位移. 图2是氪原子 $n = 91$,直流偏置电压为0—44 mV时测量到的Stark谱.

用原子芯片操控的冷原子里德堡态的Stark效应,则可以测量金属电介质表面附近的电场^[14]. 其测量方法是先利用磁光阱冷却并囚禁中性原子,然后关闭四极磁场,将原子释放并同时激发到高里德堡态(如 $36S_{1/2}$). 同时改变偏置电极板的电场强度,当偏置电场与周围平均电场抵消时,里德堡原子信号出现极大值. 测量结果如图3所示,在距离金属电介质表面不同的位置,抵消周围平均电场所需的偏置电场强度也发生变化. 由于原子芯片附近电场的均匀性,不可能在所有位置都完全抵消掉周围电场,该方法测量电场的精确度受电场不均匀

性以及电场强度随时间变化等因素的影响,实际测量的不确定度能够达到0.15 V/cm.

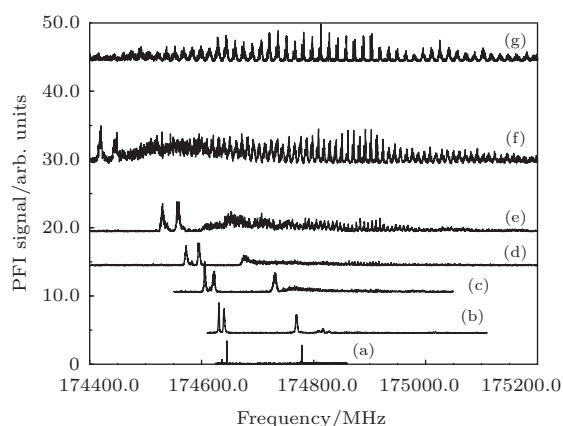


图2 氪原子 $n = 91$ 时用真空紫外线-毫米波双共振激发方法得到的Stark谱^[13] 电场强度分别为:(a) 0 mV/cm; (b) 4.65 mV/cm; (c) 10.57 mV/cm; (d) 14.53 mV/cm; (e) 19.43 mV/cm; (f) 29.45 mV/cm; (g) 44.43 mV/cm

Fig. 2. Stark spectra of krypton at $n = 91$ recorded following vuv-millimeter wave double-resonance excitation^[13]. The value of the applied electric field: (a) 0 mV/cm; (b) 4.65 mV/cm; (c) 10.57 mV/cm; (d) 14.53 mV/cm; (e) 19.43 mV/cm; (f) 29.45 mV/cm; (g) 44.43 mV/cm.

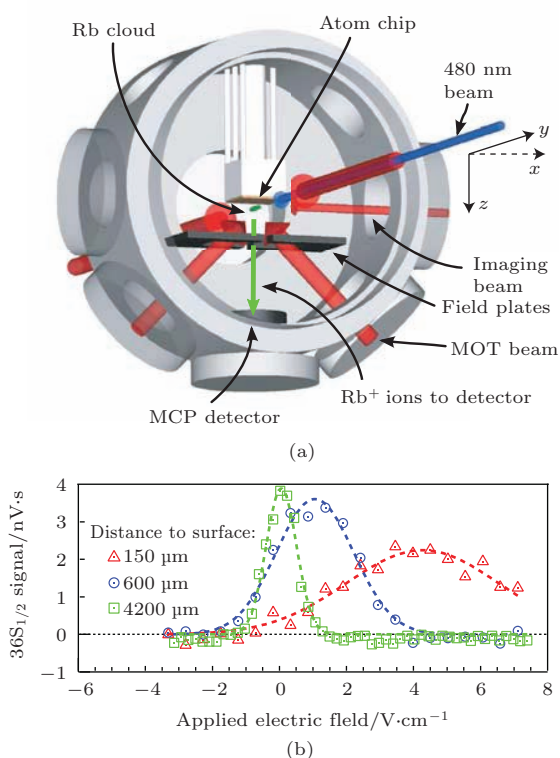


图3 冷原子里德堡态Stark效应测量金属电介质表面附近电场实验装置和测量得到的里德堡信号与偏置电场强度、表面位置的关系^[14]

Fig. 3. Electric-field sensing near the surface microstructure of an atom chip using cold Rydberg atoms, set-up and the Rydberg excitation spectra^[14].

