

超冷铯 Rydberg 原子的 Autler-Townes 分裂

薛咏梅 郝丽萍 焦月春 韩小萱 白素英 赵建明 贾锁堂

Autler-Townes splitting of ultracold cesium Rydberg atoms

Xue Yong-Mei Hao Li-Ping Jiao Yue-Chun Han Xiao-Xuan Bai Su-Ying Zhao Jian-Ming Jia Suo-Tang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 213201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.213201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.213201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

49S 里德堡态的射频双光子光谱

[Two-photon radio frequency spectroscopy of 49S Rydberg state](#)

物理学报.2015, 64(16): 163201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.163201>

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>

高激发态原子间的范德瓦尔斯相互作用

[Van der Waals interaction between high excited states](#)

物理学报.2014, 63(13): 133201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.133201>

铯 Rydberg 原子 Stark 态的避免交叉

[Observation of the avoided crossing of Cs Rydberg Stark states](#)

物理学报.2013, 62(1): 013201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.013201>

超冷铯 Rydberg 原子的 Autler-Townes 分裂*

薛咏梅¹⁾ 郝丽萍¹⁾ 焦月春¹⁾²⁾ 韩小萱¹⁾ 白素英¹⁾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6月8日收到; 2017年7月27日收到修改稿)

主要研究超冷铯 Rydberg 原子阶梯型三能级系统的 Autler-Townes (A-T) 分裂. 铯原子基态 $6S_{1/2}$ 、第一激发态 $6P_{3/2}$ 和 Rydberg 态形成阶梯型三能级系统, 强耦合光共振作用于 $6P_{3/2}(F' = 5) \rightarrow 34D_{5/2}$ 的跃迁, 探测光由偏振光谱锁定在 $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F' = 5)$ 的跃迁, 并由双通的声光调制器在其共振跃迁附近扫描, 形成的 Rydberg 原子 A-T 分裂谱由单光子计数器探测. A-T 光谱的双峰间距与耦合光的拉比频率成正比, 实验结果与理论计算在耦合光拉比频率 $\Omega_c < 2\pi \times 9$ MHz 时符合得很好, 在拉比频率 $\Omega_c > 2\pi \times 9$ MHz 时, 测量的 A-T 分裂比理论计算值小 13%. 产生偏差的主要原因是由于较大的耦合光拉比频率 Ω_c 增加了激发的 Rydberg 原子数, Rydberg 原子间的相互作用产生了较大的退相干率所致.

关键词: Rydberg 原子, Autler-Townes 分裂, 阶梯型三能级系统

PACS: 32.80.Ee, 42.50.Hz, 32.60.+i

DOI: 10.7498/aps.66.213201

1 引言

Autler-Townes (A-T) 分裂, 也称作 AC Stark 效应, 指电磁场共振作用于原子或分子的跃迁时产生谱线分裂的现象. 早期的研究是利用射频场共振作用于羰基硫分子 (OCS) 的跃迁线进行的^[1]. 随着激光的发明与应用, 人们在蒸气池或者原子束中开展了光波域 A-T 分裂的研究^[2-5], 在热原子蒸气池的实验中, 多普勒效应的作用影响了实验测量的精度^[3]. 激光冷却技术的发明, 使人们可以获得 μ K 甚至 nK 量级的超冷原子, 热原子中的多普勒背景被极大地抑制, 为人们研究光与物质的相互作用 (如电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 和 A-T 分裂^[6,7] 等) 提

供了理想的实验平台. 人们在不同的介质中开展了 A-T 分裂和 EIT 效应的研究, 基于 A-T 和 EIT 效应的应用研究也得到了快速的发展, 如超导量子比特^[8,9]、电偶极矩的测量^[10,11] 等.

