

# 室温原子气室中基于电磁诱导透明和吸收效应的微波电场测量

刘笑宏, 梁洁, 陈常军, 黄巍\*, 廖开宇\*

(华南师范大学物理与电信工程学院, 广州 510006)

**摘要:** 基于里德堡原子的量子干涉效应, 对微波电场的溯源进行测量. 该方法使用室温铷原子气室作为探头, 通过对双光子电磁诱导透明、三光子电磁诱导透明和三光子电磁诱导吸收效应的 Autler-Townes 分裂进行理论分析, 并讨论了原子散粒噪声的测量极限. 该方法不仅适用于微波电场的可溯源、自校准测量, 还可被用于微波电场的亚波长成像以及矢量测量, 将为进一步实现原子微波探头的小型化和集成化提供参考.

**关键词:** 里德堡原子; 电磁诱导透明效应; 电磁诱导吸收效应; Autler-Townes 分裂; 微波测量

中图分类号: O562.3+2

文献标志码: A

文章编号: 1000-5463(2020)03-0010-07

## Microwave Electric Field Measurement Based on Electromagnetically-Induced Transparency and Absorption in Atomic Vapor Cell at Room Temperature

LIU Xiaohong, LIANG Jie, CHEN Changjun, HUANG Wei\*, LIAO Kaiyu\*

(School of Physics and Telecommunication Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

**Abstract:** The traceability of microwave electric field is measured based on the Rydberg atomic quantum interference effect. The rubidium atomic vapor cell at room temperature is used as the probe, and the Autler-Townes splitting of two-photon electromagnetically-induced transparency, three-photon electromagnetically-induced transparency and three-photon electromagnetically-induced absorption effect are analyzed theoretically. The measurement limit of atomic shot noise is also discussed. This method is not only suitable for the traceability and self-calibration measurement of the microwave electric field but also for the sub-wavelength imaging and vector measurement of the microwave electric field and will provide a reference for further miniaturization and integration of the atomic microwave probe.

**Keywords:** Rydberg atom; electromagnetically-induced transparency effect; electromagnetically-induced absorption effect; Autler-Townes splitting; microwave measurement

由于原子体系具有可重复、精确和稳定性高等优点, 基于原子体系的原子钟、原子磁力计等技术在地球定位系统和基本物理常数的测量领域得到了广泛应用. 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. 电场的精密测量在材料检测、高分辨率雷达、射电天文观测以及卫星通信等领域均有重要应用.

近几年发展起来的里德堡原子电场计是一种新型的量子测量技术, 它通过将微波场强信息转化为

高精度的原子谱线信号, 微波电场大小可直接溯源, 从而实现微波电场的自校准测量. 1999年, 人们首次利用里德堡原子测量了微弱静电场<sup>[1]</sup>. 2012年, SHAFFER 研究组利用微波耦合相邻的 2 个里德堡能级, 实现了基于里德堡原子的微波电场测量<sup>[2]</sup>, 可测量的最小电场强度为  $8 \mu\text{V}/\text{cm}$ , 灵敏度为  $30 \mu\text{V}/(\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2})$ . 2014年, RAITHEL 研究组在室温铷蒸气室中利用里德堡原子的电磁诱导透明(EIT)-Autler-Townes(AT)(EIT-AT)分裂效应进

行了毫米波的检测<sup>[3]</sup>,填补了高频毫米波校准的技术空白. 2016年,ANDERSON等<sup>[4]</sup>和SIRKO等<sup>[5]</sup>通过Floquet理论分析里德堡EIT信号,实现了对强微波场的测量,测得最大电场为230 V/m,这极大提高了原子微波电场计的测量范围. 而JIAO等<sup>[6]</sup>最近利用量子超外差的方法,从实验上探测到了100 nV/cm数量级的微波场强响应,突破了探测光场的散粒噪声极限. 理论上,原子电场计的灵敏度受到原子标准量子极限的限制,有可能探测到10 pV/cm数量级的电场. 值得注意的是,原子电场计的探头是玻璃封装的原子气室,它对待测微波电场产生的干扰小,可忽略不计. 所测微波的中心频率取决于原子的能级间隔,而原子是场强测量的最小单位,所以测量的空间分辨率不受电磁波长的限制. 里德堡原子电场计还可标定目前难以校准的毫米波和太赫兹波场强.

由于里德堡原子光学激发的矩阵元 $\langle r_i | \hat{f} | e \rangle$ 通常非常小,双色里德堡EIT需要昂贵的商用激光器作为耦合光的光源. 例如,在里德堡铷原子EIT中,通常需要波长为480 nm、线宽约1 MHz、功率需数十毫瓦等条件以及高质量的空间模式激光器. 为此,人们提出采用里德堡三光子激发方案取代双光子激发方案<sup>[7-9]</sup>. 该方案只需3台低功率的近红外窄带半导体激光器,无需配备复杂的半导体锥形光放大模块和晶体倍频模块,所以具有成本低、结构简单和稳定性高等优点.

本文采用里德堡原子量子干涉效应的微波电场测量方法,通过对双光子EIT的理论计算,进一步对三光子EIT及电磁诱导吸收(EIA)效应测量微波电场强度的方法进行理论分析,讨论了原子电场计的散粒噪声极限,对基于这一方法实现小型集成化器件的可行性进行说明.