国内的一些研究组也在静电场对里德堡原子的 Stark 效应方面做了很多的研究,例如测量了钡原子高激发里德堡态的 Stark 谱,以及氢原子和铯原子的里德堡态受电场作用 Stark 效应的影响 [17-22]. 这种用里德堡原子 Stark 效应测量静电场的方法虽然能够达到 $\pm 20 \mu\text{V}/\text{cm}$ 的精确度,但是由于探测里德堡原子时需要采用场电离的方式,场电离后原子的里德堡态已经被破坏,因此无法做到连续测量. 而且一般来说,场电离探测里德堡原子的系统比较复杂,占用空间较大,很难小型化.

3 用里德堡原子的电磁诱导透明和 Autler-Townes 效应测量微波电场

里德堡原子不但可以用来测量静电场,还可以测量微波电场. 由于里德堡原子具有较大的电偶极矩 ($\propto n^2$) [12], 因此和微弱的微波电场也能达到很高的耦合强度. 如 ^{87}Rb 原子的 $55\text{D} \rightarrow 54\text{F}$ 共振跃迁频率约为 13.9 GHz , 当微波电场强度为 $64 \mu\text{V}/\text{cm}$ (对应功率密度为 $5 \text{ fW}/\text{cm}^2$) 时, 所对应的跃迁拉比频率约为 1 MHz . 最近德堡原子电磁诱导透明 (EIT) 已经在原子汽室 [23]、原子束 [24] 和冷原子 [25] 中得到了实现. Autler-Townes (AT) 效应也被用于研究里德堡原子相互作用 [26,27]. 结合里德堡原子的电磁诱导透明和 Autler-Townes 效应来测量微波电场, 不但能够进行连续测量, 而且只需要使用微米量级大小的原子气体, 因此可以用来实现便携式的原子微波电场计.

3.1 微波电场测量标准的提高

测量微波电场的概念和校准仪器依照的标准,最早由 Hertz 在 19 世纪 80 年代提出 [28]. 测量微波电场依照的标准是用标准天线和标准场的方法得到的 [29,30]. 对于高达 40 GHz 的场,用来校准的电场强度最小值约为 $1 \text{ mV}/\text{cm}$. 目前探测微波电场所依照的标准是基于光学手段测量由天线转换的电磁场,这种技术能够探测到低到 $30 \mu\text{V}/\text{cm}$ 的微波电场强度,测量的灵敏度达到 $1 \text{ mV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ [31]. 这类技术主要受限于天线的转换效率、对待测场的干扰以及带外干涉效应. 而基于里德堡原子量子干涉效应测量微波电场的方法,能够达到 $30 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ 的灵敏度,并且能测量的最小电场为 $8 \mu\text{V}/\text{cm}$ [10], 比传统基于天线的测量标准要好一个数量级,可作为新的微波电场测量标准.

基于里德堡原子的电场计采用的四能级系统和实验装置如图 4 所示,探测和耦合光相向传播通过一个 10 cm 长的铷泡,在没有微波场作用时,如图 4 (a) 中插图的上半部分所示,是一个标准的阶梯型能级 EIT 的透射峰;当增加一微波场与邻近的里德堡原子能级共振时,透射峰出现分裂. 透射峰分裂的大小取决于耦合的微波场强,也就是对应跃迁的拉比频率 $\Omega_{\text{MW}} = \mu_{\text{MW}}E/\hbar$. 其中, E 是微波的电场幅度, μ_{MW} 是对应跃迁的电偶极矩. 理论上来说,用这种方法可以测量小于 $100 \text{ nV}/\text{cm}$ 的微波电场.

