

文章编号: 1005-5630(2022)06-0060-06

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2022.006.009

基于铯里德堡原子的太赫兹探测能级机理

周彦臣

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 为了更深入地探索基于铯里德堡原子的太赫兹新探测技术, 通过仿真模拟研究了在四能级里德堡原子模型下, 其原子跃迁后的辐射寿命以及不同跃迁模式下 ($S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ 、 $D_{5/2} \rightarrow P_{1/2}$ 、 $D_{5/2} \rightarrow P_{3/2}$) 的系统散粒噪声限制灵敏度。仿真结果表明, 原子跃迁后的辐射寿命会随着其能级主量子数的增大而增加; 且在模型3种跃迁模式中, $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ 的原子辐射寿命较其他两种跃迁模式短。对于散粒噪声限制灵敏度方面, 探究发现 $D_{5/2} \rightarrow P_{1/2}$ 的跃迁模式下灵敏度数值最小, 即该跃迁模式下系统的探测灵敏度最高。该结论为基于里德堡原子太赫兹探测技术提供了参考, 使其对生物、材料领域的微弱信号的探测奠定了基础。

关键词: 太赫兹波; 里德堡原子; 原子辐射寿命; 散粒噪声限制灵敏度

中图分类号: O 562 **文献标志码:** A

Energy level mechanism of terahertz detection based on cesium Rydberg atoms

ZHOU Yanchen

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: In order to further explore the new detection technology of terahertz based on cesium Rydberg atom, we studied the radiation lifetime after atomic transition and the sensitivity of system noise limitation under different transition modes ($S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ 、 $D_{5/2} \rightarrow P_{1/2}$ 、 $D_{5/2} \rightarrow P_{3/2}$) using simulation under four-level Rydberg atomic model. The simulation results show that the atomic radiation lifetime after transition increases with the increase of its energy level principal quantum number. Among the three transition modes of the model, the atomic radiation lifetime of $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ is shorter than the other two transition modes. For the shot noise limited sensitivity, the sensitivity value of $D_{5/2} \rightarrow P_{1/2}$ transition mode is the smallest, that is, the detection sensitivity of the system will be the highest in this transition mode. This conclusion provides a reference for the Redburg atomic terahertz detection technology and lays a foundation for weak signal detection in the field of biology and materials.

Keywords: terahertz wave; Rydberg atom; atomic radiation lifetime; shot noise limiting sensitivity

收稿日期: 2022-03-03

作者简介: 周彦臣(1997—), 男, 硕士研究生, 研究方向为里德堡原子太赫兹探测技术。

E-mail: 13764310515@163.com

引言

太赫兹波是频率在 0.1~10 THz 之间的电磁波，处于电子学与光子学的过渡区^[1-2]。低光子能量和强穿透特性使其在无损伤检测中具有巨大的应用潜力^[3-5]。在各频段电磁波发展的背景下，太赫兹辐射源和探测器件取得了长足的发展。结合相干检测技术的发展，光电导天线^[6-7]、非线性晶体^[8-9]、空气检测^[10-11]等越来越多的检测技术逐渐成熟，且在探测相对强度的基础上也可以得到其相位信息；各系统的最小可探测功率也越来越小；工作环境也不再需要超低温环境。基于以上优势，相干检测已成为太赫兹波的主要检测技术。然而，以上所提到的方法测量到的太赫兹电场信号是相对强度而不是绝对强度。目前对太赫兹波绝对强度的一种检测方法是热辐射探测器，但设备体积大，响应速度慢(毫秒级)；另一种是半导体材料检测方法，其等效噪声功率通常在 10^{-9} 数量级^[12]，制备过程复杂且成本高。