## 1 双光子电磁诱导透明效应

### 1.1 里德堡原子电场计

里德堡原子具有很大的电极化率,相邻里德堡能级间隔处于微波波段,对应的跃迁偶极矩很大(正比于主量子数 $n^2$ )<sup>[10]</sup>. 通过微波场耦合相邻的里德堡能级产生AT分裂效应,利用里德堡原子的EIT-AT分裂效应,实现对微波电场的精密测量. AT分裂效应产生的频率间隔 $\Delta f$ 与 $\Omega_{\text{MW}}$ 成正比, $\Omega_{\text{MW}}$ 是里德堡能级跃迁的拉比频率

$$\Omega_{\text{MW}} = \frac{\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\mu}_{\text{MW}}}{\hbar}. \quad (1)$$

迄今为止,基于原子的微波电场测量主要使用<sup>87</sup>Rb或<sup>133</sup>Cs碱金属原子,其原子能级结构和实验装置如图1所示. 微弱的探测光和共振的耦合光反向入射于原子气室中,使气室中基态原子耦合到里德堡态. 当探测光频率与 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的能级形成共振,并且耦合光的加入使得 $|2\rangle$ 到 $|3\rangle$ 共振跃迁时,分别从 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 缀饰态的激发幅度变化相反,导致了这2个激发路径上发生破坏量子干涉. 从而出现透明窗口,探测光透射增强(即EIT). 微波电场导致里德堡能级发生劈裂,从而使EIT峰分裂为2个峰. 微波电场引起的吸收属于量子干涉过程. 原子微波电场测量方法的灵敏度主要受众多因素影响,包括:激光线宽、渡越时间展宽、探测光和耦合光之间的多普勒失配、散粒噪声以及EIT过程中里德堡态的衰减与退相率.

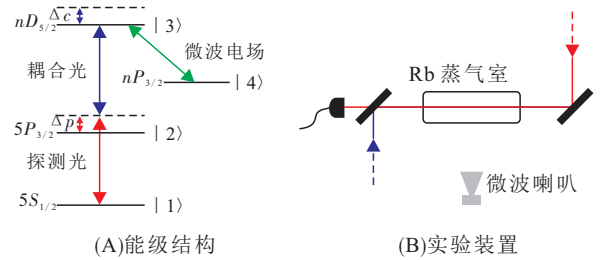


图1 四能级系统的能级结构和实验装置

Figure 1 The energy level structure and experimental setup of a four-level system

### 1.2 理论模型与分析

采用半经典理论<sup>[11-12]</sup>的处理方法对系统进行完整的理论计算,其中激光电磁场用经典的麦克斯韦方程来处理,而原子系统则用量子力学的薛定谔方程来处理. 在研究电磁场与物质相互作用时,鉴于电偶极相互作用相比磁偶极相互作用要强得多,因此本文仅考虑电磁波的电场作用<sup>[13]</sup>. 关于经典电磁波的传输,本文以角频率为 $\omega_p$ 的探测场与均匀原子介质相互作用的系统为例,采用经典电磁场来描述探测场:

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{z}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{x} [ \mathbf{E}_p(\mathbf{z}, t) e^{i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{z} - \omega_p t)} + \mathbf{E}_p^*(\mathbf{z}, t) e^{-i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{z} - \omega_p t)} ], \quad (2)$$

其中, $\mathbf{k}_p = \omega_p/c$ 是探测光沿着 $Z$ 轴方向传输的真空波矢, $\omega_p$ 是探测光的载波角频率,电磁场沿 $x$ 轴方向极化, $\mathbf{x}$ 是偏振单位矢量. 在原子介质中,光波的波矢 $\mathbf{k} = n\mathbf{k}_p = n\omega_p/c$ ,其中,折射率 $n$ 可定义为:

$$n = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}, \quad (3)$$

其中,  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $\mu_0$  是真空磁导率. 由于原子系综的相对磁导率  $\mu_r \approx 1$ , 可得  $n \approx \sqrt{\varepsilon_r}$ , 又因为电极化率的定义为  $\chi = \varepsilon_r - 1$ , 所以当电极化率极小时, 原子介质的折射率  $n = \sqrt{1+\chi} \approx 1+\chi/2$ . 当探测光穿过长度为  $L$  的原子介质后, 其出射的电场强度为

$$E_{\text{out}} = E_{\text{in}} \exp \left[ i \frac{\chi(\omega)}{2} \mathbf{k}_p L \right], \quad (4)$$

其中  $\omega$  是载波频率  $\omega_p$  的失谐量. 由此可得探测光的出射光强为<sup>[14]</sup>

$$I_{\text{out}} = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 |E_{\text{out}}|^2 = I_{\text{in}} \left| \exp \left( i \frac{\mathbf{k}_p}{2} \chi L \right) \right|^2 = I_{\text{in}} \exp \{ -\text{Im}[\chi(\omega)] \mathbf{k}_p L \}. \quad (5)$$