Rydberg 原子 (主量子数 $n \gg 1$) 具有很多独特的性质, 如原子半径和偶极矩大 (约 n^2)、长程相互作用强 (约 n^{11}) 和极化率大 (约 n^7) 等^[12], 近年来 Rydberg 原子的研究受到了广泛的关注. Rydberg 原子间的相互作用引起的激发阻塞效应, 使超冷 Rydberg 原子成为研究量子逻辑门的最佳候选介质^[13]. Rydberg 态具有寿命长 (约 n^3) 的特性^[14], 与基态、第一激发态形成 Rydberg 阶梯型三能级系统, 是研究阶梯型系统的 EIT 和 A-T 光谱的最佳选择. 文献^[15, 16] 利用脉冲场电离的方法研究了 Rydberg 阶梯型系统的 A-T 分裂效应, DeSalvo 等^[17]

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0304203)、国家自然科学基金 (批准号: 11274209, 61475090, 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) 和山西省留学基金 (批准号: 2014-009) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaojm@sxu.edu.cn

在实验和理论上研究了超冷铯 Rydberg 原子之间的相互作用对 A-T 分裂谱的影响. Rydberg EIT 提供了一种无损探测 Rydberg 原子的新方法^[18]. 利用超冷 Rydberg EIT 可实现单光子晶体管^[19]和非经典光源^[20]的制备, 在原子蒸气池中, 利用 Rydberg EIT A-T 效应实现了微波电场的高精密测量^[21].

本文利用 Rydberg 原子的无损探测法, 研究超冷铯 Rydberg 阶梯型三能级原子的 A-T 分裂光谱. 铯原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $34D_{5/2}$ 形成 Rydberg 原子阶梯型三能级系统, 实验中通过双通的声光调制器 (acousto-optic modulator, AOM) 实现探测光频率的扫描, 采用单光子计数器 (single photo counting modules, SPCM) 测量透射的探测光获得磁光阱中 $34D_{5/2}$ Rydberg 三能级原子的 A-T 分裂光谱, 测量的 A-T 分裂间距与耦合光拉比频率成正比, 与理论分析相一致.

2 实验装置

实验装置示意图如图 1(a) 所示, 利用激光冷却技术获得温度约为 100 μ K 和中心密度约为

10^{10} cm^{-3} 的超冷铯原子样品. 铯原子 $6S_{1/2}(F=4)$ - $6P_{3/2}(F'=5)$ - $34D_{5/2}$ 构成阶梯型 Rydberg 三能级系统, 如图 1(b) 所示. 探测光与耦合光相对入射作用于铯冷原子样品, 探测光由一台半导体激光器 (852 nm, DLpro, 线宽 100 kHz) 提供, 作用于 $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ 的跃迁, 在原子团中心处的腰斑半径 $\omega_p = 10 \mu\text{m}$. 探测光的频率利用偏振光谱稳频^[22]的方法锁定在 $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ 的跃迁线上, 由双通的 AOM 实现探测光频率的扫描. 耦合光由连续可调谐的半导体倍频激光器 (510 nm, TA-SHG110, 线宽 1 MHz) 提供, 输出频率由 EIT 稳频的方法^[23]锁定在 $6P_{3/2}(F'=5) \rightarrow 34D_{5/2}$ 的跃迁, 耦合光在原子团中心处的束腰半径 $\omega_c = 30 \mu\text{m}$.

实验时, 将冷却光关断 50 μs 后, 打开探测光和耦合光 100 μs , 期间通过双通的 AOM 实现探测光频率的扫描, 扫描范围 $\pm 18.0 \text{ MHz}$. 为了减小探测光与原子作用的辐射压对谱线的影响, 探测光的功率为 200 pW, 对应的拉比频率 $\Omega_p = 2\pi \times 1.05 \text{ MHz}$. 实验中采用 SPCM 测量透射的探测光获得 A-T 分裂信号.