本文提出采用里德堡量子态探测法^[13]来解决上述问题。该技术是以碱金属原子作为传感器，在室温环境下就可以做到精准、实时、高灵敏度探测。碱金属原子^[14]是指 Na、Rb、Cs 等最外层只有一个电子的原子，从而对外界电场扰动较为敏感^[15]。当其被用于电磁场探测时，依据跃迁能级差与入射光能量需严格相等的原理，使得其具有灵敏的窄带响应特性。另外，由于相同同位素的每个原子其特性是相同的，基于该原子能级的探测可准确校准至国际单位制基本单位(SI)。基于这一原理，可通过不同能级的量子态耦合实现对不同频率光的探测。现阶段已有多个研究小组开展了里德堡量子态应用于微波波段精准探测的相关研究^[16-17]。本文所提出的基于里德堡原子探测技术有以下优点：1) 原子自身参数存在不变性以及推算过程中国际单位(普朗克常量)的溯源性，在太赫兹电场测量中将有自校准的性能；2) 太赫兹对传输介质透过率较高；3) 在宽屏检测中对于强弱场都很灵敏^[18]。

本文将建立一种四能级里德堡物理模型系统，从而更好地研究里德堡原子被外电场激发后探测太赫兹的机理^[19-20]。

本论文模型可描述碱金属原子在外加红外光激励作用下，外层单电子被耦合至里德堡态后的能级状态、能级寿命、以及太赫兹精准探测^[20-22]的原子灵敏度，并通过理论仿真改变里德堡态的参数从而分析出太赫兹宽带探测的能级机理。

1 理论模型

里德堡原子与外加电场发生相互作用将导致里德堡原子能级发生分裂，这种分裂被叫做 Aulter-Townes 分裂^[23]。电磁诱导透明^[24](electromagnetically induced transparency, EIT)效应是光与物质相互作用表现出的非线性量子相干效应，即某种介质对某一频率的光束具有较高的吸收率，而当再加另一束能被介质吸收的不同频率的光束时，介质对第一束光的吸收率就会降低。实验中可以通过 EIT-AT 光谱对信号峰的分裂大小进行观测，并且分裂的频宽与外加电场强度存在联系，进而即可推导出所对应的外加电场强度。因为 EIT 光谱探测技术是将外加电场强度幅值的测量转化为失谐频率的测量，所以该技术具有较高的精确度。

模拟铯原子四能级里德堡原子系统，其自由原子哈密顿量可表示为

$$H_A = \frac{p^2}{2m} - \hbar\omega_{01}|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_{03}|3\rangle\langle 3| + \hbar\omega_{04}|4\rangle\langle 4| \quad (1)$$

假设状态 |2⟩ 的能量为零， $\hbar\omega_{01}$ 、 ω_{03} 、 ω_{04} 是状态 |1⟩、|3⟩、|4⟩ 和状态 |2⟩ 之间的能带间隙，此时式(1)中只有状态 |1⟩ 的能量是负的。对公式元素进行偶极子近似和旋转波近似化简，并将变量代入表达式，矩阵中的每个变量将依据密度矩阵中各元素自身的计算公式来表示。最后，通过求解密度矩阵方程，探测光介质的电极化率 χ ，从而磁化率^[23]的表达式为

$$\chi = \frac{jN|\epsilon_p|\Omega_p}{|E_p|\epsilon_0} \frac{(\Omega_{\text{Thz}})^2 + 4D_{13}D_{14}}{D_{12}(\Omega_{\text{Thz}})^2 + D_{14}(\Omega_c)^2 + 4D_{12}D_{13}D_{14}} \quad (2)$$

式中： N 代表实验环境为室温下 Cs 蒸泡中的原子密度； ϵ_0 为真空介质下的介电常数； $D_{ij} = \gamma_{ij} - jA_p$ ，字符下标 ij ，是指能级 i 到能级 j 的跃迁，参数 γ_{ij} 代表能级 i 跃迁至能级 j 时的原子衰

