

## 激光与光电子学进展

## 可搬运原子微波电场测量仪

边武<sup>1</sup>, 郑顺元<sup>1</sup>, 李仲启<sup>1</sup>, 郭钟毓<sup>1</sup>, 马恒宽<sup>1</sup>, 仇思源<sup>1</sup>, 廖开宇<sup>1\*</sup>, 张新定<sup>1\*\*</sup>, 颜辉<sup>1,2</sup><sup>1</sup>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, 广东 广州 510006;<sup>2</sup>华南师范大学物理前沿科学研究院, 粤港量子物质联合实验室, 广东 广州 510006

**摘要** 近年来,基于里德堡原子的微波电场测量研究进展迅速,将光学平台上的原子微波电场测量系统一体化和集成化是工程应用的前提条件。据此,本文介绍了里德堡原子微波电场测量原理以及确定跃迁共振频率的方法,同时结合 852 nm 激光调制转移稳频和 509 nm 激光电磁诱导透明稳频方案研制了可搬运的原子微波电场测量仪。利用此仪器,演示了直接溯源至国际标准单位制的微波电场测量以及微弱微波信号的探测。

**关键词** 电磁诱导透明; 里德堡原子; 微波测电学; 原子相干性

中图分类号 O562.3+2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP230671

## A Transportable Rydberg Atomic Microwave Electrometry

Bian Wu<sup>1</sup>, Zheng Shunyuan<sup>1</sup>, Li Zhongqi<sup>1</sup>, Guo Zhongyu<sup>1</sup>, Ma Hengkuan<sup>1</sup>, Qiu Siyuan<sup>1</sup>,  
Liao Kaiyu<sup>1\*</sup>, Zhang Xinding<sup>1\*\*</sup>, Yan Hui<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials, School of Physics and Telecommunication Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, Guangdong, China;<sup>2</sup>Guangdong-Hong Kong Joint Laboratory of Quantum Matter, Frontier Research Institute for Physics, South China Normal University, Guangzhou 510006, Guangdong, China

**Abstract** The research of the microwave electrical field measurement which is based on the Rydberg atoms is developing fast during recent years. The prerequisite for the engineering application is the minimization and integration of the microwave electrical field measurement systems. This article introduces the basic characteristics of the Rydberg atoms, the fundamental principles of the microwave electrical field measurement, and the method of determining the resonant frequency of the transition. In addition, a transportable Rydberg atomic microwave electrometry is developed by combing the 852 nm modulation transfer frequency stabilization and 509 nm electromagnetically induced transparency frequency stabilization. Based on this instrument, we demonstrate the microwave electrical field measurement which is traced back to the standard international unit systems and the detection of the weak microwave signal.

**Key words** electromagnetically induced transparency; Rydberg atoms; microwave electrometry; atomic coherence

## 1 引言

里德堡原子是指主量子数  $n$  较大的原子,由于其轨道半径大和电偶极矩大,对外界电场极为敏感。2007年,英国杜伦大学的 Mohapatra 等<sup>[1]</sup> 研究组利用热原子蒸气室中电磁诱导透明(EIT)现象实现了对<sup>85</sup>Rb原子里德堡态的无损探测,利用780 nm探测光和480 nm耦合光将铷原子制备到里德堡态,通过

780 nm探测光的吸收来观测里德堡态激发。2012年,美国俄克拉荷马大学 Sedlacek 等<sup>[2]</sup> 研究组利用热原子中EIT的Autler-Townes(AT)劈裂现象来测量微波电场幅度,实现了可溯源至国际标准单位制的微波电场测量。2019年,中国计量科学研究院<sup>[3]</sup> 利用连续可调射频载波实现了速率达到500 kbit/s的数字通信,可带宽达到200 MHz。2020年,山西大学量子光学与量子器件实验室<sup>[4]</sup> 利用超外差测量技术实现最小

收稿日期: 2023-02-20; 修回日期: 2023-03-16; 录用日期: 2023-04-03; 网络首发日期: 2023-04-13

基金项目: 广东省重点领域研发计划(2019B030330001)、广东省自然科学基金(2021A1515010272)、广州市基础与应用基础研究项目(202102020715)、华南师范大学(清远)科技创新研究院(HQYY2021-028)

通信作者: \*liaokaiyu1989@163.com; \*\*xdzhang@scnu.edu.cn

780 pV·cm<sup>-1</sup> 的微波电场测量,灵敏度达到 55 nV·cm<sup>-1</sup>·Hz<sup>-1/2</sup>。2021 年,中国科学院大学物理科学学院<sup>[5]</sup>利用幅度调制方法将 AT 劈裂测量方法的最小可探测电场提高了 6 倍。2022 年,中国科技大学量子信息实验室<sup>[6]</sup>利用里德堡原子微波频率梳对微波电场进行实时和绝对频率测量,测量带宽达到 125 MHz。近 20 年来,国际上基于热原子电磁诱导透明原理开展了许多研究,实现了对微波幅度、偏振、功率、相位、到达角等参数的测量,并演示了初步的调幅<sup>[7]</sup>、调频、正交相移键控(QPSK)、正交幅度调制(QAM)等通信接收实验<sup>[8]</sup>。通过这些研究,里德堡原子展示出了在计量、通信、国防领域的应用潜力<sup>[9]</sup>。然而,目前开展的大部分研究均在实验室完成,里德堡原子微波测量技术要实用化仍需要进行进一步的工程化研究。

目前,基于原子精密测量技术的陀螺仪<sup>[10]</sup>、重力仪<sup>[11]</sup>及光钟<sup>[12]</sup>等均已实现小型化及可搬运,正朝向进一步缩小体积重量及提高测量精度发展。对于原子微波电场测量,美国 Rydberg Technology 公司已开发出基于里德堡原子测量技术的样机并可定制商品化。基于此项技术,里德堡原子微波测量有望在工频场测量及校准,低频电场测量,微波电场计量基准,太赫兹通信、传感及成像方面获得重要应用。因此,可搬运里德堡原子微波电场测量仪研究具有重要意义,通过完善激光稳频、微波频率校准、系统集成等方面来提高整机性能,为里德堡原子微波电场测量仪走向实用化打下基础。

## 2 里德堡原子微波测量基本原理

### 2.1 里德堡原子特性

里德堡原子主量子数  $n$  较大,一般大于 10,其制备方法通常为单光子<sup>[13]</sup>、级联双光子<sup>[14-15]</sup>及三光子激发<sup>[16]</sup>。对铯原子,单光子激发通常为 318 nm,双光子激发通常为 852 nm 结合 509 nm,而三光子激发的组合根据选择中间能级不同<sup>[16]</sup>可以为 895 nm、636 nm 及 2245 nm 或 852 nm、1470 nm 及 779 nm<sup>[17-18]</sup>,其对应耦合的两个中间能级分别为 6P<sub>1/2</sub>、9S<sub>1/2</sub> 及 6P<sub>3/2</sub>、7S<sub>1/2</sub>。级联双光子及三光子激发存在中间态引起的退相干及交流(AC)光频移问题,单光子激发由于激发光波长在紫外区而对激光器的运转及维护提出较高要求,能级及波长的选择可以参考 Rydberg-Ritz 原理<sup>[19]</sup>。1889 年,瑞典物理学家里德堡提出了一个描述氢原子光谱的公式