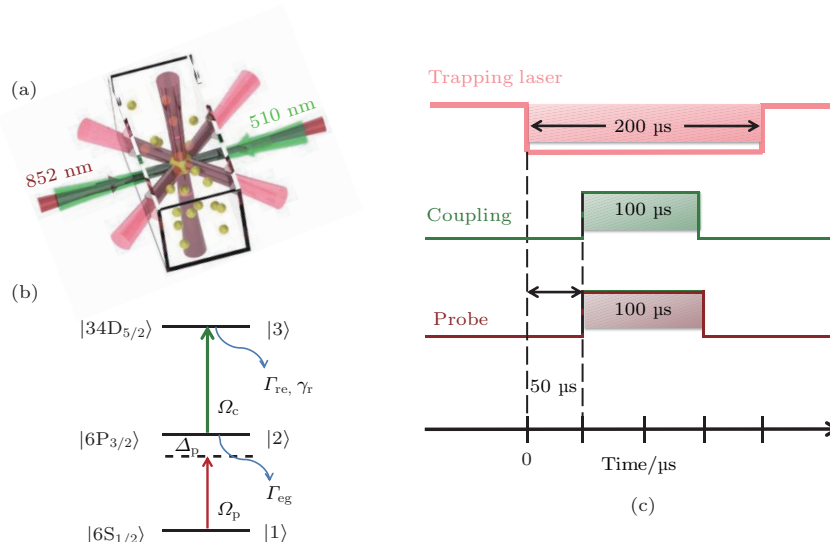


图 1 (网刊彩色) (a) 实验示意图, 510 nm 的耦合光和 852 nm 的探测光相对入射作用于超冷铯原子样品上, SPCM 探测经原子云后透射的探测光获得 A-T 分裂光谱; (b) 铯 Rydberg 原子阶梯型三能级示意图; (c) 实验时序图, 关断俘获光 50 μs 后, 将耦合光与探测光打开 100 μs , 期间利用双通的 AOM 实现探测光频率在 $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ 跃迁附近的扫描

Fig. 1. (color online) (a) Sketch of the experimental setup, the 510 nm coupling and 852 nm probe lasers are counter-propagated into a cold cesium atom cloud, the transmission of the probe beam is detected with a SPCM to observe an A-T spectrum; (b) diagram of a three-level atom; (c) time sequences, after turning off the trapping laser 50 μs , both the coupling and probe beams are switched on for 100 μs , during which the frequency of probe laser is swept with a double-pass AOM over the ground transition $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$.

3 实验结果与分析

图2所示为探测光的拉比频率 $\Omega_p = 2\pi \times 1.05$ MHz, 耦合光共振作用于 $6P_{3/2} \rightarrow 34D_{5/2}$ Rydberg 态跃迁时的吸收光谱, 耦合光的拉比频率分别为 $\Omega_c = 2\pi \times 0$ MHz (图2(a)), $2\pi \times 6.50$ MHz (图2(b)) 和 $2\pi \times 18.64$ MHz (图2(c)). 图2中虚线所示为高斯双峰拟合的结果, 实线表示理论计算的结果. 耦合光 $\Omega_c = 0$ MHz 时的谱线为磁光阱中铯原子 $6S_{1/2}$ ($F = 4$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 5$) 的吸收谱, 高斯拟合的半高全宽 (FWHM) 为 $\gamma_{FWHM} = 2\pi \times 8.09$ MHz. 冷原子吸收谱的 γ_{FWHM} 大于铯原子 $6P_{3/2}$ 态的自然线宽 ($\Gamma_{eg} = 2\pi \times 5.2$ MHz), 主要是由于超冷原子的密度较大产生了原子间的碰撞展宽所致. 当增加耦合光的拉比频率时, 吸收线由于 AC Stark 分裂, 形成 A-T 分裂光谱, 如图2(b)