减率, Δ_p 代表探测光频率的失谐量; 参数 $\Omega_{p,c,THz}$ 分别代表各电磁场的拉比频率大小, 它与其本身的电场强度之间存在关系

$$\Omega_{p,c,THz} = |E_{p,c,THz}| \frac{\wp_{p,c,THz}}{\hbar} \quad (3)$$

式中: \hbar 表示普朗克常数, $E_{p,c,THz}$ 分别代表探测光、耦合光和太赫兹场的电场强度, $\wp_{p,c,THz}$ 则表示各电场下所对应的跃迁偶极矩, 参数 D_{13} 和 D_{14} ^[25] 也是关于 Δ_c 和 Δ_{THz} (耦合光和太赫兹场的频率失谐) 的函数。同时, 使耦合光的频率和太赫兹场的频率等于它们对应的能级跃迁频率。利用磁化系数 χ , 探测光通过原子蒸汽池的透射系数 T 可以近似为

$$|T| = \exp\left(\frac{-2\pi L \text{Im}[\chi]}{2\lambda_p}\right) \quad (4)$$

式中: L 代表 Cs 蒸汽池的长度; λ_p 为探测光的波长。探测器上测量得到的探测光束的强度为

$$I = I_0 |T|^2 = I_0 \exp\left(\frac{-2\pi L \text{Im}[\chi]}{2\lambda_p}\right) \quad (5)$$

仿真实论模型示意图如图 1 所示。本文所使用的探测光中心频率为 852 nm, 功率为 5 mW, 光斑直径为 3 mm, 作用于铯里德堡原子从 $6S_{1/2}$ 至 $6P_{3/2}$ 的跃迁; 耦合光的中心频率为 580 nm, 功率为 0.5 W, 光斑直径为 3 mm, 作用于能级级 $6P_{3/2}$ 至里德堡态 $nD_{5/2}/nS_{1/2}$ 的跃迁; 外加 THz 电场作用后将构成完整的四能级探测系统, 其仿真电场强度为 0.03 V/m, 光斑直径为 5 mm, 其四能级里德堡原子 THz 探测能级结构图如图 1(a) 所示。与此同时, 该模型可以看作单一电子在里德堡态同时受到红外光与外加 THz 电场的作用, 如图 1(b) 所示, 通过检测 852 nm 探测光的失谐各频率强度变化即可得到 EIT-AT 光谱。

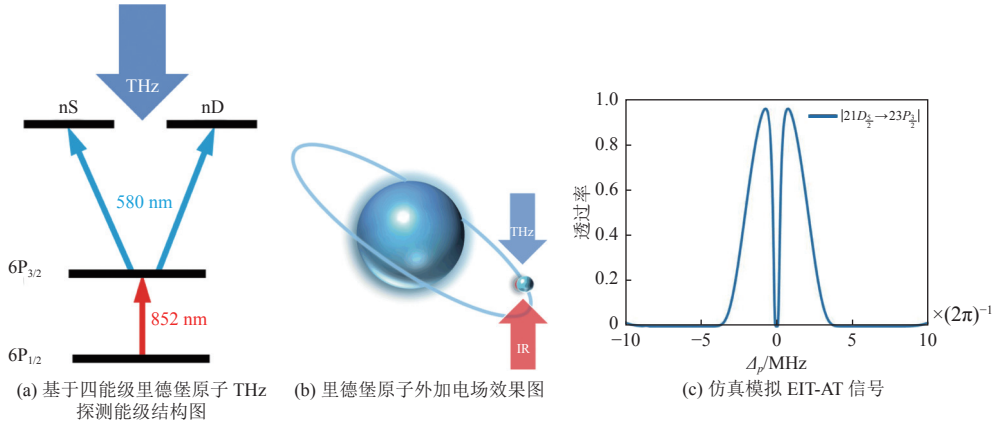


图 1 基于里德堡原子的太赫兹探测法

Fig. 1 Terahertz detection based on Rydberg atom

通过对 THz 探测系统进行建模仿真, 这里以能级 |3 ($21D_{5/2}$) 外加 THz 电场至能级 |4 ($23P_{3/2}$) 为例, 探测频点为 0.872 THz, 其 EIT-AT 信号公式中的透射率 T 即可通过式(4)计算得出, 其结果如图 1(c) 所示。

本模型用于太赫兹电场传感器的原子在 1 Hz 带宽中的散粒噪声限制灵敏度 E_{\min} 可以计算为^[26-27]

$$\frac{E_{\min}}{\sqrt{\text{Hz}}} = \frac{\hbar}{\mu \sqrt{TN}} \quad (6)$$

式中: \hbar 为普朗克常数; N 为里德堡原子参与的

有效数; T 为渡越时间^[28]。

$$\frac{1}{T} = \sum_{n'} A_{nn'} = \sum_{n'} \frac{4}{3} \alpha^3 \omega_{nn'}^3 \mu_{nn'}^2 \frac{g_{>}}{2g_n + 1} \quad (7)$$