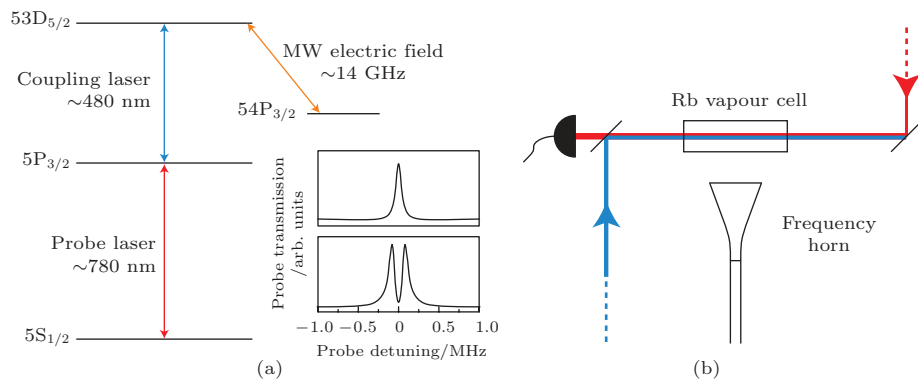


图 4 用 EIT 效应测量微波电场的能级示意图和实验装置图 [10] (a) 右边插图中的上半部分是没有微波场作用时三能级 EIT 的透射谱; 下部分是有微波场作用时, EIT 窗口出现 AT 分裂

Fig. 4. Level diagram and experimental set-up using EIT effect to measure microwave electric field [10]. The top part of the inset of Fig. (a) shows an example EIT feature associated the three-level system without a microwave electric field, the bottom part shows an example of the bright resonance that is produced within the EIT window when a microwave electric field is present.

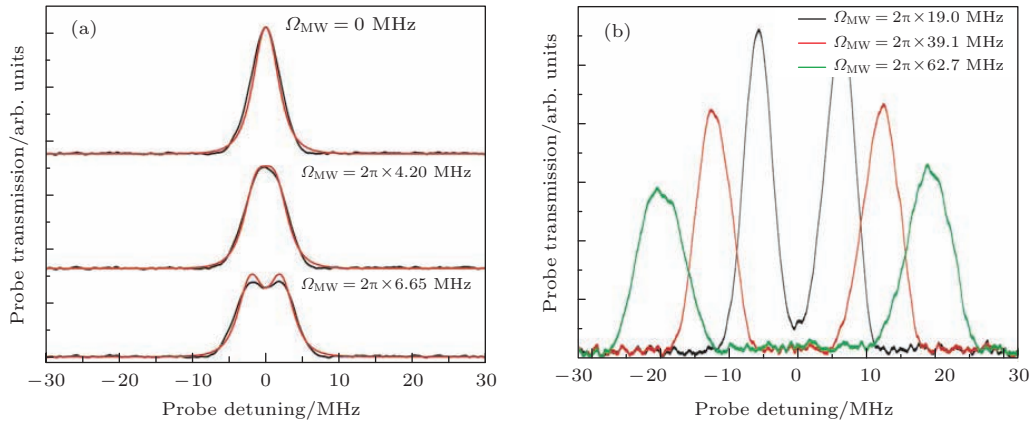


图5 三能级EIT的透射谱和由微波电场导致的AT分裂^[10] (a) 微波电场强度较低时的实验测量(黑线)和理论计算(红线)结果; (b) 微波电场强度很强时, $53D_{5/2} \rightarrow 54P_{3/2}$ 里德堡跃迁发生明显的AT分裂
 Fig. 5. Three-level EIT and splitting from the microwave electric fields^[10]: (a) the experimental bright resonance dip and attenuation of the EIT transmission signal for low microwave electric field amplitudes (black) with theory curves (red); (b) Autler-Townes splitting of the $53D_{5/2} \rightarrow 54P_{3/2}$ Rydberg transition that occurs for larger microwave electric field strengths.

如图5(a)所示,当电场强度较小时,微波电场使EIT透射峰展宽同时峰值减小;逐渐增大微波电场强度, EIT透射峰出现小凹陷. 如图5(b)所示,当微波电场强度很大时,透射峰发生分裂. 这时,透射峰的分裂现象可以用 $53D_{5/2}$ 态的AT分裂来解释. 探测透射峰的线型,会受到激光线宽、渡跃时间展宽、散粒噪声以及里德堡态的衰减和退相干等因素的影响.

微波场的跃迁偶极矩要比探测光和耦合光作用的跃迁偶极矩大三个数量级. 考虑多普勒平均效应,探测光波长 $\lambda_P = 780$ nm和耦合光波长 $\lambda_C = 480$ nm,两个分裂峰的间距为 $\lambda_C/\lambda_P \times \Omega_{MW}/(2\pi) = 0.615 \times \Omega_{MW}/(2\pi)$. 为了精确地测量微波场,必须要精确地知道探测光和耦合光的波长比. 商用实验室波长计测量波长的精度约为 10^{-8} ,因此测量探测光和耦合光的波长比的误差不会影响微波电场的测量精确度. 另一方面,可以使用比耦合光波长更长的探测光来放大AT分裂. 结合利用光学频率测量得到的AT分裂和计算得到的跃迁电偶极矩测得的微波电场强度的不确定度约为0.5%. 该方法的测量误差主要源于背景地磁场的影响、微波源的频率及强度不稳、耦合光和探测光的频率及强度不稳等因素.