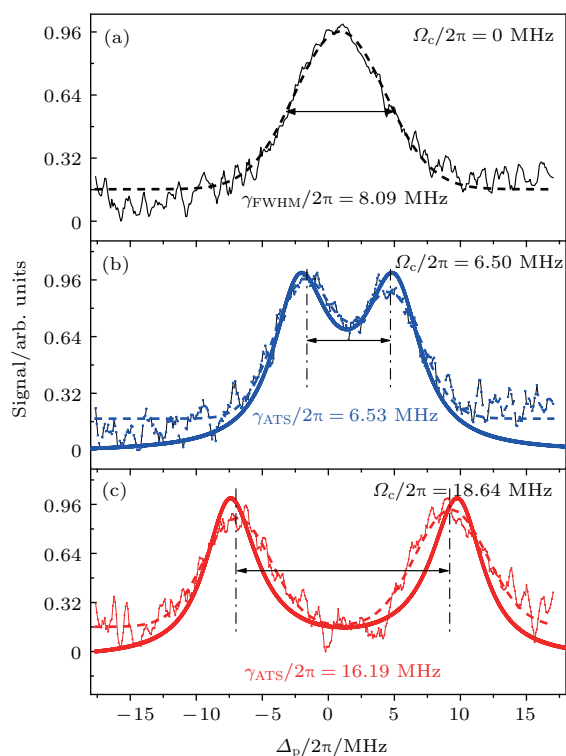


图2 (网刊彩色) 耦合光拉比频率 Ω_c 分别为 (a) $2\pi \times 0$ MHz, (b) $2\pi \times 6.50$ MHz, (c) $2\pi \times 18.64$ MHz 时测量的吸收光谱; 探测光的拉比频率 $\Omega_p = 2\pi \times 1.05$ MHz, 虚线为高斯双峰拟合的结果, 实线为理论计算结果

Fig. 2. (color online) Measurements of spectra with $\Omega_p = 2\pi \times 1.05$ MHz and different Rabi frequencies of the coupling laser of $\Omega_c =$ (a) $2\pi \times 0$ MHz, (b) $2\pi \times 6.50$ MHz, and (c) $2\pi \times 18.64$ MHz, respectively. Short-dashed lines are Gaussian double-peak fittings and solid lines for the simulations with the density matrix equation.

和图2(c)所示. 利用高斯双峰拟合获得两峰的位置和双峰间距, 即 A-T 分裂. 图2(b) 和图2(c) 中测量的 A-T 间距分别为 $\gamma_{ATS} = 2\pi \times 6.53$ MHz 和 $2\pi \times 16.19$ MHz, A-T 分裂的间距随着耦合光拉比频率的增大而增大.

为了描述测量结果, 考虑包含 Rydberg 态的阶梯型三能级系统, 对应的哈密顿量表示为

$$H = H_0 + H_{AL}, \quad (1)$$

其中 H_0 是无外场时原子的哈密顿量, H_{AL} 是光与原子的相互作用哈密顿量. 光与原子作用的拉比频率表示为^[24]

$$\Omega_c = \frac{\mu_{ij}}{\hbar} \sqrt{\frac{2P}{\pi\omega^2 c \epsilon_0}}, \quad (2)$$

这里 μ_{ij} 表示原子态 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 的偶极跃迁矩阵元, P 和 ω 分别表示激光的功率和腰斑半径, c 和 ϵ_0 分别为真空中的光速与介电常数.

考虑旋波近似时的哈密顿量写成如下的矩阵形式:

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & -2\Delta_p & \Omega_c \\ 0 & \Omega_c & -2(\Delta_p + \Delta_c) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中 Ω_c 和 Ω_p 分别表示耦合光和探测光的拉比频率, Δ_c 和 Δ_p 分别表示耦合光和探测光的失谐量, 见图1(b)所示的能级图, 由于耦合光共振作用于 $6P_{3/2} \rightarrow 34D_{5/2}$ 的 Rydberg 跃迁, 对应的 $\Delta_c = 0$. 用密度矩阵方程描述 Rydberg 三能级原子的演化, 表示为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \Gamma, \quad (4)$$

Γ 表示系统的衰减和退相干项, 表示为

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{eg} \rho_{22} & -\frac{1}{2} \gamma_2 \rho_{12} & -\frac{1}{2} \gamma_3 \rho_{13} \\ -\frac{1}{2} \gamma_2 \rho_{21} & -\Gamma_{eg} \rho_{22} + \Gamma_{re} \rho_{33} & -\frac{1}{2} (\gamma_2 + \gamma_3) \rho_{23} \\ -\frac{1}{2} \gamma_3 \rho_{31} & -\frac{1}{2} (\gamma_2 + \gamma_3) \rho_{32} & -\Gamma_{re} \rho_{33} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中, γ_2 和 γ_3 分别表示铯原子中间态 $|2\rangle(|6P_{3/2}\rangle)$ 和 Rydberg 态 $|3\rangle(|34D_{5/2}\rangle)$ 的衰减和退相干率. $\gamma_2 = \gamma_e + \Gamma_{eg}$, $\Gamma_{eg} = 2\pi \times 5.2$ MHz 为中间态 $|2\rangle$ 的自发辐射率, γ_e 表示原子间相互作用导致的退相干率, 由于铯 $6P_{3/2}$ 原子间的相互作用产