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1)$$

式中: $n_1$  和  $n_2$  分别为量子跃迁初态和末态的主量子数; $R_{\infty}$  为里德堡常数,为一个常量,其大小为 10973731.568160 m<sup>-1</sup>,此为考虑原子核质量为无限大的情况。当里德堡原子的价电子轨道量子数  $l$  较小

时,将会有很大概率穿透进入原子实,在  $n$  较大时价电子也会存在极化效应,因此不同  $l$  的能级相比氢原子能级会发生移动,即量子亏损效应。量子亏损大小可以用  $\delta_{nl}$  表示,主要与轨道量子数  $l$  有关,同时主量子数  $n$  和总量子数  $j$  也对量子亏损有一定影响。考虑量子亏损的里德堡原子能级  $E$  可以表示为

$$E = E_1 - \frac{hcR_A}{(n - \delta_{nl})^2}, \quad (2)$$

式中: $c$  为光速; $h$  为普朗克常数; $E_1$  为中性原子电离能。量子亏损  $\delta_{nl}$  可以用经验公式进一步展开

$$\delta_{nl} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2}, \quad (3)$$

式中: $\delta_0$  和  $\delta_2$  均为常数,与轨道量子数  $l$  和总量子数  $j$  有关。实验上可以通过飞秒光学频率梳测量里德堡能级的绝对能量值,也可以通过测量不同里德堡态之间的微波或毫米波跃迁来拟合得到量子亏损值<sup>[20]</sup>,获得准确量子亏损值之后即可利用式(1)和(2)准确预测里德堡态之间跃迁频率大小。

里德堡原子由于主量子数很高,因此具有一些独有的特性。例如,轨道半径大、辐射寿命长、里德堡能级之间跃迁偶极矩大等特点。里德堡原子部分物理特性与有效量子数  $n^*$  的关系如表 1<sup>[21]</sup>所示, $n^*$  与  $n$  的关系为

$$n^* = n - \delta_{nl}. \quad (4)$$

表 1 里德堡原子部分物理特性与有效量子数  $n^*$  的关系

Table 1 Relationship between the partial physical properties of the Rydberg atoms and the effective quantum number  $n^*$

Physical properties	Formula	Scaling law
Atomic radius	$a_0 n^2$	$n^{*2}$
Transition dipole moment	$\langle nl   er   nl' \rangle$	$n^{*2}$
State lifetime	$an^{*b}$	$n^{*3}$

Note:  $a_0$  is the Bohr radius,  $e$  is the elementary charge,  $r$  is the valence electron orbital radius, and  $a$  and  $b$  are the parameters in the empirical formula of radiation lifetime.

对铯原子<sup>2</sup>D<sub>5/2</sub>态, $a$ 和 $b$ 大小分别为 0.6681 和 2.9941,不同元素及轨道量子数  $l$  的  $b$  值相差较小,为 3 左右, $a$  值相差较大<sup>[22]</sup>。里德堡态能级寿命较长,具有较长的相干时间,因此有助于进行精密测量研究。例如,对铯原子主量子数  $n$  为 60,300 K 温度下理论计算得到的里德堡态寿命通常在 70~150 μs 之间。同时,随着主量子数  $n$  的增大,里德堡能级之间的间隔越来越小,通常处于微波及太赫兹频段。当铯原子主量子数  $n$  为 56~70,其对应的  $n^2$ D<sub>5/2</sub> 至  $(n+1)^2$ P<sub>3/2</sub> 之间里德堡跃迁频率为 1.98~3.98 GHz。里德堡原子的这些特性使其非常适合于探测微波及太赫兹电场、太赫兹成像<sup>[23]</sup>等方面的研究。

### 2.2 里德堡原子能级及微波电场测量基本原理

由于激光发射光谱优异的单色性及相干性,科学家可以有效制备里德堡原子。为了消除原子运动多普勒效应带来的光谱展宽,通常利用交叉束方法来制备里德堡原子,使里德堡激发光与原子束行进方向相互垂直来减小多普勒展宽,对里德堡能级的探测通常采用场电离方法<sup>[24]</sup>,通过电极板对里德堡原子应用线性增强的电场。由于不同里德堡态的电离阈值不同,将在不同时刻观测到场电离信号,即为不同里德堡态信号。2007年,英国杜伦大学通过热原子级联双光子激发及电磁诱导透明吸收光谱实现对里德堡态的探测,这种方法为相干非破坏性探测。

对热原子蒸气室获得的电磁诱导透明光谱信号,采用原子气室照射一个微波信号,将其耦合相应的两个里德堡能级,由于AC斯塔克效应,电磁诱导透明光谱信号将发生AT劈裂<sup>[25]</sup>,并且光谱劈裂频率间隔与照射微波信号的幅值成正比,表示为

$$E = \frac{h}{\mu_{mw}} \Delta f, \quad (5)$$

式中: $E$ 为微波电场幅值大小; $h$ 为普朗克常数; $\Delta f$ 为光谱劈裂间隔大小; $\mu_{mw}$ 为相应的里德堡态之间跃迁矩阵元大小。由式(5)可知,普朗克常数 $h$ 为国际单位制(SI)定义的基本常数,跃迁矩阵元 $\mu_{mw}$ 通过理论计算可以达到很高的精度,通常小于0.1%<sup>[26]</sup>。跃迁矩阵元包括两个部分,径向矩阵元 $R$ 和角向矩阵元 $A$ 。里德堡态之间跃迁矩阵元 $\mu_{mw}$ 可以表示为

$$\mu_{mw} = RA。 \quad (6)$$

角向矩阵元 $R$ 不依赖主量子数 $n$ :对 $nD_{5/2}-(n+1)P_{3/2}$ 跃迁,角向矩阵元为0.4899;对 $nD_{5/2}-(n-1)F_{7/2}$ 跃迁,角向矩阵元为0.4949<sup>[26]</sup>。式(5)和(6)成立的前提条件是入射微波偏振,探测光与耦合光的偏振均为线偏振且为同一方向,根据式(5)可获得准确的电场溯源结果。

光谱劈裂间隔通过实验测量可以达到很高的精度,对微波电场的测量转换为对光谱劈裂间隔的测量。以铯原子为例,双光子激发电磁诱导透明光谱及AT劈裂所涉及的能级图如图1所示。

利用852 nm和509 nm双光子激发,可以将蒸气室中的铯原子激发至里德堡态。通过调制转移技术将852 nm探测光锁定至铯原子蒸气室 $6S_{1/2}(F=4)-6P_{3/2}(F=5)$ 跃迁,频率约为351.72185 THz。将509 nm耦合激光利用电磁诱导透明稳频技术锁定于不同的里德堡态用于实验。由于在地磁场环境下里德堡态超精细劈裂很小,因此图1中不再标出里德堡态超精细能级。为了消除热原子运动导致的多普勒展宽及频移,可以利用852 nm和509 nm激光对向传输的配置消除多普勒展宽,实现高分辨率光谱。蒸气室中铯原子典型 $61D_{5/2}$ 态电磁诱导透明光谱如图2所示,位于EIT主峰