图 1A 为四能级系统: 角频率为  $\omega_p$  的探测光同基态  $|1\rangle$  与中间态  $|2\rangle$  发生共振跃迁; 角频率为  $\omega_c$  的耦合光作用于中间态  $|2\rangle$  与里德堡态  $|3\rangle$  发生共振跃迁; 角频率为  $\omega_{\text{MW}}$  的微波电场与 2 个里德堡态之间的跃迁 ( $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ ) 发生共振. 该系统的哈密顿量可表示为:

$$H = H_0 + H_1, \quad (6)$$

其中,  $H_0$  是自由哈密顿量, 可表示为

$$H_0 = \hbar \omega_1 |1\rangle \langle 1| + \hbar \omega_2 |2\rangle \langle 2| + \hbar \omega_3 |3\rangle \langle 3| + \hbar \omega_4 |4\rangle \langle 4|. \quad (7)$$

由原子系统与光场发生偶极相互作用, 可得相互作用哈密顿量  $H_1$ :

$$H_1 = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} = -(-e\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{2} e\mathbf{r} E_p e^{i(k_p z - \omega_p t)} + \frac{1}{2} e\mathbf{r} E_c e^{i(k_c z - \omega_c t)} + \frac{1}{2} e\mathbf{r} E_{\text{MW}} e^{i(k_{\text{MW}} z - \omega_{\text{MW}} t)} + \text{c.c.}, \quad (8)$$

其中,  $\mathbf{d}$  是原子的电偶极矩,  $-e$  是电子电荷 ( $e$  为正值),  $\mathbf{r}$  是外层价电子的位移矢量,  $\mathbf{E}$  是光场电场强度; c.c. 是前三项的复共轭项. 在  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$  基矢下, 相互作用哈密顿量  $H_1$  可表示为

$$H_1 = \frac{\hbar}{2} \left[ \left( \Omega_p e^{-i\omega_p t} |1\rangle \langle 2| + \Omega_c e^{-i\omega_c t} |2\rangle \langle 3| + \Omega_{\text{MW}} e^{-i\omega_{\text{MW}} t} |3\rangle \langle 4| \right) + \text{h.c.} \right], \quad (9)$$

其中,  $\Omega_p$ 、 $\Omega_c$  和  $\Omega_{\text{MW}}$  分别表示探测光、耦合光和微波电场的拉比频率, h.c. 表示前 3 项的厄米共轭项. 在旋转波近似下, 有效哈密顿量可表示为

$$H_{\text{eff}} = -\frac{\hbar}{2} \left[ 2\Delta_p |2\rangle \langle 2| + 2(\Delta_p + \Delta_c) |3\rangle \langle 3| + 2(\Delta_p + \Delta_c + \Delta_{\text{MW}}) |4\rangle \langle 4| \right] - \frac{\hbar}{2} \left[ \left( \Omega_p |1\rangle \langle 2| + \Omega_c |2\rangle \langle 3| + \Omega_{\text{MW}} |3\rangle \langle 4| \right) + \text{h.c.} \right], \quad (10)$$

其中,  $\Delta_p$ 、 $\Delta_c$  和  $\Delta_{\text{MW}}$  分别表示探测光、耦合光和微波电场的失谐. 考虑到中间态和 2 个里德堡态的有限寿命, 在唯象中引入能级退相率, 有效哈密顿量可以用矩阵形式表示为

$$H_{\text{eff}} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p^* & 0 & 0 \\ \Omega_p & 2\delta_2 & \Omega_c^* & 0 \\ 0 & \Omega_c & 2\delta_3 & \Omega_{\text{MW}}^* \\ 0 & 0 & \Omega_{\text{MW}} & 2\delta_4 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

其中,  $\delta_2 = \Delta_p + i\Gamma_2/2$ ,  $\delta_3 = \Delta_p + \Delta_c + i\Gamma_3/2$ ,  $\delta_4 = \Delta_p + \Delta_c + \Delta_{\text{MW}} + i\Gamma_4/2$ , 而  $\Gamma_2$ 、 $\Gamma_3$  和  $\Gamma_4$  分别表示  $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  的衰减率. 在光场驱动和耗散条件下, 原子演化过程可用薛定谔方程表示为

$$i\hbar \begin{pmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \\ \dot{a}_3 \\ \dot{a}_4 \end{pmatrix} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p^* & 0 & 0 \\ \Omega_p & 2\delta_2 & \Omega_c^* & 0 \\ 0 & \Omega_c & 2\delta_3 & \Omega_{\text{MW}}^* \\ 0 & 0 & \Omega_{\text{MW}} & 2\delta_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

当系统达到稳态条件时,  $\dot{a}_1 = \dot{a}_2 = \dot{a}_3 = \dot{a}_4 = 0$ ; 在弱激发情况下, 绝大多数原子处于基态  $|1\rangle$ ,  $a_1 \approx 1$ , 可得到  $|2\rangle$  的几率幅

$$a_2 = -\frac{\Omega_p}{2\delta_2 + \frac{2\delta_4 |\Omega_c|^2}{|\Omega_{\text{MW}}|^2 - 4\delta_3 \delta_4}}. \quad (13)$$