这种新的利用里德堡原子的量子干涉效应(EIT和AT效应),将对微波电场的强度测量转化为透射光谱频率测量,不仅提高了微波电场的测量精度,而且因为测量过程中没有破坏原子的里德堡

态,因此可以进行连续测量. 同时,测量所需的里德堡态原子可以在原子气室中制备,原子气室可以做得很小,有利于测量设备的小型化.

3.2 微波偏振方向的测量

基于里德堡原子和量子干涉效应测量微波电场的方法也可以用来测量微波的偏振^[32]. 选用的原子能级和图4中的一样,改变探测光、耦合光和微波电场的偏振组合可以得到如图6所示的结果. 当探测光、耦合光是线偏振并且和微波电场偏振方向一致时, π 跃迁驱动系统所有的激发能级都构成一个四能级体系,这样就得到AT分裂的两个峰,如图6中黑线所示;当探测光和耦合光是 σ^+ 偏振,微波电场偏振沿 z 方向时,由于微波电场 π 跃迁不能耦合到 $54P_{3/2}$ 态,三能级激发路径占主要部分,如图6中红线所示;如果探测光和耦合光都是线偏振并相互平行,但是和微波电场的偏振方向垂直,三能级和四能级的激发路径同时起作用,结果如图6中蓝线所示. 实验中,微波场的不均匀性会使谱线增宽;小量的电离会使谱线不完全对称,为了减小电离对测量的影响,需要限制蓝光的功率.

任意方向的微波电场可以分为两部分,其中一部分耦合 $54P_{3/2}$ 态,另一部分与 $54P_{3/2}$ 态没有作用. 这两部分的相对强度取决于微波电场偏振和激光偏振方向的夹角,所以改变微波偏振方向时探测光透射谱也会随着改变. 探测光和耦合光的偏振方向是已知的,这样就可以推出微波电场的偏振方

向. 如图7所示, 微波电场矢量和激光偏振方向的夹角改变时, 探测光透射谱也会变化, 利用这种方法测量得到的夹角可以精确到 0.5° .

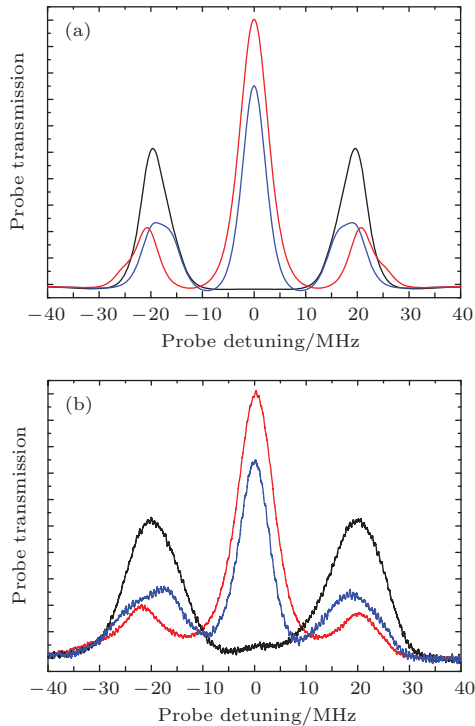


图6 微波偏振测量理论 (a) 和实验 (b) 数据 [32]. 黑线表示探测光、耦合光和微波电场偏振都沿 x 方向; 蓝线表示探测光和耦合光沿 y 方向, 微波电场沿 x 方向; 红线表示探测光和耦合光是 σ^+ 偏振, 微波场沿 z 方向

Fig. 6. Theoretical (a) and experimental (b) results of microwave polarization measurement [32]: probe laser, coupling laser and microwave electric field all x polarized (black); probe laser, coupling laser y polarized, microwave electric field x polarized (blue); probe laser and coupling laser σ^+ polarized and microwave electric field z polarized (red).