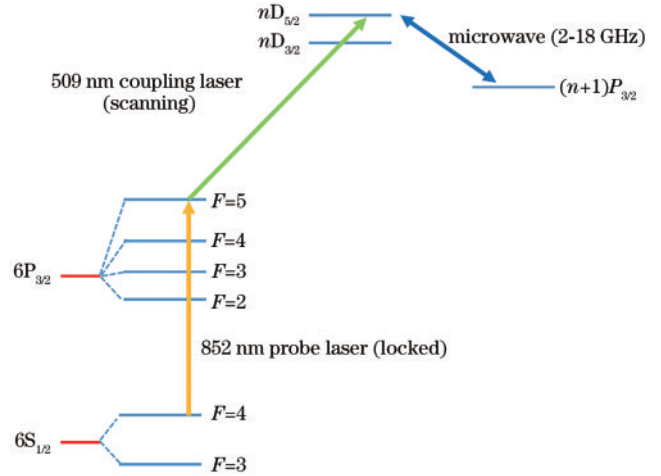


图1 铯原子电磁诱导透明及AT劈裂相关能级  
Fig. 1 Electromagnetically induced transparency and the AT splitting related energy levels of cesium atoms

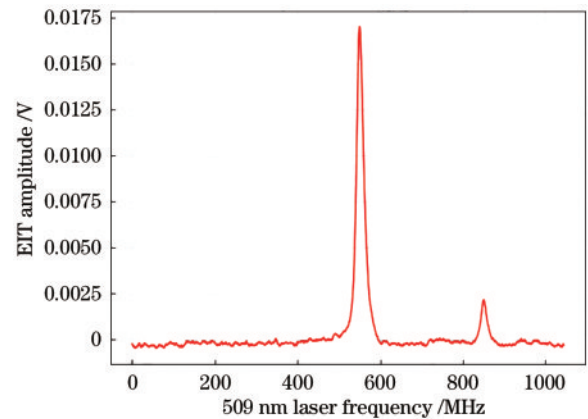


图2 铯原子 $61D_{5/2}$ 态电磁诱导透明光谱  
Fig. 2 Electromagnetically induced transparency spectrum of cesium atoms in  $61D_{5/2}$  state

右侧的小峰为 $61D_{3/2}$ 的EIT信号<sup>[27]</sup>。 $D_{3/2}$ 态的跃迁偶极矩更小,信号强度也较小。里德堡态 $D_{5/2}$ 态和 $D_{3/2}$ 态的精细能级劈裂可以由量子亏损理论精确计算,也可以利用此精细结构劈裂对光谱频率间隔进行精确校准。通过开源碱金属里德堡原子计算程序(ARC)可以计算 $61D_{5/2}$ 态和 $61D_{3/2}$ 态的能级劈裂间隔为299.93 MHz<sup>[28]</sup>。

对蒸气室中制备的里德堡原子照射特定频率的微波电场,当微波频率耦合特定的两个里德堡能级时,由于AC斯塔克效应,EIT光谱将发生劈裂,在共振位置对称劈裂为两个透射峰结构,此为AT劈裂现象,典型AT劈裂光谱如图3所示。通过将852 nm激光锁定于铯原子D2跃迁中 $F=4$ 到 $F=5$ 这一循环跃迁,然后扫描509 nm激光频率获得,也可以锁定509 nm激光耦合至里德堡态,扫描852 nm激光频率获得AT劈裂光谱。此种配置由于多普勒效应必须乘以相应的适配因子,电场强度<sup>[29]</sup>修改为

$$E = \frac{h}{\mu_{mw}} \frac{\lambda_p}{\lambda_c} \Delta f, \quad (7)$$

式中： $\lambda_p$  和  $\lambda_c$  分别为探测光和耦合光波长。对于微波电场探测,存在相应的动态范围,超过此动态范围时光谱劈裂间隔将不再与微波电场幅值成正比。动态范围的下限取决于电磁诱导透明光谱的线宽,AT 劈裂光谱间隔等于 2 倍 EIT 线宽时微波电场为动态范围下限。对于图 2, EIT 光谱线宽在 8 MHz 左右,因此图 3 中 AT 劈裂两个峰的间距至少应为 16 MHz,大于此值为线性动态范围测量。不同微波场强下 AT 劈裂光谱如图 4 所示,此跃迁对应里德堡跃迁为  $68D_{5/2}-66F_{7/2}$ , 对应微波幅度分别为 1.5、5、6 V/m, 由图可见, AT 劈裂间隔与微波幅度成正比。

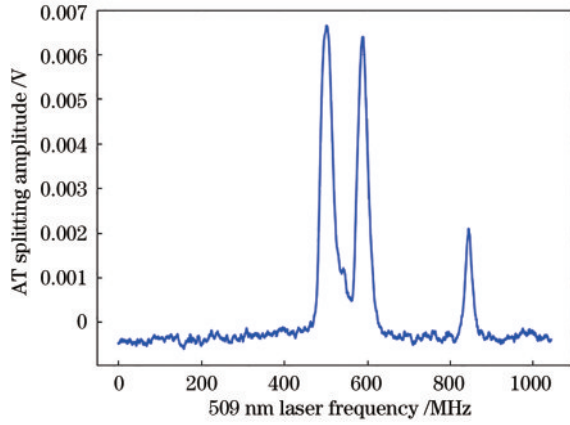


图 3 铯原子  $61D_{5/2}-62P_{3/2}$  AT 劈裂光谱

Fig. 3 AT splitting spectrum of Cs  $61D_{5/2}-62P_{3/2}$  transition

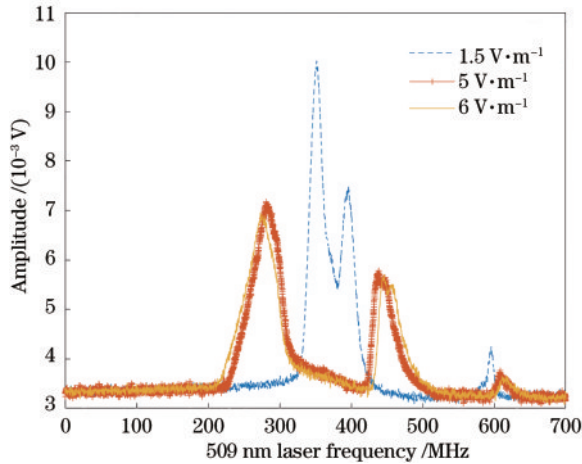


图 4 不同微波幅度下 AT 劈裂光谱

Fig. 4 AT splitting spectrum under different microwave amplitudes

式(5)和(7)假设入射微波与里德堡态之间跃迁频率共振,如果入射微波频率与跃迁共振频率存在失谐  $\delta_{RF}$ ,则在微波频率失谐下的 AT 劈裂大小  $\Delta f_{\delta}^{[30]}$  表示为

$$\Delta f_{\delta} = \sqrt{(\delta_{RF})^2 + (\Delta f_0)^2}, \quad (8)$$

式中： $\Delta f_0$  为入射微波与里德堡跃迁共振时的 AT 劈

裂大小。由式(8)可知,在微波频率失谐条件下,实验测得的 AT 劈裂会大于共振时的劈裂大小,最终测量的电场幅度比共振时偏大,因此准确定义里德堡跃迁的共振频率对提高测量精度有重要意义。对铯原子  $66D_{5/2}-67P_{3/2}$  跃迁,假定 2.388 GHz 为共振频率,在  $\pm 20$  MHz 频率失谐条件下的 AT 劈裂如图 5 所示。在不同微波功率下,改变微波频率并测量 AT 劈裂间距,通过式(8)拟合可以获得不同功率下的共振微波频率,经平均后获得相应跃迁的共振跃迁微波频率。以  $66D_{5/2}-67P_{3/2}$  跃迁为例,共振频率测量如图 6 所示。