原子对探测光的介电响应是由极化强度  $\mathbf{P}$  决定的. 线性极化强度与电场强度  $\mathbf{E}_p$  有关, 可表示为  $\mathbf{P} = \chi \varepsilon_0 \mathbf{E}_p$ , 其中,  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $\chi$  是原子介质的线性极化率.

$$\chi = \frac{2N\mu_{12}}{\varepsilon_0 E_p} a_2 = -\frac{2N |\mu_{12}|^2}{\hbar \varepsilon_0} \times \frac{1}{2\delta_2 + \frac{2\delta_4 |\Omega_c|^2}{|\Omega_{\text{MW}}|^2 - 4\delta_3 \delta_4}}, \quad (14)$$

其中,  $N$  是系统中的原子数密度 (即单位体积内的原子数). 探测光的拉比频率  $\Omega_p$  可定义为

$$\hbar \Omega_p = \mathbf{E}_p \langle 2| -e\mathbf{r} |1\rangle = \mathbf{E}_p \mu_{12}^*.$$

由于微波电场测量是在室温环境下进行的, 蒸汽池中的原子具有麦克斯韦-玻尔兹曼 (Maxwell-Boltzmann) 的速度分布:

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} = 4\pi \left( \frac{1}{\pi u^2} \right) \times \frac{3}{2} v^2 e^{-v^2/u^2}, \quad (15)$$

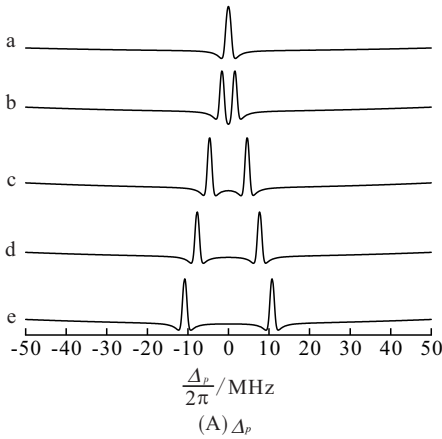
其中,  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $m$  是原子的质量,  $T$  是系统环境的温度,  $u = \sqrt{2k_B T/m}$  是原子的最概然速率. 运动方向与光传播方向平行时, 不同速度的原子会

感受到不同的激光频率. 探测光和耦合光的失谐量  $\Delta$  与速度有关, 对  $\Delta$  进行修正, 可得:

$$\begin{cases} \Delta_p \rightarrow \Delta_p + \mathbf{k}_p v \\ \Delta_c \rightarrow \Delta_c - \mathbf{k}_c v \end{cases}, \quad (16)$$

其中,  $\mathbf{k}_p = \omega_p/c$  和  $\mathbf{k}_c = \omega_c/c$  分别是探测光和耦合光的波矢,  $c$  是真空中光速. 为了最大限度地减小信号的多普勒展宽, 在实验中采用探测光和耦合光进行反向传输, 如图 1B 所示, 方程 (16) 中的正负号表示 2 束光的正反向传输. 在计算中考虑多普勒效应时, 需要对整个速度范围求和, 并按照麦克斯韦-玻尔兹曼 (Maxwell-Boltzmann) 分布进行加权, 则线性极化率  $\chi$  表示为:

$$\chi = -\frac{2N|\mu_{12}|^2}{\hbar\epsilon_0} \times \int \frac{4\pi \left(\frac{1}{\pi u^2}\right) \times \frac{3}{2} v^2 e^{-\frac{v^2}{u^2}}}{2\sigma_2 + \frac{|\Omega_{\text{MW}}|^2 - 4\sigma_3\sigma_4}{|\Omega_{\text{MW}}|^2 - 4\sigma_3\sigma_4}} dv, \quad (17)$$



其中,

$$\begin{aligned} \sigma_2 &= \Delta_p + \mathbf{k}_p v + i\Gamma_2/2, \\ \sigma_3 &= \Delta_p + \mathbf{k}_p v + \Delta_c - \mathbf{k}_c v + i\Gamma_3/2, \\ \sigma_4 &= \Delta_p + \mathbf{k}_p v + \Delta_c - \mathbf{k}_c v + \Delta_{\text{MW}} + i\Gamma_4/2. \end{aligned}$$

由于  $\chi = \text{Re}[\chi] + i\text{Im}[\chi]$ , 其中  $\text{Re}[\chi]$  和  $\text{Im}[\chi]$  分别是极化率  $\chi$  的实部和虚部,  $\text{Re}[\chi]$  反映了原子介质的色散特性,  $\text{Im}[\chi]$  反映了原子介质的吸收特性. 吸收与透射光谱有关, 而色散与原子介质的折射率有关. 本文利用原子介质的吸收特性对微波电场的强度进行测量.

图 2 是 Rb 原子的三能级 EIT 以及不同微波拉比频率  $\Omega_{\text{MW}}$  下的透射光谱. 图 2A 为探测光透射率随失谐量  $\Delta_p$  的变化, 其中  $\Omega_p = 2\pi \times 1$  MHz、 $\Omega_c = 2\pi \times 2$  MHz. 图 2B 为耦合光透射率随失谐量  $\Delta_c$  的变化, 其中  $\Omega_p = 2\pi \times 1$  MHz、 $\Omega_c = 2\pi \times 2$  MHz.