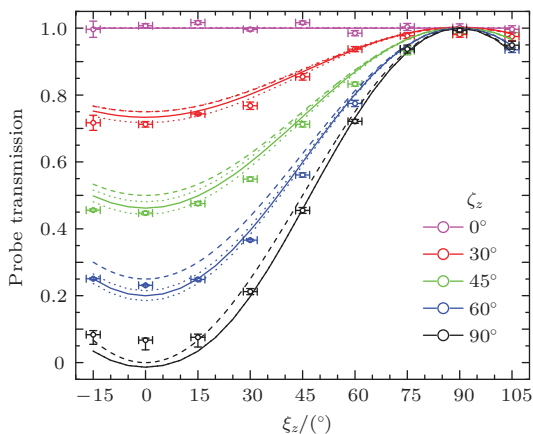


图7 探测光共振透射率与激光偏振和微波电场偏振夹角的关系 [32].

Fig. 7. Probe laser transmission on resonance for different angles between the laser polarizations and the microwave electric field vector [32].

3.3 宽带微波电场测量

传统的偶极天线通过改变物理尺寸针对某一频率微波场进行调节和优化, 基于里德堡原子的微波电场只需要改变耦合光的波长从而改变需要的里德堡态跃迁, 就能测量不同频率的微波电场强度. 耦合光波长改变的精度决定了用哪两个里德堡态做微波电场测量; 两个里德堡态之间的能级差决定了待测微波场的频率. 通过改变耦合光波长可以将原子激发到不同的里德堡态, 实现测量很宽频率范围内的微波电场强度 [9].

如图8所示, 在 ^{85}Rb 原子四能级系统中, 耦合光波长为479.32 nm时激发到 $100D_{5/2}$ 里德堡态, 测量的微波电场与 $101P_{3/2}$ 态耦合, 频率约为2 GHz; 耦合光波长为483.60 nm时激发到 $25D_{5/2}$ 里德堡态, 测量的微波电场与 $26P_{3/2}$ 态耦合, 频率约为150 GHz. 用这种方法能够实现宽带的微波电场测量, 可以测量的微波频率范围为1—500 GHz. 实验上已经实现15—105 GHz的宽带微波测量 [9].

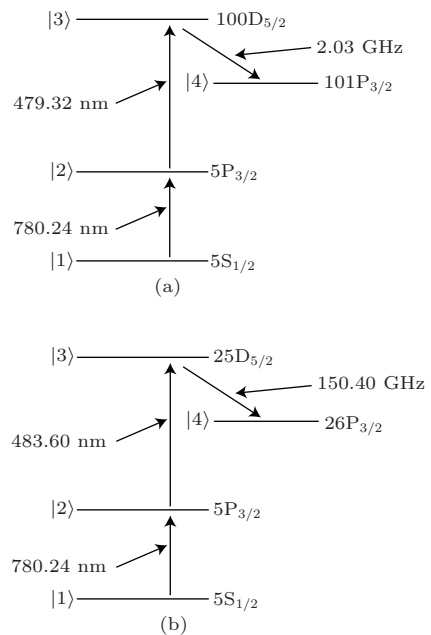


图8 ^{85}Rb 原子四能级系统 [9] (a) 测量频率为2 GHz的微波电场; (b) 测量频率为150 GHz的微波电场

Fig. 8. Four-level atomic system for ^{85}Rb : (a) 2 GHz transition, and (b) 150 GHz transition [9].

传统用偶极电极测量微波电场的方法在测量不同频段的微波电场时, 要使用尺寸不一的不同探头, 而用里德堡态原子作探头, 只需要调节耦合光波长, 比传统方法要方便很多.

3.4 微波电场亚波长成像

传统的用来测量电场的探头尺寸一般为待测微波场波长的 $1/2$ — $1/4$, 这种探头测量到的是探头长度范围内的平均电场. 因此, 用这种探头测量特征长度小于一个波长的电场空间分布, 特别是当存在小于波长的百分之一的孔、缝隙等结构时, 会有很多问题. 而使用里德堡原子和EIT进行微波电场测量的方法, 空间分辨率能够达到 $100\ \mu\text{m}$ ^[33]. 由于电场的实际感应范围由微波场、探测光和耦合光的重叠区域决定, 当激光束的直径很小时就能做到较高的空间分辨率.