式中: α 为精细能级常数; ω 为能级能量差; μ 为偶极矩; g_n 为简并态; 其中 $\alpha = e^2 / (4\pi\epsilon_0 c \hbar)$ 。原子辐射寿命的计算方式为

$$\frac{1}{\tau_0} = \sum_{n'l'} A_{nl \rightarrow n'l'} \quad (8)$$

$$A_{nl \rightarrow n'l'} = \frac{4\omega_{nn'}^3}{3c^3} \frac{l_{\max}}{2l+1} R_{nl \rightarrow n'l'}^2 \quad (9)$$

2 理论模拟结果

本文结合现有理论模型通过 MATLAB 软件对基于铯里德堡原子对太赫兹响应能级机理进行计算和分析, 并得出理论模拟结果。原子辐射寿命理论计算模拟结果如图 2 所示, 外加 THz 功率设定在 $5 \mu\text{W}$, 图中 x 轴为里德堡原子所探测的 THz 频率, 因能级间隔决定探测频率, 本文所使用的频宽范围为 $0 \sim 5 \text{ THz}$, y 轴为计算所得的原子辐射寿命。

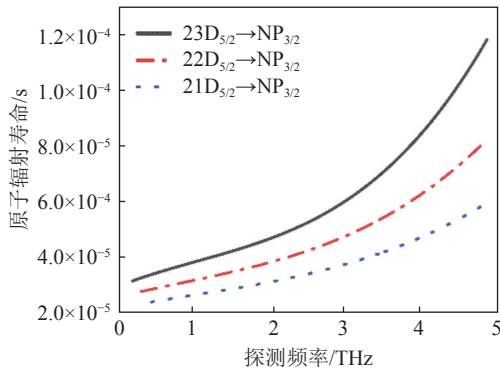


图 2 不同主量子数下 D 态跃至 P 态迁的原子寿命

Fig. 2 Lifetime of atoms from D state to P state at different principal quantum numbers

如图 2 所示, 选择了不同主量子数的里德堡态 ($n=21$ 、 22 、 23), 其跃迁模式都为从 $D_{5/2}$ 并跃迁至 $NP_{5/2}$ 。

从图 2 可以看出, 随着里德堡态主量子数的增大, 其探测 THz 的响应能级的能级寿命随之增大。且随着探测频率的增大, 其原子辐射寿命也随之增大, 在 $n=23$ (黑实线) 中, 1 THz 的能级原子辐射寿命约为 $4e-5 \text{ s}$, 5 THz 的能级原子辐射寿命约为 $1.2e-4 \text{ s}$, 约为响应 1 THz 的能级原子寿命的 3 倍。

选择相同的里德堡态 ($n=23$) 作为前提, 其存在 $D_{5/2} \rightarrow P_{1/2}$ (黑实线), $D_{5/2} \rightarrow P_{3/2}$ (红虚线), $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ (蓝虚线) 3 种跃迁方式, 如图 3 所示, $D_{5/2} \rightarrow P_{3/2}$ 在相同的里德堡态主量子数下, 其 THz 响应能级原子辐射寿命较其他两种跃迁模式更长; 而 $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ 的 THz 响应能级原子辐射寿命较其他两种跃迁模式更短。从计算结果整理可以总结出, 基于里德堡原子探测外加 THz 电场

的模型下, 其响应能级的原子辐射寿命会受到里德堡态主量子数以及跃迁模式的影响。

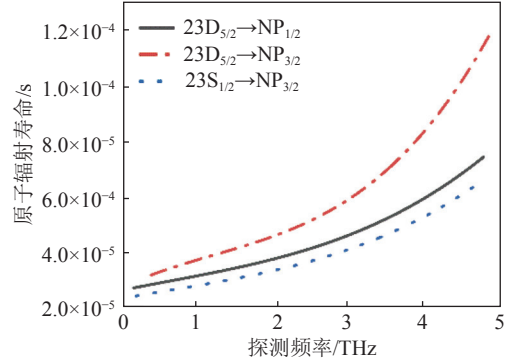


图 3 主量子数 $n=23$ 的各跃迁模式下原子辐射寿命

Fig. 3 Atomic lifetime in different transition modes of principal quantum number $n=23$