生的退相干率远小于自发辐射率, 所以 $\gamma_2 \approx \Gamma_{\text{eg}}$. $\gamma_3 = \gamma_r + \Gamma_{\text{re}}$, Γ_{re} 为 Rydberg 能级的自然线宽, 由于 Rydberg 具有长寿命的特性, 即 $\Gamma_{\text{re}} \ll \gamma_r$, γ_r 是 Rydberg 原子之间的强长程相互作用引起的退相干率, 因此 $\gamma_3 \approx \gamma_r$. Rydberg 原子的相互作用产生的退相干率对 A-T 分裂具有一定的影响^[16].

我们将方程 (3) 进行对角化获得相互作用表象中的本征能量^[16]:

$$E \propto \frac{\Delta_c}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Omega_c}{2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_c}{2}\right)^2}. \quad (6)$$

实验中耦合光共振作用于 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的跃迁, 即 $\Delta_c = 0$, 对应的能级分裂表示为

$$\Delta E_{\text{ATS}} = \gamma_{\text{ATS}} = \Omega_c, \quad (7)$$

ΔE_{ATS} 即为 A-T 分裂的间距.

当耦合光 Ω_c 较小时, 如图 2(b) 所示, 测量的 A-T 分裂 ($\gamma_{\text{ATS}} = 2\pi \times 6.53$ MHz) 近似等于耦合光拉比频率 ($\Omega_c = 2\pi \times 6.50$ MHz); 而当 Ω_c 较大时, 测量的 A-T 分裂则小于耦合光拉比频率, 如图 2(c) 所示. 这是由于耦合光拉比频率的增加使激发的 Rydberg 原子数增加, Rydberg 原子间的强相互作用产生的退相干效应所致. 为了进一步比较, 数值计算了考虑退相干效应的密度矩阵方程 (4), 获得了 A-T 分裂光谱, 如图 2(b) 和图 2(c) 中的实线所示, 对应的退相干率分别为 $\gamma_3 = 2\pi \times 0.1$ MHz, $2\pi \times 0.13$ MHz.

保持探测光 $\Omega_p = 2\pi \times 1.05$ MHz 不变, 改变耦合光的拉比频率进行了一系列相似的测量, 获得 A-T 分裂与耦合光拉比频率 Ω_c 的依赖关系, 图 3 所示为三次实验测量的结果. 由图 3 可知, A-T 分裂随耦合光拉比频率 Ω_c 的增加而线性增加, 黑色实线为方程 $y = ax$ 的线性拟合的结果, 拟合参数为 $a = 0.87 \pm 0.01$, 红色虚线则表示拟合参数 $a = 1$ 时的结果. 可以看出, 当 $\Omega_c < 2\pi \times 9.0$ MHz 时, 实验测量的 A-T 分裂值与红色虚线相符合, 即测量的 A-T 分裂值与方程 (7) 的理论结果相一致. 而当 $\Omega_c \geq 2\pi \times 9.0$ MHz 时, 实验测量的 A-T 分裂值小于方程 (7) 的理论结果, 相应的最大偏差 13%. 产生偏差的主要原因为: 随着耦合光拉比频率的增加, 激发的 Rydberg 原子数增加, Rydberg 原子间的强相互作用导致了较大的退相干率, 使测量的 A-T 分裂减小, 这与我们之前利用离子探测法获得的实验

结果相一致^[24]. 其次, 激发光线宽和光与原子相互作用时间导致的谱线展宽, 对测量的 A-T 分裂间距产生了一定的影响. 进一步的实验将利用高精度 Fabry-Perot 腔压窄激发光线宽, 并减小光与原子的相互作用时间, 即减小图 1(c) 中耦合光与探测光的打开时间, 提高实验的测量精度.