图9是频率为 $104.77\ \text{GHz}$ 的微波电场在气室中的分布, 实线为理论值, 点虚线为实验测量值. 微波电场测量的空间分辨率由激光束的宽度决定, 理论上的空间分辨率受限于光学衍射极限. 这种方法可以用来对印刷电路板或一些介质表面的电场进行成像, 有着重要的应用价值.

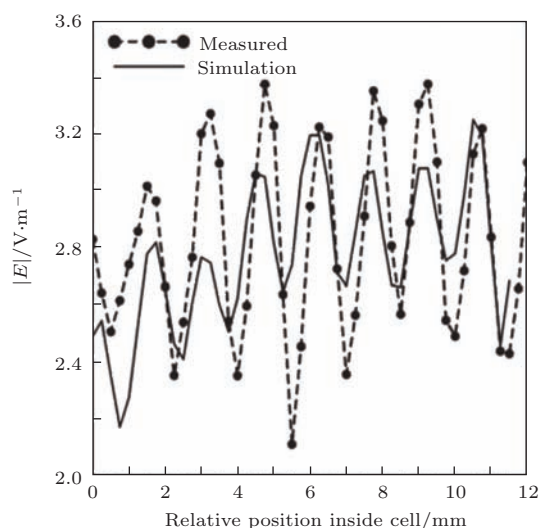


图9 微波频率为 $104.77\ \text{GHz}$ 时气室中不同位置电场强度的分布^[33]

Fig. 9. Comparison of experimental and simulated $|E|$ as a function of position inside the cell at $104.77\ \text{GHz}$ ^[33].

4 总结和展望

里德堡原子具有大的极化率、低的场电离阈值和大的电偶极矩, 对于外部电磁场十分敏感. 利用里德堡原子的Stark效应测量静电场的精确度已经达到 $20\ \mu\text{V}/\text{cm}$. 利用里德堡原子的量子干涉效应(EIT和AT分裂)测量微波电场, 理论上能够测量小到 $100\ \text{nV}/\text{cm}$ 的电场强度. 目前, 实验上已经

实现了最小值为 $8\ \mu\text{V}/\text{cm}$ 的电场强度测量, 同时灵敏度为 $30\ \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$, 远优于传统偶极天线测量微波电场的标准. 同时里德堡原子电场计可以溯源到基本物理常数, 可以利用原子参数进行自校准, 对待测电场干扰少, 不依赖于探头的物理尺寸. 此外, 还可以测量微波电场的偏振方向, 实现亚波长电场成像. 通过选择合适的里德堡态, 可以实现 1 — $500\ \text{GHz}$ 宽频段的微波电场测量. 为了将微波电场计带出实验室, 真正得到广泛应用, 小型化是必然的发展趋势. 除了使用芯片式原子气室外, 可利用空心光纤取代原子气室(图10)^[9], 实验上已经实现了将空心光纤中的原子激发到里德堡态^[34].

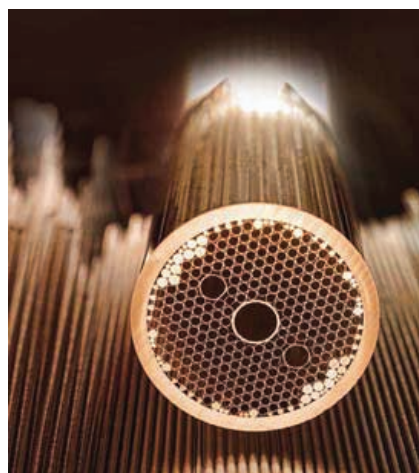


图10 基于空心光纤的原子气室^[9]

Fig. 10. Hollow-core photonic bandgap fiber based vapor cell^[9].

除了将电场强度测量转化为谱线(频率)测量外, 还可以将电场强度测量转化为相位测量^[35]. 里德堡原子可用来构造量子相位门^[36–38]; 以里德堡原子作为探头, 通过绝热通道^[39–41]、超绝热通道^[42–45]、几何相位操控^[46–54]等新兴的量子调控技术实现构成内态量子干涉仪所需的高保真度 $\pi/2$ 和 π 的门操作; 利用内态量子干涉仪测量由微波电场与里德堡态相互作用所积累的相位因子, 可以实现微波电场的测量. 相位测量可以通过实验累积来提高测量精度, 这种将强度测量转化为相位测量的方法有望进一步提高电场测量的精度.