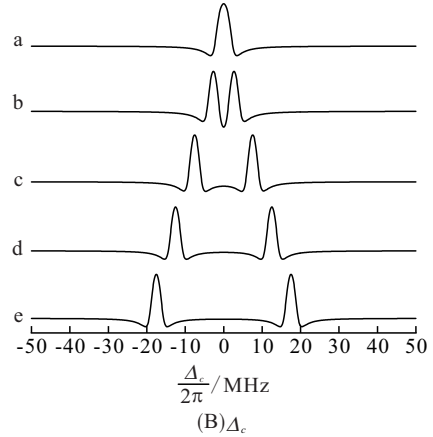


图 2 探测光透射率随失谐量  $\Delta_p$  的变化和耦合光透射率随失谐量  $\Delta_c$  的变化

Figure 2 The variation of probe and coupling light transmittance with detuning

注: a~e 曲线中  $\Omega_{\text{MW}}$  分别为 0、5、15、25、35 MHz.

由于双峰的频率间距  $\Delta f$  取决于所施加的微波电场场强<sup>[15]</sup>, 即相应跃迁的拉比频率

$$\Omega_{\text{MW}} = \mu_{\text{MW}} E_{\text{MW}} / \hbar = 2\pi \Delta f, \quad (18)$$

其中,  $\mu_{\text{MW}}$  为相应跃迁的电偶极矩,  $E_{\text{MW}}$  为待测微波电场强度,  $\hbar$  为普朗克常数. 虽然实验中 2 束激光反向传播可以减弱多普勒效应, 但仍然无法忽略多普勒效应带来的影响. 当扫描探测光时, 拉比频率  $\Omega_{\text{MW}}$  与分裂间隔  $\Delta f$  之间相差 1 个因子 ( $\lambda_p/\lambda_c$ ); 当扫描耦合光时, 该因子为 1. 这里  $\lambda_p$  和  $\lambda_c$  分别对应于探测光和耦合光的波长. 修正关系后即可求得微波电场强度:

$$E_{\text{MW}} = \frac{\hbar \lambda_p}{\mu_{\text{MW}} \lambda_c} 2\pi \Delta f \quad (19)$$

或

$$E_{\text{MW}} = \frac{\hbar}{\mu_{\text{MW}}} 2\pi \Delta f. \quad (20)$$

## 2 三光子电磁诱导透明及吸收效应

实验的能级图如图 3A 所示. 从基态到 Rydberg 能级的 3 个跃迁被称为探测、驱动和耦合跃迁. 所有激光源均可用自制的外腔式二极管激光器. 以 Rb 原子为例, 将探测光 (波长为 780 nm) 锁定在  $|11\rangle \rightarrow$

12) 跃迁, 其失谐量为  $\Delta_p$ , 原子速度为零. 采用饱和和吸收光谱法锁定驱动光(波长为 776 nm), 其中驱动光相对于探测光反向聚束 Rb 蒸气室中心, 驱动光选定状态从零速度的 |2) 向 |3) 跃迁, 频率失谐量为  $\Delta_d$ . 耦合光(波长为 1 260 nm) 在 |3)  $\rightarrow$  |4) 跃迁上进行扫描, 其偏移频率为  $\Delta_c$ , 与探测光方向相反.

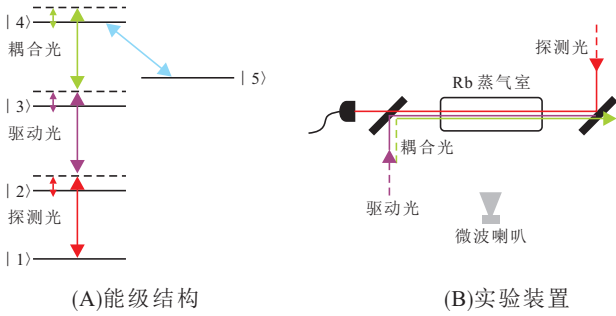


图 3 五能级系统结构和实验装置

Figure 3 The energy level structure and experimental setup of a five-level system

用光电二极管探测光的功率并将其作为  $\Delta_c$  的函数来测量. 根据相关磁跃迁的平均值以及各光束的束腰大小进而计算各光束的拉比频率. 然而由于近高斯空间光束分布的平均值、光束重叠中可能存在的缺陷以及蒸气室壁中的透镜效应而可能导致光束尺寸增大, 实际的有效拉比频率要比理论值低得多, 从而在测量时存在一定的误差.

三束激光严格重叠在 Rb 蒸气室(长宽均为 7.5 cm) 中. 首先, 由驱动光与探测光反向传播形成双光子 EIT, 对应于 |1)  $\leftrightarrow$  |2)  $\leftrightarrow$  |3) 3 个能级, 通过微调探测光和驱动光之间的重叠以及探测光的功率进而优化 EIT 信号; 然后, 在与探测光相反的方向上加入耦合光(图 3B). 由于探测光及驱动光的频率被锁定, 通过扫描  $\Delta_c$ , 在驱动光与探测光形成的双光子 EIT 背景上观察到 EIA 或 EIT 信号.