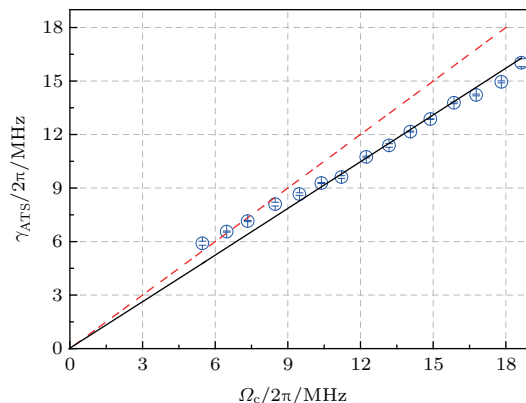


图 3 (网刊彩色) 测量的 A-T 分裂间距与耦合光拉比频率的依赖关系. 探测光的拉比频率为 $\Omega_p = 2\pi \times 1.05$ MHz, 黑色实线为函数 $y = ax$ 线性拟合的结果, 拟合参数 $a = 0.87 \pm 0.01$, 红色虚线表示 $a = 1$ 时的拟合结果.

Fig. 3. (color online) Measured A-T splitting as a function of coupling Rabi frequency with $\Omega_p = 2\pi \times 1.05$ MHz. Black solid line is the linear fitting with equation, $y = ax$, the fitting parameters $a = 0.87 \pm 0.01$, are dashed line for $a = 1$.

4 结 论

在超冷铯原子磁光阱中研究了 Rydberg 原子阶梯型三能级系统的 A-T 分裂光谱, 获得了 A-T 分裂间距与耦合光的拉比频率的依赖关系, A-T 分裂随耦合光拉比频率 Ω_c 的增大而线性增加. 在耦合光拉比频率小于 $2\pi \times 9.0$ MHz 时, 测量的 A-T 分裂与理论计算相一致, 而当耦合光拉比频率大于 $2\pi \times 9.0$ MHz 时, 测量的 A-T 分裂间距比计算值小, 最大的偏差为 13%, 产生偏差的主要原因是由于 Rydberg 原子间的强相互作用引起的退相干效应, 使产生的 A-T 分裂减小所致. 本文的研究结果提供了一种实验测量耦合光拉比频率的方法.

参考文献

- [1] Autler S H, Townes C H 1955 *Phys. Rev.* **100** 703
- [2] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) pp225–230

- [3] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Dienstfrey A, Anderson D A, Raithel G 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 233106
- [4] Picque J L, Pinard J 1976 *J. Phys. B* **9** L77
- [5] Cahuzac P, Vetter R 1976 *Phys. Rev. A* **14** 270
- [6] Mitsunaga M, Imoto N 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4773
- [7] Liang Q, Yang B, Yang J, Zhang T, Wang J 2010 *Chin. Phys. B* **19** 113207
- [8] Baur M, Filipp S, Bianchetti R, Fink J M, Göppl M, Steffen L, Leek P J, Blais A, Wallraff A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 243602
- [9] Sillanpää M A, Li J, Cicak K, Altomare F, Park J I, Simmonds R W 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 193601
- [10] Ahmed E, Hansson A, Qi P, Kirova T, Lazoudis A, Kotochigova S, Lyyra A M, Li L, Qi J, Magnier S 2006 *J. Chem. Phys.* **124** 084308
- [11] Piotrowicz M J, Maccormick C, Kowalczyk A, Bergamini S, Beterov I I, Yakshina E A 2011 *New J. Phys.* **13** 093012
- [12] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press) pp38–49
- [13] Isenhower L, Urban E, Zhang X L, Gill A T, Henage T, Johnson T A, Walker T G, Saffman M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 010503
- [14] Feng Z G, Zhang H, Che J L, Zhang L J, Li C Y, Zhao J M, Jia S T 2011 *Phys. Rev. A* **83** 042711
- [15] Teo B K, Feldbaum D, Cubel T, Guest J R, Berman P R, Raithel G 2003 *Phys. Rev. A* **68** 053407
- [16] Zhang H, Wang L M, Chen J, Bao S X, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2013 *Phys. Rev. A* **87** 033835
- [17] DeSalvo B J, Aman J A, Gaul C, Pohl T, Yoshida S, Burgdörfer J, Hazzard K R A, Dunning F B, Killian T C 2016 *Phys. Rev. A* **93** 022709
- [18] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [19] Gorniaczyk H, Tresp C, Schmidt J, Fedder H, Hofferberth S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 053601
- [20] Viscor D, Li W, Lesanovsky I 2015 *New J. Phys.* **17** 033007
- [21] Sedlacek J, Schwettmann A, Kubler H, Löw R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [22] Pearman C P, Adams C S, Cox S G, Griffin P F, Smith D A, Hughes I G 2002 *J. Phys. B* **35** 5141
- [23] Jiao Y C, Li J K, Wang L M, Zhang H, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2016 *Chin. Phys. B* **25** 053201
- [24] Zhang H, Zhang L J, Wang L M, Bao S X, Zhao J M, Jia S T 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043849