参考文献

- [1] Hall J L 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1279
- [2] Savukov I M, Seltzer S J, Romalis M V, Sauer K L 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 063004

- [3] Balabas M V, Karaulanov T, Ledbetter M P, Budker D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 070801
- [4] Wasilewski W, Jensen K, Krauter H, Renema J J, Balabas M V, Polzik E S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 133601
- [5] Koschorreck M, Napolitano M, Dubost B, Mitchell M W 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 093602
- [6] Wang P F, Ju C Y, Shi F Z, Du J F 2103 *Chin. Sci. Bull.* **58** 2920
- [7] Camparo J C 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 222
- [8] Swan-Wood T, Coffer J G, Camparo J C 2001 *IEEE Trans. Inst. Meas.* **50** 1229
- [9] 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
- [10] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kubler H, Low R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nature Phys.* **8** 819
- [11] Gordon J A, Holloway C L, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 024104
- [12] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [13] Osterwalder A, Merkt F 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1831
- [14] Carter J D, Cherry O, Martin J D D 2012 *Phys. Rev. A* **86** 053401
- [15] Abel R P, Carr C, Krohn U, Adams C S 2011 *Phys. Rev. A* **84** 023408
- [16] Bason M G, Tanasittikosol M, Sargsyan A, Mohapatra A K, Sarkisyan D, Potvliege R M, Adams C S 2010 *New J. Phys.* **12** 065015
- [17] Li B, Liu H P 2013 *Chin. Phys. B* **22** 013203
- [18] Yang H F, Gao W, Cheng H, Liu X J, Liu H P 2013 *Chin. Phys. B* **22** 013202
- [19] Li H Y, Yue D G, Liang Z Q, Yi C H, Chen J Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 203401 (in Chinese) [李红云, 岳大光, 梁志强, 伊长红, 陈建中 2013 物理学报 **62** 203401]
- [20] Wang Y, Zhang H, Chen J, Wang L M, Zhang L J, Li C Y, Zhao J M, Jia S T 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 093201 (in Chinese) [王勇, 张好, 陈杰, 王丽梅, 张临杰, 李昌勇, 赵健明, 贾锁堂 2013 物理学报 **62** 093201]
- [21] Jiang L J, Zhang X Z, Jia G R, Zhang Y H, Xia L H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 013101 (in Chinese) [蒋丽娟, 张现周, 贾光瑞, 张永慧, 夏立华 2013 物理学报 **62** 013101]
- [22] Wang L M, Zhang H, Li C Y, Zhao J M, Jia S T 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 013201 (in Chinese) [王丽梅, 张好, 李昌勇, 赵健明, 贾锁堂 2013 物理学报 **62** 013201]
- [23] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [24] Mauger S, Millen J, Jones M P A 2007 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** F319
- [25] Weatherill K J, Pritchard J D, Abel R P, Bason M G, Mohapatra A K, Adams C S 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41** 201002
- [26] Autler S H, Townes C H 1955 *Phys. Rev.* **100** 703
- [27] Zhang H, Zhang L, Wang L, Bao S, Zhao J, Jia S 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043849
- [28] Tishchenko V A, Tokatly V I, Lukyanov V I 2003 *Meas. Tech.* **46** 76
- [29] Kanda M, Orr R D 1988 *NBS Technical Note* 1319
- [30] Kanda M 1993 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **41** 1349
- [31] Kanda M 1994 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **36** 261
- [32] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kubler H, Shaffer J P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 063001
- [33] Holloway C L, Gordon J A, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 244102
- [34] Epple G, Kleinbach K S, Euser T G, Joly N Y, Pfau T, Russell St P J, Low R 2014 *Nature Commun.* **5** 4132
- [35] Dolde F, Fedder H, Doherty M W, Nöbauer T, Rempp F, Balasubramanian G, Wolf T, Reinhard F, Hollenberg L C L, Jelezko F and Wrachtrup J 2011 *Nature Phys.* **7** 459
- [36] Muhammad R, Hoogerland M, Jamil Y 2013 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **56** 2134
- [37] Sun R H, Ye M Y, Lin X M 2013 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **56** 1755
- [38] Feng G, Xu G, Long G L 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 190501
- [39] Bergmann K, Theuer H, Shore B W 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 1003
- [40] Klein J, Beil F, Halfmann T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 113003
- [41] Du Y X, Liang Z T, Huang W, Yan H, Zhu S L 2014 *Phys. Rev. A* **90** 023821
- [42] Berry M V 2009 *J. Phys. A: Math. Theor.* **42** 365303
- [43] Chen X, Lizuain I, Ruschhaupt A, Guéry-Odelin G, Muga J G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 123003
- [44] Bason M G, Viteau M, Malossi N, Huillery P, Arimondo E, Ciampini D, Fazio R, Giovannetti V, Mannella R, Morsch O 2012 *Nature Phys.* **8** 147
- [45] Zhang J F, Shim J H, Niemeyer I, Taniguchi T, Teraji T, Abe H, Onoda S, Yamamoto T, Ohshima T, Isoya J, Suter D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 240501
- [46] Zanardi P, Rasetti M 1999 *Phys. Lett. A* **264** 94
- [47] Duan L M, Cirac J I, Zoller P 2001 *Science* **292** 1695
- [48] Zhu S L, Wang Z D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 097902
- [49] Zhu S L, Wang Z D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 187902
- [50] Zhu S L, Wang Z D, Zanardi P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 100502
- [51] Abdumalikov Jr A A, Fink J M, Juliusson K, Pechal M, Berger S, Wallraff A, Filipp S 2013 *Nature* **496** 482
- [52] Arroyo-Camejo S, Lazariev A, Hell S W, Balasubramanian G 2014 *Nature Commun.* **5** 4870
- [53] Zu C, Wang W B, He L, Zhang W G, Dai C Y, Wang F, Duan L M 2014 *Nature* **514** 72
- [54] Tan X, Zhang D W, Zhang Z, Yu Y, Han S, Zhu S L 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 027001