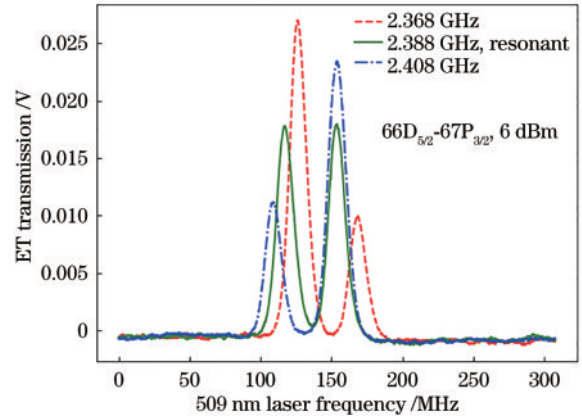


图 5 铯原子  $66D_{5/2}-67P_{3/2}$  跃迁频率失谐下的 AT 劈裂光谱

Fig. 5 AT splitting spectrum of cesium atoms  $66D_{5/2}-67P_{3/2}$  transition under frequency detuning condition

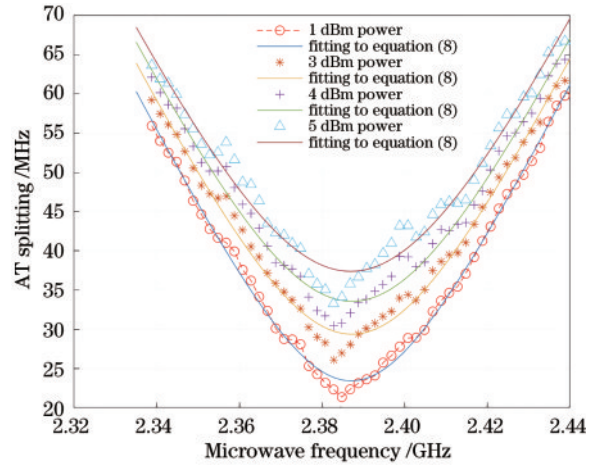


图 6 铯原子  $66D_{5/2}-67P_{3/2}$  跃迁共振频率的实验确定

Fig. 6 Experimental determination of the cesium atoms  $66D_{5/2}-67P_{3/2}$  transition

分别设定微波信号源的功率为 1~5 dBm,通过式(8)拟合获得的曲线最低点的微波频率即为不同功率下的共振频率,实验测量获得的共振频率为 2.3871 GHz。

在动态范围上限,强场微波条件下,里德堡共振跃迁能级附近其他能级由于斯塔克效应也将发生频率移动及分裂,由于能级交叉效应临近能级将对目标能级造成扰动,对测量结果的线性度造成影响<sup>[31]</sup>,构

成测量动态范围上限。利用 Floquet 数值仿真<sup>[32]</sup>结合光谱实验测量的方法可以给出相应微波场强的大小<sup>[33]</sup>,如何在强场下溯源至国际标准单位制需进一步研究。

### 3 可搬运里德堡原子微波电场测量仪研制

可搬运里德堡原子微波电场测量仪主要包括三个部分:探测光及耦合光稳频系统、集成式光纤原子探头、自动化控制及数据处理系统。通过对三部分的有效集成,可搬运里德堡原子微波测量仪演示了微波幅度的精确测量,结合外差探测方法探测了微弱微波信

号,下面分别加以介绍。

#### 3.1 852 nm 探测光及 509 nm 耦合光稳频系统

双光子激发利用 852 nm 及 509 nm 激光制备铯原子里德堡态,852 nm 激光通过分布布拉格反馈(DFB)半导体激光产生,其输出功率约 80 mW,自由运转线宽小于 1 MHz。509 nm 激光器为光纤激光器,具有体积小、结构简单、成本低及线宽窄(30 kHz)等优点。DFB 激光器具有体积小、不易跳模等优点,同时紧凑集成的结构易于小型化及可搬运。为了抑制激光器的长期漂移,采用调制转移稳频技术<sup>[34]</sup>实现 852 nm 激光至铯原子 D2 线的频率锁定,调制转移稳频技术基本原理如图 7 所示。

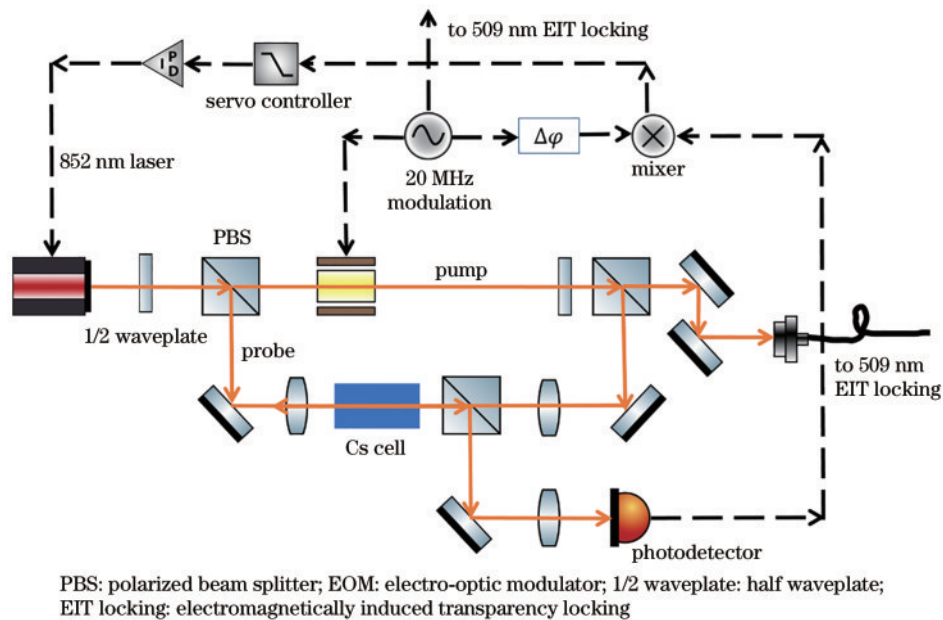


图 7 调制转移稳频技术基本原理

Fig. 7 Basic principle of modulation transfer frequency stabilization method

852 nm 激光输出后分为两束,一束通过电光相位调制器后光束被相位调制,这束光作为泵浦光束从右向左穿过原子气室,另一束作为探测光不经过调制直接从左向右穿过原子气室。两束激光在气室内重合,通过四波混频作用后探测光也将带有相位调制信息,探测光通过光电探测器接收后与电光调制器本地振荡器驱动源混频解调获得误差信号,经过比例积分微分电路处理后反馈给激光器电流调制端口,实现激光器至铯原子 D2 线跃迁的闭环锁定。使用的铯原子气室为 2 cm 边长立方气室,探测光功率约为 50  $\mu\text{W}$ ,泵浦光功率约为 700  $\mu\text{W}$ ,电光相位调制器为索雷博公司的 EO-PM-R-20-C1 共振型电光调制器,共振驱动频率为 20 MHz。在进行电场测量时,通常将 852 nm 激光锁定,扫描 509 nm 激光以获得 AT 分裂光谱。调制转移稳频技术相比其他技术有一些特定的优点,主要包括以下方面:1)相比内调制技术,调制转移为外调制技术,里德堡探测激光不携带调制信息,频谱成分更为纯