根据图 3A 所示的五能级系统进行建模. 假设一个闭合衰减方案: |2) 以  $\Gamma_2 = 2\pi \times 6$  MHz 的速率衰减到 |1); |3) 以  $\Gamma_3 = 2\pi \times 0.66$  MHz 的速率衰减到 |2); |4) 以  $\Gamma_4 = 2\pi \times 10$  kHz 的速率衰减到 |2); |5) 以  $\Gamma_5 = 2\pi \times 10$  kHz 的速率衰减到 |2). 探测光、驱动光、耦合光和微波的拉比频率分别为  $\Omega_p$ 、 $\Omega_d$ 、 $\Omega_c$ 、 $\Omega_{MW}$ . 另外在计算拉比频率时, 本文忽略磁子能级结构, 而不考虑  $m$  平均角矩阵元素. 其各自对应的零速度原子场失谐量为  $\Delta_p$ 、 $\Delta_d$ 、 $\Delta_c$ 、 $\Delta_{MW}$ , 原子场失谐量

定义为场频率减去原子跃迁频率. 考虑到多普勒效应, 失谐量  $\Delta_i$  ( $i=p, d, c, MW$ ), 在与原子共同运动的参考系中,

$$\Delta_p \rightarrow \Delta_p - k_p v,$$

$$\Delta_d \rightarrow \Delta_d + k_d v,$$

$$\Delta_c \rightarrow \Delta_c + k_c v,$$

$$\Delta_{MW} \rightarrow \Delta_{MW} - k_{MW \parallel} v, \quad (21)$$

其中,  $v$  表示沿探测光方向的原子速度, 波数  $k_i$  定义为正离子. 激光方向上微波电场的波矢分量  $k_{MW \parallel}$  很小, 可以忽略不计. 根据式(11)可得:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \hbar \begin{pmatrix} -\Delta_1 & \Omega_p^*/2 & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_p/2 & -\Delta_2 & \Omega_d^*/2 & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_d/2 & -\Delta_3 & \Omega_c^*/2 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_c/2 & -\Delta_4 & \Omega_{MW}^*/2 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_{MW}/2 & -\Delta_5 \end{pmatrix}, \quad (22)$$

其中,  $\Delta_1 = 0$ ,  $\Delta_2 = \Delta_p + i\Gamma_2/2$ ,  $\Delta_3 = \Delta_p + \Delta_d + i\Gamma_3/2$ ,  $\Delta_4 = \Delta_p + \Delta_d + \Delta_c + i\Gamma_4/2$ ,  $\Delta_5 = \Delta_p + \Delta_d + \Delta_c - \Delta_{RF} + i\Gamma_5/2$ . 微波电场关闭时不使用第 5 个态. 根据薛定谔方程以及稳态条件 ( $\dot{a}_1 = \dot{a}_2 = \dot{a}_3 = \dot{a}_4 = \dot{a}_5 = 0$ ,  $a_1 \approx 1$ ), |2) 的几率幅为

$$a_2 = -\frac{[2\Delta_3(4\Delta_4\Delta_5 - |\Omega_{MW}|^2) - 2\Delta_5|\Omega_c|^2]\Omega_p}{(4\Delta_4\Delta_5 - |\Omega_{MW}|^2)(4\Delta_2\Delta_3 - |\Omega_d|^2) - 4\Delta_2\Delta_5|\Omega_c|^2}, \quad (23)$$

式(23)可作为原子速度  $v$  和所有场强度、场失谐量和衰减参数的函数. 探测光的吸收系数为

$$\beta = \frac{\omega_p 2n_v d_{21}}{c\epsilon_0 E_p} \int P(v) \text{Im}(a_2) dv, \quad (24)$$

其中,  $\omega_p = k_p c$ ,  $n_v$  表示原子体积密度,  $d_{21}$  表示探测光电偶极矩阵元,  $E_p$  表示探测光电场振幅,  $P(v)$  表示室温蒸气室中归一化的一维麦克斯韦速度分布.

通过选定波束方向、拉比频率和失谐量, 产生适合测量里德堡能级位置和位移的 EIT 和 EIA 信号(图 3B). 文献[8]研究了 Cs 在  $\Delta_d = 0$  的情况下探测场与驱动场及耦合场反向传播的构型. 本文研究 Rb 的情况与该文献的不同之处在于, 在麦克斯韦速度分布的大范围内, 差分探测多普勒频移  $(k_d - k_p) \cdot v$  接近于 0, 因为在研究 Rb 的情况下, 探测场和驱动场波长几乎相同, 这导致更强的 EIA 信号. 为了方便比较, 图 4 展示了  $\Delta_d = 0$  时  $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2} \leftrightarrow 6S_{1/2} \leftrightarrow nP_J$

级联型的 Rb 原子 EIA (a) 曲线, 其中相应波长为  $\lambda_p = 780 \text{ nm}$ ,  $\lambda_d = 1\,366 \text{ nm}$ ,  $\lambda_c = 740 \text{ nm}$ . 这种情况下的 EIA 相对较弱, 类似于文献[8]中 Cs 原子的级联型特征. 从而进一步证明: 当波长  $\lambda_p = 780 \text{ nm}$  和  $\lambda_d = 776 \text{ nm}$  且  $\Delta_d = 0$  时, Rb 原子具有最强的 EIA (b). 同时我们对非零  $\Delta_d$  的 EIT 情况也做了进一步研究.