Autler-Townes splitting of ultracold cesium Rydberg atoms*

Xue Yong-Mei¹⁾ Hao Li-Ping¹⁾ Jiao Yue-Chun¹⁾²⁾ Han Xiao-Xuan¹⁾ Bai Su-Ying¹⁾
Zhao Jian-Ming¹⁾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) (Extreme Optical Collaborative Innovation Center of Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 8 June 2017; revised manuscript received 27 July 2017)

Abstract

Autler-Townes (A-T) splitting, known as an AC Stark effect, shows a change of an absorption/emission spectral line of a probe beam when an oscillating field is tuned in resonance with the atomic or molecular transition. The A-T splitting is observed in different three-level atoms and widely investigated in a vapor cell and in a magneto-optical trap (MOT). The A-T splitting plays an important role in the atom-based microwave electric-field measurements where a cascade three-level system involving Rydberg state is adopted.

In this work, an A-T splitting is observed in an ultracold cesium Rydberg gas, which is cooled down to about 100 μK and center density is about 10^{10} cm^{-3} in a conventional MOT by using the laser cooling technology. We present the A-T spectrum in a ladder three-level atomic system involving a $34\text{D}_{5/2}$ Rydberg state. The cesium ground state ($6\text{S}_{1/2}$), excited state ($6\text{P}_{3/2}$) and Rydberg state ($34\text{D}_{5/2}$) constitute a Rydberg three-level system. A coupling laser, locked to the Rydberg transition by using a Rydberg electromagnetically induced transparency signal that is obtained from a cesium room-temperature vapor cell, couples $6\text{P}_{3/2} (F' = 5) \rightarrow 34\text{D}_{5/2}$ Rydberg transition. A weak probe laser, stabilized to a ground-state transition by using a polarization spectroscopy, is swept, covering the transition $6\text{S}_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6\text{P}_{3/2} (F' = 5)$ with a double-passed acousto-optic modulator. The probe and coupling lasers are counter-propagated through the MOT center. The power of probe light is 200 pW, corresponding Rabi frequency $\Omega_p = 2\pi \times 1.05 \text{ MHz}$. During the experiment, 50 μs after turning off the trapping laser, both the coupling and probe beams are switched on and last 100 μs . The A-T spectrum as a function of the probe detuning is detected with a single-photon counter module detector. We use Gaussian multiple peak fitting to obtain the positions of the A-T peaks and the A-T splitting. The measured A-T splitting is proportional to the Rabi frequency of the coupling light. We numerically solve the density matrix equations to obtain the A-T spectrum, and the calculations reproduce A-T spectra well. The measured A-T splitting shows good agreement with the theoretical calculation for Rabi frequency of the coupling light $\Omega_c < 2\pi \times 9 \text{ MHz}$. The A-T splitting is less than the calculation for the case of $\Omega_c > 2\pi \times 9 \text{ MHz}$, the deviation is mainly attributed to the increased dephasing rate induced by the strong interaction between Rydberg atoms, whose number increases with the coupling laser Rabi frequency. In this work, the adopted method for the cascade three-level system involving Rydberg state is also suitable for Λ - and V-type cases.

Keywords: Rydberg atom, Autler-Townes splitting, ladder three-level system

PACS: 32.80.Ee, 42.50.Hz, 32.60.+i

DOI: 10.7498/aps.66.213201

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0304203), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274209, 61475090, 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 the Research Project Supported by Shanxi Scholarship Council of China (Grant No. 2014-009).

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