净;2)调制转移稳频技术产生的误差信号基线在零附近,信噪比更高;3)对铯原子或铷原子调制转移光谱,只有封闭跃迁的误差信号峰峰值较强,对铯原子 D2 线,对应封闭跃迁为  $6S_{1/2}(F=4)-6P_{3/2}(F=5)$ ,其他超精细结构跃迁谱线信号较弱,方便进行锁定。

为了探测微弱微波电场信号及测量微波的相位等信息,则需要采用外差法进行测量<sup>[35]</sup>。外差法可以测量微弱的微波电场信号,最小可达 46  $\mu\text{V}/\text{m}$  甚至更小,通过测量相位信息可实现正交相移键控(QPSK)等通信信号接收。外差法测量的一个基础是要实现耦合激光的锁定,对铯原子是 509 nm 里德堡激发光。利用电磁诱导透明光谱稳频技术<sup>[36]</sup>可实现 509 nm 耦合光的频率锁定,电磁诱导透明稳频技术基本原理如图 8 所示。

电磁诱导透明稳频利用里德堡原子 EIT 光谱实现里德堡 509 nm 激发光至里德堡态锁定,此方法也可用于铷原子 480 nm 激光的稳频。相比超稳腔等稳频方法,此方法装置简单,成本较低。通过一个单独的原子

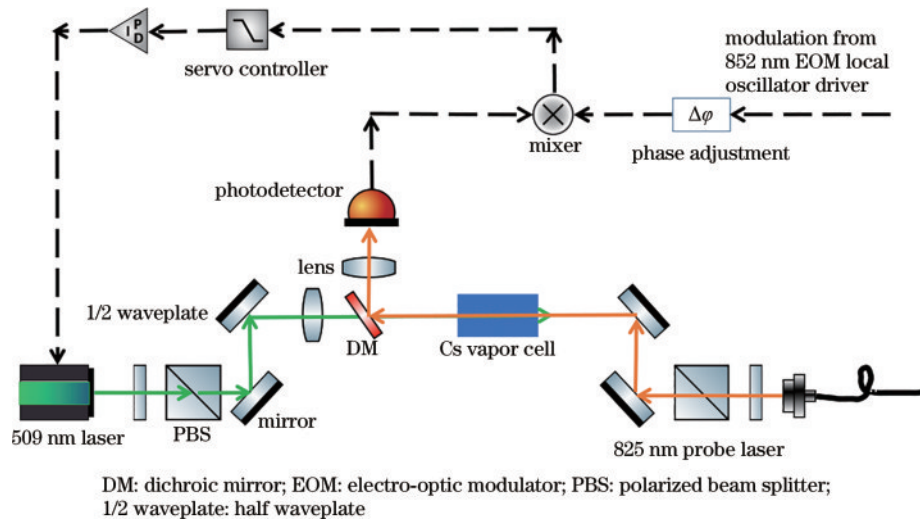


图 8 电磁诱导透明稳频技术基本原理

Fig. 8 Basic principle of electromagnetically induced transparency frequency stabilization method

气室(长为 2 cm、直径为 1 cm 的圆柱形气室)观测里德堡原子 EIT 光谱, 852 nm 和 509 nm 束腰半径分别为 120  $\mu\text{m}$  及 60  $\mu\text{m}$ , 功率分别为 2.2  $\mu\text{W}$  和 20 mW。通过将 852 nm 调制转移光谱中被 EOM 调制的一路光来制备 EIT 光谱, EIT 探测光信号通过宽带光电探测器接收(50 MHz 带宽)与 EOM 驱动本振信号混频即可获得锁定误差信号, 将此误差信号接入伺服电路处理后反馈给 509 nm 光纤激光器压电陶瓷驱动端口。此方法与 852 nm 调制转移稳频使用同样的调制信号, 光路和电路比较简单, 降低了系统复杂度。

经过调制转移稳频后, 852 nm 激光器的线宽约 300 kHz, 长期漂移小于 1 MHz。通过将两台同时利用调制转移稳频的 852 nm 激光进行拍频, 可以对激光器的短期及长期频率稳定性进行评估, 拍频结果如图 9 所示。对 509 nm 激光, 通过波长计监测其长期漂移小于 1 MHz, 满足初步实验需求。

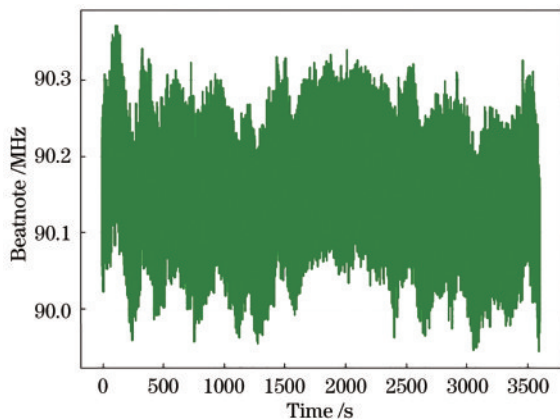


图 9 两台调制转移稳频后 852 nm 激光拍频结果

Fig. 9 Beatnote of two 852 nm lasers which are frequency stabilized by modulated transfer method

### 3.2 集成式光路及光纤型原子探头

为了实现可搬运微波电场测量, 需要将光路及电

路系统进行小型化。通过将激光器、稳频光路、分光光路及光谱探测光路放置在一个集成式光路上可以实现小型化设计<sup>[37]</sup>。集成光路采用半英寸光学元件, 底座采用定制化设计。整体集成式光路包含两路探测系统, 可以实现两个探头同时探测微波电场信号。

光纤型原子探头包括原子气室、单模保偏光纤尾纤插芯、渐变折射率透镜等部分组成。探头中原子气室通常为直径 1 cm、长度 1~3 cm 的铯原子蒸气室, 利用单模保偏光纤传输 852 nm 探测光, 探测光穿过原子气室后通过 509 nm 单模光纤被雪崩光电探测器接收, 852 nm 探测光耦合效率约 20%。光电探测器接收的信号经过示波器显示及连接计算机进行数据处理, 光纤集成式原子探头如图 11 所示。利用此光纤集成式探头, 获得电磁诱导透明光谱线宽约 8~10 MHz, 信号峰值约 60 mV。