根据模拟结果  $T(\Delta_c) = \exp(-\beta l)$ , 其中铷泡长度  $L = 7.5 \text{ cm}$ , 铷泡温度  $300 \text{ K}$ , 各个 Rabi 频率分别为  $\Omega_p = 2\pi \times 10 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_d = 2\pi \times 10 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_c = 2\pi \times 5 \text{ MHz}$ . 当微波电场关闭且  $\Delta_d$  为零时对 EIA 的影响以及  $\Delta_d = -2\pi \times 30 \text{ MHz}$  时对 EIT 的影响如图 5 所示. 结果表明: 非零  $\Delta_d$  处的 EIT 半高全宽比  $\Delta_d = 0$

时 EIA 的小, 且 EIT 峰值有相应的频率偏移.

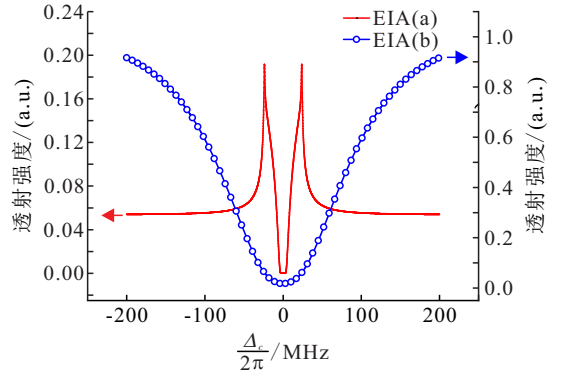


图 4  $\Delta_d = 0$  时不同模型下的 EIA

Figure 4 The EIA under different models with  $\Delta_d = 0$

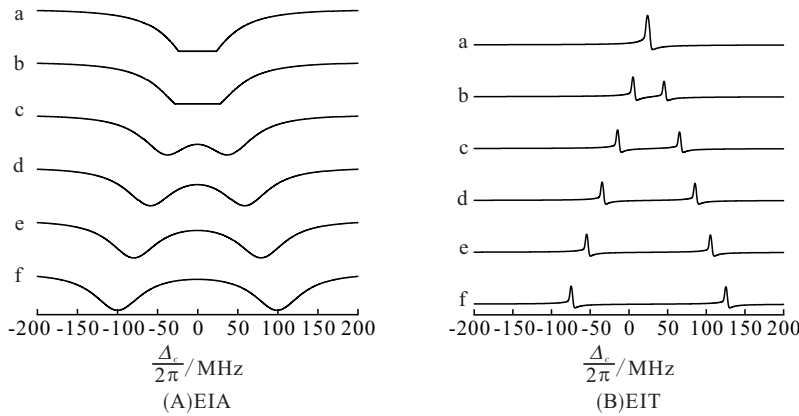


图 5 EIA 和 EIT 在不同  $\Omega_{MW}$  下的 AT 分裂及相应电场强度

Figure 5 The electric field intensity corresponding to AT-splitting under different  $\Omega_{MW}$

注: a~f 曲线中  $\Omega_{MW}$  分别为 0, 40, 80, 120, 160, 200 MHz.

与  $28F_{7/2} \leftrightarrow 29D_{5/2}$  跃迁发生共振的微波场可产生 AT 分裂, 因此可以用来测量微波场强.  $28F_{7/2} \leftrightarrow 29D_{5/2}$  跃迁对应的微波频率为  $100.633 \text{ GHz}$ , 径向电偶极矩为  $1\,047ea_0$ , 相应的  $\pi$  跃迁 ( $m = 1/2$  和  $3/2$ ) 平均角矩阵元为  $0.47$ . 二者的乘积即为有效电偶极矩  $\vec{d}_z$ . 微波电场强度  $E_{MW} \approx \hbar \Delta_{AT} / \vec{d}_z$ . AT 分裂的频率差  $\Delta_{AT}$  和  $\vec{d}_z = 492 ea_0$ .  $\vec{d}_z$  较大使其对微波电场强度的测量非常灵敏.

在三光子 Rydberg EIT/EIA 中观察到的 AT 分裂近似于微波 Rabi 频率  $\Omega_{MW}$ , 根据微波场强公式依次求得微波电场强度. 图 5 给出了 EIA 和 EIT 情况下不同微波测量拉比频率关于  $\Delta_c$  的函数和不同分裂值  $\Delta_{AT}$  对应的微波电场强度变化. EIT 信号具有较窄的线宽, 弱微波场下的 AT 分裂比 EIA 的更清晰. 在这一模型中, AT 分裂数据可以通过调整蒸气室相对于所用微波喇叭的位置, 实现对微波电场的绝对

校准.