在结合原子辐射寿命的计算结果后, 通过式 (7) 的计算可以得到该太赫兹传感器模型下的散粒噪声限制灵敏度, 其数值越小, 则代表该状态下的系统探测灵敏度越高。

如图 4 所示, 将原子跃迁分为 $D_{5/2} \rightarrow P_{1/2}$ (黑实线), $D_{5/2} \rightarrow P_{3/2}$ (红点划线), $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ (蓝点线) 3 种情况; 将相同跃迁态但主量子数不同的计算结果进行整合并进行数据拟合处理。

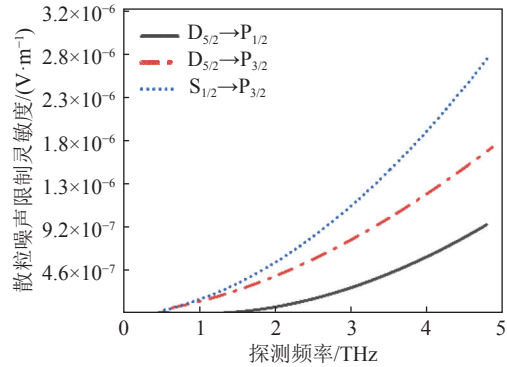


图 4 不同跃迁模式下的散粒噪声限制灵敏度

Fig. 4 Shot noise limit sensitivity for different transition modes

从计算结果分析可得, 在 $D_{5/2} \rightarrow P_{1/2}$ (黑实线) 跃迁条件下, 其原子灵敏度的数值最低, 甚至在 $0 \sim 1.5 \text{ THz}$ 其指数值基本皆小于等于 -8 次方量级, 在图中表现为无限趋近于最低值, 从而可以理解为在这种情况下, 系统的散粒噪声极限是微乎其微的。由图 3 计算结果可以看出, 其系统在 $2.000 \sim 4.861 \text{ THz}$ 范围内, 其散粒噪声限制灵敏度基本稳定在 -6 次方量级。而 $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$

(蓝虚线)跃迁条件下, 其探测频段内的原子灵敏度数值计算值都高于其他两种跃迁模式, 例如其在探测 4.079 THz 时, 其原子灵敏度数值为 2.095×10^{-6} V/m, 较为 $D_{5/2} \rightarrow P_{3/2}$ 跃迁条件下, 约为其灵敏度数值的 1.7 倍, 后者探测频率为 4.070 THz, 散粒噪声限制灵敏度数值为 1.201×10^{-6} V/m。

3 结 论

本文通过理论计算建立了基于四能级里德堡原子太赫兹探测模型, 并从其原子辐射寿命和散粒噪声限制灵敏度两方面对该模型不同能级跃迁情况进行分析, 结果发现: 原子跃迁后的辐射寿命会随其能级主量子的增大而增加; 且在 3 种跃迁模式中, $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ 的原子辐射寿命较其他两种跃迁模式短。对于散粒噪声限制灵敏度方面, $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ 的跃迁模式下其数值大于其余两种跃迁模式, $D_{5/2} \rightarrow P_{1/2}$ 的跃迁模式为最小, 也就是该状态下系统的探测灵敏度将最高。该结论为基于里德堡原子太赫兹探测技术提供了参考, 使其对于生物材料领域的微弱信号探测奠定了基础。

参考文献:

- [1] ZHOU L, CHEN L, REN G H, et al. Monitoring *cis*-to-*trans* isomerization of azobenzene using terahertz time-domain spectroscopy[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2018, 20(42): 27205 – 27213.
- [2] LI T, MA H Y, PENG Y, et al. Gaussian numerical analysis and terahertz spectroscopic measurement of homocysteine[J]. *Biomedical Optics Express*, 2018, 9(11): 5467 – 5476.
- [3] SHEN Y C, UPADHYA P C, LINFIELD E H, et al. Temperature-dependent low-frequency vibrational spectra of purine and adenine[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 82(14): 2350 – 2352.
- [4] PENG Y, SHI C J, XU M Q, et al. Qualitative and quantitative identification of components in mixture by terahertz spectroscopy[J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2018, 8(6): 696 – 701.
- [5] PENG Y, ZHU Y M, GU M, et al. Terahertz spatial sampling with subwavelength accuracy[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 72.
- [6] BERRY C W, HASHEMI M R, JARRAHI M. Generation of high power pulsed terahertz radiation using a plasmonic photoconductive emitter array with logarithmic spiral antennas[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(8): 081122.
- [7] MATSUURA S, TANI M, SAKAI K. Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas[J]. *Applied Physics Letters*, 1997, 70(5): 559 – 561.
- [8] PÁLFALVI L, FÜLÖP J A, ALMÁSI G, et al. Novel setups for extremely high power single-cycle terahertz pulse generation by optical rectification[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(17): 171107.
- [9] YE H K L, HOFFMANN M C, HEBLING J, et al. Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(17): 171121.
- [10] COOK D J, HOCHSTRASSER R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210 – 1212.
- [11] XIE X, DAI J M, ZHANG X C. Coherent control of THz wave generation in ambient air[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(7): 075005.
- [12] SU H J, LIOU J Y, LIN I C, et al. Optimizing the Rydberg EIT spectrum in a thermal vapor[J]. *Optics Express*, 2022, 30(2): 1499 – 1510.
- [13] WILSON J T, SASKIN S, MENG Y, et al. Trapping alkaline earth rydberg atoms optical tweezer arrays[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(3): 033201.
- [14] JAKHAR A, DHYANI V, DAS S. Room temperature terahertz detector based on single silicon nanowire junctionless transistor with high detectivity[J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2020, 35(12): 125020.
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] HOLLOWAY C L, SIMONS M T, GORDON J A, et al. Atom-based RF electric field metrology: from self-

- calibrated measurements to subwavelength and near-field imaging[J]. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2017, 59(2): 717 – 728.
- [18] RAVETS S, LABUHN H, BARREDO D, et al. Coherent dipole–dipole coupling between two single Rydberg atoms at an electrically-tuned Förster resonance[J]. *Nature Physics*, 2014, 10(12): 914 – 917.
- [19] HOLLOWAY C L, GORDON J A, SCHWARZKOPF A, et al. Sub-wavelength imaging and field mapping via electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting in Rydberg atoms[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(24): 244102.
- [20] 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.
- [21] DOWNES L A, MACKELLAR A R, WHITING D J, et al. Ultra-high-speed terahertz imaging using atomic vapour[J]. arXiv preprint arXiv: 1903.01308: 2019.
- [22] 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.
- [23] SANDHYA S N, SHARMA K K. Atomic coherence effects in four-level systems: Doppler-free absorption within an electromagnetically-induced-transparency window[J]. *Physical Review A*, 1997, 55(3): 2155 – 2158.
- [24] WU X L, LIANG X H, TIAN Y Q, et al. A concise review of Rydberg atom based quantum computation and quantum simulation[J]. *Chinese Physics B*, 2021, 30(2): 020305.
- [25] SIMONS M T, GORDON J A, HOLLOWAY C L. Fiber-coupled vapor cell for a portable Rydberg atom-based radio frequency electric field sensor[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(22): 6456 – 6460.
- [26] FAN H Q, KUMAR S, SEDLACEK J, et al. Atom based RF electric field sensing[J]. *Journal of Physics B:Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2015, 48(20): 202001.
- [27] KUMAR S, FAN H Q, KÜBLER H, et al. Rydberg-atom based radio-frequency electrometry using frequency modulation spectroscopy in room temperature vapor cells[J]. *Optics Express*, 2017, 25(8): 8625 – 8637.
- [28] KUMAR S, FAN H Q, KÜBLER H, et al. Atom-based sensing of weak radio frequency electric fields using homodyne readout[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 42981.

(编辑: 张 磊)