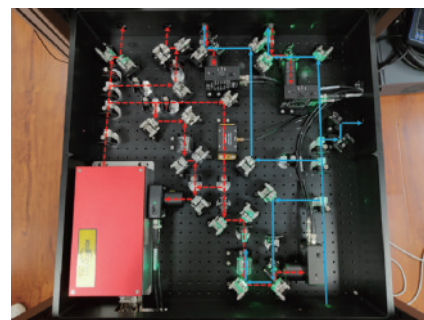


图 10 集成式稳频及分光光路

Fig. 10 Integrated laser module for laser frequency stabilization and laser light distribution

通过将光路、电路、光纤式集成探头及程序控制系统进行有效集成, 最终集成后的可搬运里德堡原子测量仪如图 12 所示, 其体积重量较小, 适于搬运, 可以方便地进行现场测量研究。最终组装完成的系统体积为长 80 cm、宽 63.5 cm、高 100 cm, 整机质量约 130 kg。

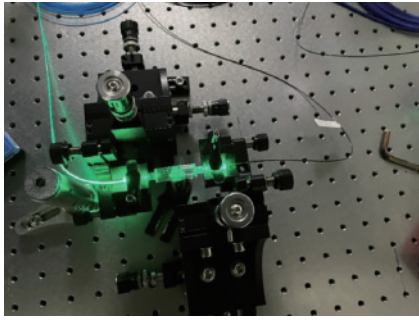


图 11 光纤集成式原子微波电场探头

Fig. 11 Fiber-coupled atomic microwave electric field probe



图 12 可搬运里德堡原子微波测量仪

Fig. 12 Transportable Rydberg atomic microwave electrometry

### 3.3 自动化控制及数据处理模块

为了配合里德堡原子实现现场电场测量,我们开发了自动化控制及数据处理模块。由于 852 nm 探测激光从 509 nm 激光单模光纤返回进入探测器,利用一台雪崩光电探测器(Thorlabs APD410)实现探测光(1 μW)的光电转换。光电探测器探测到的电压信号通过一台便携式示波器采集(Pico technology 5443D),示波器连接计算机进行数据采集及处理。用户界面及程序算法通过 Matlab APP designer 实现,包含完整的 EIT 和 AT 劈裂光谱波形显示,曲线拟合及数据采集功能,测量过程中示波器采样率为 10 kSa/s,垂直分辨率 16 位。实验中通过确定 AT 劈裂光谱中劈裂双峰的初始位置即可进行自动数据采集及曲线拟合,程序算法通过双洛伦兹拟合自动计算劈裂频率间隔大小并转换为微波电场幅值,获得微波电场幅值自动通过程序保存为本地 CSV 文件方便进一步查看。自动化控制及数据处理程序的界面如图 13 所示。

### 3.4 基于可搬运系统的微波电场幅度测量

利用可搬运里德堡原子微波测量装置,可以对微波电场各物理参数进行测量。利用 AT 劈裂及外差法对微波电场进行了测量,下面描述初步测量结果。将

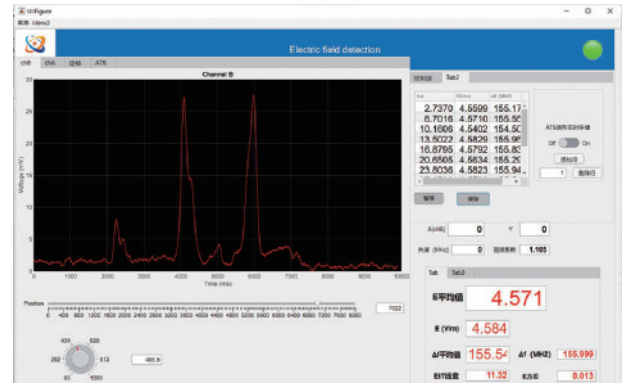


图 13 自动化数据采集及处理程序

Fig. 13 Software for the automatic data recording and processing

原子探头水平放置在微波暗室中,852 nm 光纤和 509 nm 光纤分别连接至系统 852 nm 和 509 nm 的出光口。852 nm 激光功率调至 4 μW,509 nm 激光功率调至 15 mW。光纤耦合效率为 22%,探测器接收功率 800 nW。标准增益喇叭正对原子探头,并且喇叭与原子探头的距离满足远场条件,此处喇叭与探头相距 123 cm。509 nm 激光器的波长调到需要测量的频点处,实验中激发铯原子至 64D<sub>5/2</sub>态,信号源频率设定为 2.628 GHz 以激发 64D<sub>5/2</sub>-65P<sub>3/2</sub>跃迁。信号源设定输出功率范围为 7 dBm~19 dBm,同时利用 64D<sub>5/2</sub>-64D<sub>3/2</sub>精细结构劈裂间隔(258.16 MHz)来校准 509 nm 激光扫描频率。打开微波后,EIT 光谱将发生 AT 劈裂,分裂为对称的两个透射峰。利用洛伦兹拟合获得两峰间距后可通过式(5)获得电场幅度大小,通过将信号源功率转换为瓦特,可获得电场幅度-信号源功率图,如图 14 所示。

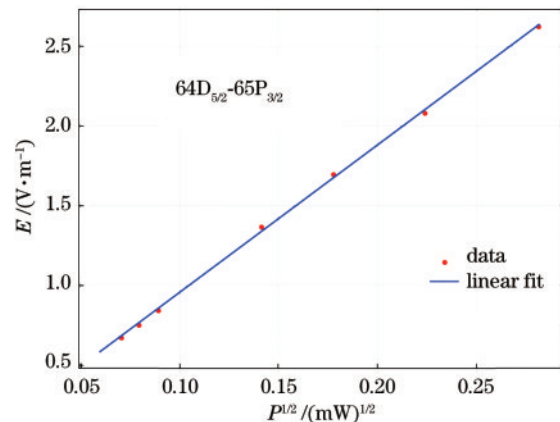


图 14 铯原子计算获得的电场幅度与不同信号源功率之间关系(2.628 GHz)

Fig. 14 Relationship between electric field amplitude obtained from cesium atom calculation and power of different signal generators at 2.628 GHz

图 14 中红色圆点为信号源功率及通过 AT 劈裂式(5)获得的电场幅度大小,蓝色直线为数据点的线性拟合。为了评估电场测量的稳定度,对图 14 中每

个功率点进行了 15~30 次测量,获得的重复性结果如表 2 所示,重复性定义为每组数据的标准偏差与平均值之比,可以看出每个功率点的重复性在 1.5% 以内。

由表 2 可知,部分测量结果的重复性大于 1%,可能是由于电场测量过程中微波偏振方向与激光偏振方向不完全一致,部分原子处于三能级 EIT 态未参与 AT 劈裂过程,从而影响曲线拟合精度及测量结果重复性。

表 2 每次电场测量重复性分析  
Table 2 Repeatability analysis of every electric field measurement