### 3 原子电场计的散粒噪声极限

本文所描述的里德堡原子电场测量方法本质上是一种频率测量方法, 频率测量的灵敏度最终受到原子散粒噪声的限制, 其最小可测电场为

$$E_{\min} = \frac{h}{\mu_{MW} T \sqrt{N}}, \quad (25)$$

其中,  $T$  为积分时间,  $N$  为  $T$  时间内独立测量的次数<sup>[16]</sup>,  $N$  是参与测量的原子数. 如果原子之间没有量子关联, 频移的标准量子极限  $\delta\nu = 1/T\sqrt{N}$ . 由于 EIT 过程的退相率限制了每个原子参与测量的时间  $T$ , 即  $T \leq T_2$ ,  $T_2$  为 EIT 的相干时间. 整个积分时间  $T'$  上的测量次数  $N = N_{at} T' / T_2$ ,  $N_{at}$  是参与测量的原子数, 则  $E_{\min}$  为

$$E_{\min} = \frac{h}{\mu_{\text{MW}} \sqrt{N_{\text{at}} T' T_2}}, \quad (26)$$

即里德堡原子电场测量的原子散粒噪声极限方程<sup>[16]</sup>. 选择测量积分时间  $T' = 1$  s, 在标准量子极限下, 基于原子的微波测量灵敏度极限为

$$S_{\min} = \frac{h}{\mu_{\text{MW}} \sqrt{N_{\text{at}} T_2}}. \quad (27)$$

基于里德堡原子的电场测量方法, 灵敏度存在诸多限制因素, 例如在测量过程中因原子碰撞而改变的时间  $T_2$ 、几何效应以及渡越时间展宽; 再如当待测微波电场的波长减小时, 为了减小射频频散效应, 气室的尺寸也需要随之减小, 使  $N_{\text{at}}$  降低, 渡越时间展宽增加, 从而降低灵敏度. 所以气室尺寸越小, 提高灵敏度越困难, 这成为进一步小型化研究的一大难点. 实际上, 在达到原子散粒噪声极限之前, 测量灵敏度主要受到探测光的散粒噪声限制. 光场散粒噪声极限与光场强度、探测器参数等因素有关, 借助量子超外差或光场压缩态等方法可以突破光场的散粒噪声极限.

## 4 结论

在室温原子气室中, 基于电磁诱导透明和吸收效应的微波电场测量是一种全光式的测量方法, 测量过程不对待测场产生干扰. 它具有自校准、覆盖范围广、灵敏度高和连续测量的优点, 是一种新型微波电场计量方法. 以 Rb 原子为例, 对原子气室中的双光子 Rydberg-EIT 以及三光子 Rydberg-EIA/EIT 进行了理论研究. 相比双光子 EIT 系统, 三光子 EIA/EIT 系统的低成本全红外激光二极管系统实验装置无需锥形放大模块和倍频模块, 更适用于测量系统的小型化、集成化以及室外复杂的测试环境. 在室温原子气室中, 基于电磁诱导透明和吸收效应的微波电场测量还能对微波频率仪器进行场强校准, 测量范围可拓展到亚 THz 和 THz 等频段.

### 参考文献:

- [1] OSTERWALDER A, MERKT F. Using high Rydberg states as electric field sensors [J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(9): 1831–1834.
- [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] 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): 1683/1–5.
- [4] ANDERSON D A, MILLER S A, GORDON J A, et al. Optical measurements of strong microwave fields with Rydberg atoms in a vapor cell [J]. *Physical Review A*, 2016, 5(3): 034003/1–7.
- [5] SIRKO L, ARNDT M, KOCH P M, et al. Microwave ionization of Rb Rydberg atoms: frequency dependence [J]. *Physical Review A*, 1994, 49(5): 3831–3841.
- [6] JIAO Y, HAO L, HAN X, et al. Floquet States [J]. *Physical Review Applied*, 2017, 8(1): 014028/1–7.
- [7] JOHNSON L A M, MAJEED H O, SANGUINETTI B, et al. Absolute frequency measurements of  $85\text{Rb } nF/2$  Rydberg states using purely optical detection [J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(6): 063028/1–12.
- [8] CARR C, TANASITTIKOSOL M, SARGSYAN A, et al. Three-photon electromagnetically induced transparency using Rydberg states: erratum [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(18): 3858–3860.
- [9] SHAFFER J P, KÜBLER H. Electromagnetically-induced transparency, absorption, and microwave field sensing in a Rb vapor cell with a three-color all-infrared laser system [J]. *Physical Review A*, 2019, 100(6): 063427/1–9.
- [10] GALLAGHER T F. *Rydberg Atoms* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- [11] ANDREWS D L. Introduction to Quantum optics: from the semi-classical approach to quantized light, by Gilbert Grynberg, Alain Aspect and Claude Fabre [J]. *Contemporary Physics*, 2011, 52(6): 627–628.
- [12] ZHANG Z M. *Quantum Optics* [M]. Beijing: Science Press, 2012: 233.
- [13] BORN M, WOLF E. Principles of optics electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light [J]. *Physics Today*, 2000, 53(10): 77–78.
- [14] ŠIBALIĆ N, ADAMS C S. *Rydberg Physics* [M]. Bristol: IOP Publishing, 2018.
- [15] BERMAN P R, MALINOVSKY V S. Principles of laser spectroscopy and quantum optics [M]. Princeton: Princeton University Press, 2011.
- [16] KITCHING J, KNAPPE S, DONLEY E A. Atomic sensors—a review [J]. *IEEE Sensors Journal*, 2011, 11(9): 1749–1758.