SPECIAL ISSUE — Quantum metrology and control

Rydberg-atom-based electrometry*

Huang Wei¹⁾ Liang Zhen-Tao¹⁾ Du Yan-Xiong¹⁾ Yan Hui^{1)†} Zhu Shi-Liang^{1)2)‡}

1) (*Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials, School of Physics and Telecommunication Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

2) (*National Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

(Received 11 March 2015; revised manuscript received 12 May 2015)

Abstract

Atom in Rydberg state has large polarizability, large electric dipole and low ionization threshold field. It is very sensitive to electric field, therefore it can be used to measure the amplitude of electric field, especially the microwave electric field. The new developed scheme is based on quantum interference effects (electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting) in Rydberg atoms. Instead of the direct amplitude measurement, this method tests the Rabi frequency value of the transmission spectrum which is determined by the microwave electric field strength and the corresponding atom nature. The minimum measured strengths of microwave electric fields are far below the standard values obtained by traditional antenna methods. Compared with the traditional methods, this new scheme has several advantages, such as self-calibration, non-perturbation to the measured field and independence of the probe length. Besides, this scheme can also be used to measure the polarization direction of microwave electric field and realize sub-wavelength imaging. Through adjusting the wavelength of coupling laser, a broadband 1–500 GHz microwave electric field measurement can be achieved. This new scheme is beneficial to conducting the continue electric field measurement and the miniaturization of the test equipment. In this paper, the researches about using Rydberg atom to measure electric field with high precision are reviewed. The basic theory and experimental techniques are introduced. Finally, we discuss a promising method of using Rydberg atom interferometer to detect the accumulated phase in the process of interaction between electric field and Rydberg atoms. This method converts amplitude measurement into phase test, which may improve the precision and sensitivity.

Keywords: Rydberg atom, electric field measurement, electromagnetically induced transparency, Autler-Townes effect

PACS: 07.50.Ls, 32.80.Rm, 42.62.Fi, 37.10.De

DOI: 10.7498/aps.64.160702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11474107, 11125417), the Natural Science Fund for Distinguished Young Scholars of Guangdong Province, China (Grant No. 2014A030306012), the Project for Outstanding Young Teachers in Higher Education of Guangdong Province, China (Grant No. Yq2013050), the Zhujiang Nova Program of Guangdong Province, China (Grant No. 2014010), the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in Universities of Ministry of Education of China (Grant No. IRT1243), the Program for Young Innovation Scholars in Universities of Guangdong Province, China, the Science Research Foundation for Young Teachers in South China Normal University (Grant No. 14KJ04), and the Science Research Foundation for Graduate Student of South China Normal University (Grant No. 2014ssxm12).

† Corresponding author. E-mail: yanhui@scnu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: slzhunju@163.com