Signal generator power /dBm	1	2	3	4	5	Average value / (V·m <sup>-1</sup> )	Repeatability /%
7	0.682	0.662	0.670	0.671	0.651	0.670	1.32
8	0.736	0.752	0.756	0.781	0.746	0.751	1.64
9	0.827	0.829	0.830	0.838	0.848	0.843	1.31
11	1.353	1.381	1.360	1.377	1.356	1.367	1.04
15	1.679	1.690	1.707	1.683	1.690	1.691	0.77
17	2.061	2.079	2.100	2.071	2.077	2.076	0.65
19	2.652	2.626	2.639	2.612	2.603	2.620	0.63

### 3.5 基于可搬运系统的微波电场外差测量

类似于传统电磁波外差方法,也可以将外差方法应用于里德堡原子。将两个偏振方向相同的微波电场  $E_1$  和  $E_2$  同时照射原子气室,则原子将相当于传统方法中的混频器,用于探测光接收的光电探测器将接收到一个中频信号  $\Delta\omega$ ,设  $E_1$  为本地振荡微波,  $E_2$  为信号微波,则  $E_1$ 、 $E_2$  和  $\Delta\omega$ <sup>[35]</sup> 可表示为

$$E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1), \quad (9)$$

$$E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2), \quad (10)$$

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2. \quad (11)$$

经过化简,光电探测器探测到的信号  $T$ <sup>[35]</sup> 可以表示为

$$T \approx E_1 + E_2 \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi). \quad (12)$$

由式(12)可知,光电探测器探测到的中频信号频率为两个微波源频率差,中频信号幅值与信号微波  $E_2$  幅值成正比,中频信号相位即为本振微波与信号微波的相位差,因此利用外差法可以实现微弱微波信号幅度和相位的测量。

利用可搬运系统可以实现信号微波的相位测量,将信号微波设定为 -8 dBm,将本振微波设定为 12.5 dBm,通过功率分束器将两个微波信号反馈入天线喇叭照射原子气室,通过改变信号微波源的相位,在中频信号可以同步测量到微波源相位的变化,如图 15 所示。

实验中通过将探测光和耦合光分别锁定至 EIT 光谱的透射最强位置,利用本振微波和信号微波同时作用于铯原子,探测光透射信号为正弦中频信号,此中频信号的幅值与信号微波成正比,通过将本振微波幅度优化后可以获得较高灵敏度。例如,利用可搬运原子微波测量仪可测量 10 GHz 入射信号。将 509 nm 激光频率调谐至耦合  $68D_{5/2}$  里德堡态,将本振频率设定为 10.00912 GHz,信号频率设定为 10.00922 GHz,中频信号为 100 kHz,耦合  $68D_{5/2}$ - $66F_{7/2}$  跃迁。通过 AT 劈

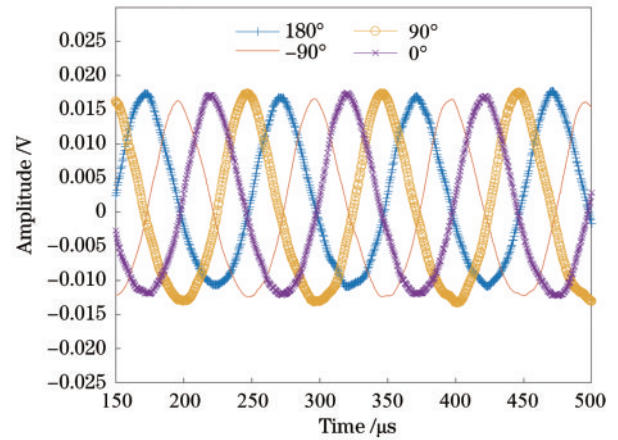


图 15 基于可搬运系统的微波相位测量  
Fig. 15 Microwave phase measurement based on the portable systems

裂方法对信号微波幅度进行校准,不断减小信号微波幅度,利用频谱仪测量中频信号强度,中频信号强度与信号微波幅度的关系如图 16 所示,利用此方法可测量的最小微波电场约为 76.46  $\mu\text{V}/\text{m}$ 。

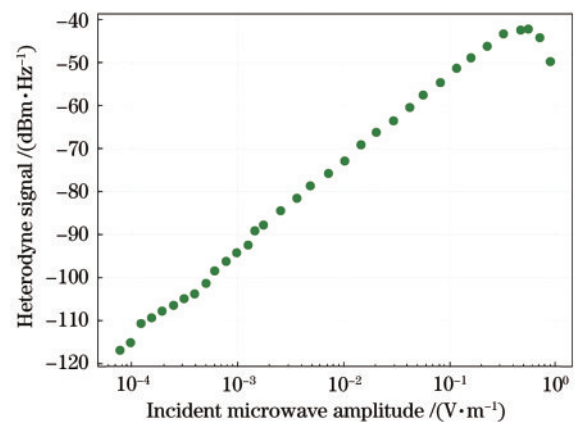


图 16 微弱微波信号的探测  
Fig. 16 Detection of the weak microwave signal



## 4 结 论

里德堡原子由于电偶极矩极大对微波电场非常敏感,基于 AT 劈裂及外差原理可以精确测量微波的幅度和相位等信息,有望在计量、通信及国防领域获得重要应用。探测光及耦合光频率稳定性,以及微波共振频率的准确定义将影响最终电场测量结果。目前,国内开展可搬运里德堡原子微波测量仪研究的单位较少,通过调制转移稳频及 EIT 稳频技术,结合集成化光路及探头设计,本文提出了一种可搬运里德堡原子微波测量仪的设计,并通过实验验证了此仪器的部分性能,初步实现了所需的各功能指标。

通过将各系统功能模块化、定制化有望进一步减小整体系统体积重量,同时对激光性能的进一步评估及优化,微波电场测量中各系统误差的进一步评估将有助于提高测量精度及灵敏度,均是未来的主要工作内容。通过选用不同波长的耦合激光,可搬运里德堡原子微波测量仪有望实现从 DC-THz 宽频带的精密电场测量,其具有的物理系统体积小、相比传统天线需要更换不同尺寸以适应不同频带具有优势。随着时间推移,里德堡原子微波测量技术的进一步成熟有望在民用及国防一些特定部门获得重要应用。

### 参 考 文 献

- [1] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(11): 113003.
- [2] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, et al. Microwave electrometry with Rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances[J]. *Nature Physics*, 2012, 8(11): 819-824.
- [3] Song Z F, Liu H P, Liu X C, et al. Rydberg-atom-based digital communication using a continuously tunable radio-frequency carrier[J]. *Optics Express*, 2019, 27(6): 8848-8857.
- [4] Jing M Y, Hu Y, Ma J, et al. Atomic superheterodyne receiver based on microwave-dressed Rydberg spectroscopy[J]. *Nature Physics*, 2020, 16(9): 911-915.
- [5] Liu X B, Jia F D, Zhang H Y, et al. Using amplitude modulation of the microwave field to improve the sensitivity of Rydberg-atom based microwave electrometry[J]. *AIP Advances*, 2021, 11(8): 085127.
- [6] Zhang L H, Liu Z K, Liu B, et al. Rydberg microwave-frequency-comb spectrometer[J]. *Physical Review Applied*, 2022, 18: 014033.
- [7] Jiao Y C, Han X X, Fan J B, et al. Atom-based receiver for amplitude-modulated baseband signals in high-frequency radio communication[J]. *Applied Physics Express*, 2019, 12(12): 126002.
- [8] Artusio-Glimpse A, Simons M T, Prajapati N, et al. Modern RF measurements with hot atoms: a technology review of Rydberg atom-based radio frequency field sensors[J]. *IEEE Microwave Magazine*, 2022, 23(5): 44-56.
- [9] 李伟, 张淳刚, 张好, 等. 基于里德堡原子 AC-Stark 效应的工频电场测量[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(17): 1702002.  
Li W, Zhang C G, Zhang H, et al. Power-frequency electric field measurement based on AC-Stark effect of Rydberg atoms[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(17): 1702002.
- [10] 陈红辉, 姚战伟, 陆泽茜, 等. 可搬运高精度原子干涉陀螺仪[J]. *导航与控制*, 2022, 21(S2): 42-50, 59.  
Chen H H, Yao Z W, Lu Z Q, et al. Transportable high-precision atomic interference gyroscope[J]. *Navigation and Control*, 2022, 21(S2): 42-50, 59.
- [11] 邓小兵, 徐文杰, 程源, 等. 小型化原子重力仪及应用[J]. *导航与控制*, 2022, 21(S2): 66-79.  
Deng X B, Xu W J, Cheng Y, et al. Miniaturized atomic gravimeter and its application[J]. *Navigation and Control*, 2022, 21(S2): 66-79.
- [12] 张华青, 黄垚, 张宝林, 等. 可搬运钙离子光钟的集成化激光冷却系统[J]. *导航与控制*, 2022, 21(S2): 209-220.  
Zhang H Q, Huang Y, Zhang B L, et al. Integrated laser cooling system for portable calcium ion light clock[J]. *Navigation and Control*, 2022, 21(S2): 209-220.
- [13] Bai J D, Wang J Y, Liu S, et al. Autler - Townes doublet in single-photon Rydberg spectra of cesium atomic vapor with a 319 nm UV laser[J]. *Applied Physics B*, 2019, 125(3): 33.
- [14] Gordon J A, Holloway C L, Schwarzkopf A, et al. Millimeter wave detection via Autler-Townes splitting in rubidium Rydberg atoms[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(2): 024104.
- [15] 靳刚, 成永杰, 黄承祖, 等. 用于里德堡原子激发的激光系统实现[J]. *中国激光*, 2022, 49(7): 0701003.  
Jin G, Cheng Y J, Huang C Z, et al. Generation of laser system using for Rydberg atom excitation[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(7): 0701003.
- [16] Carr C, Tanasittikosol M, Sargsyan A, et al. Three-photon electromagnetically induced transparency using Rydberg states[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(18): 3858-3860.
- [17] Ryabtsev I I, Beterov I I, Tretyakov D B, et al. Doppler- and recoil-free laser excitation of Rydberg states via three-photon transitions[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(5): 053409.
- [18] Shaffer J P, Ripka F, Liu C, et al. Rydberg atom-based radio frequency electrometry: enhancement of the self-calibrated autler-townes sensing mode[C]//2021 IEEE Conference on Antenna Measurements & Applications (CAMA), November 15-17, 2021, Antibes Juan-les-Pins, France. New York: IEEE Press, 2022: 226-229.
- [19] Rydberg J R. XXXIV. On the structure of the line-spectra of the chemical elements[J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1890, 29(179): 331-337.
- [20] Goy P, Raimond J M, Vitrant G, et al. Millimeter-wave

- spectroscopy in cesium Rydberg states. quantum defects, fine- and hyperfine-structure measurements[J]. *Physical Review A*, 1982, 26(5): 2733-2742.
- [21] Saffman M, Walker T G, Mølmer K. Quantum information with Rydberg atoms[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(3): 2313-2363.
- [22] Beterov I I, Ryabtsev I I, Tretyakov D B, et al. Quasiclassical calculations of blackbody-radiation-induced depopulation rates and effective lifetimes of Rydberg  $nS$ ,  $nP$ , and  $nD$  alkali-metal atoms with  $n \leq 80$ [J]. *Physical Review A*, 2009, 79(5): 052504.
- [23] Wade C G, Šibalić N, de Melo N R, et al. Real-time near-field terahertz imaging with atomic optical fluorescence [J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(1): 40-43.
- [24] Fabre C, Haroche S, Goy P. Millimeter spectroscopy in sodium Rydberg states: quantum-defect, fine-structure, and polarizability measurements[J]. *Physical Review A*, 1978, 18(1): 229-237.
- [25] Autler S H, Townes C H. Stark effect in rapidly varying fields[J]. *Physical Review*, 1955, 100(2): 703-722.
- [26] Simons M T, Gordon J A, Holloway C L. Simultaneous use of Cs and Rb Rydberg atoms for dipole moment assessment and RF electric field measurements via electromagnetically induced transparency[J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, 120(12): 123103.
- [27] Robinson A K, Artusio-Glimpse A B, Simons M T, et al. Atomic spectra in a six-level scheme for electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting in Rydberg atoms[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(2): 023704.
- [28] Šibalić N, Pritchard J D, Adams C S, et al. ARC: an open-source library for calculating properties of alkali Rydberg atoms[J]. *Computer Physics Communications*, 2017, 220: 319-331.
- [29] Holloway C L, Gordon J A, Jefferts S, et al. Broadband Rydberg atom-based electric-field probe for SI-traceable, self-calibrated measurements[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2014, 62(12): 6169-6182.
- [30] Simons M T, Gordon J A, Holloway C L, et al. Using frequency detuning to improve the sensitivity of electric field measurements via electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting in Rydberg atoms[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(17): 174101.
- [31] Chopinaud A, Pritchard J D. Optimal state choice for Rydberg-atom microwave sensors[J]. *Physical Review Applied*, 2021, 16(2): 024008.
- [32] Anderson D A, Miller S A, Raithel G, et al. Optical measurements of strong microwave fields with Rydberg atoms in a vapor cell[J]. *Physical Review Applied*, 2016, 5(3): 034003.
- [33] Jiao Y C, Han X X, Yang Z W, et al. Spectroscopy of cesium Rydberg atoms in strong radio-frequency fields[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(2): 023832.
- [34] Shang H S, Zhang T Y, Miao J X, et al. Laser with  $10^{-13}$  short-term instability for compact optically pumped cesium beam atomic clock[J]. *Optics Express*, 2020, 28(5): 6868-6880.
- [35] Simons M T, Haddab A H, Gordon J A, et al. A Rydberg atom-based mixer: measuring the phase of a radio frequency wave[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(11): 114101.
- [36] Abel R P, Mohapatra A K, Bason M G, et al. Laser frequency stabilization to excited state transitions using electromagnetically induced transparency in a cascade system[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(7): 071107.
- [37] 王延正, 付云起, 林沂, 等. 光学超表面集成原子气室仿真设计[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(11): 1124001.
- Wang Y Z, Fu Y Q, Lin Y, et al. Simulation design of optical hypersurface integrated atomic gas chamber[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(11): 1124001.