

基于电磁诱导透明-奥拓汤斯分裂的 ^{133}Cs 原子里德伯态跃迁频率精密测量*

梁冰瑜¹⁾²⁾ 边武^{1)2)†} 邓文均¹⁾²⁾ 罗怡婷¹⁾²⁾

1) (华南师范大学物理学院, 原子亚原子结构与量子调控教育部重点实验室,
广东省高等学校物质结构与相互作用基础研究卓越中心, 广州 510006)

2) (华南师范大学, 广东省量子调控工程与材料重点实验室, 粤港量子物质联合实验室, 广州 510006)

(2025 年 11 月 27 日收到; 2025 年 12 月 26 日收到修改稿)

为精确测量铯原子里德伯态能级结构, 本文基于电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 和 AT (Autler-Townes) 分裂效应, 通过双光子相干激发结合微波场耦合, 将里德伯态之间跃迁频率测量转化为 AT 分裂光谱间距的标定, 在铯原子蒸气室体系中测量了 3 种典型里德伯跃迁频率: $n^2 D_{5/2} \rightarrow (n+1)^2 P_{3/2}$ ($n = 39-53$), $n^2 D_{3/2} \rightarrow (n+1)^2 P_{1/2}$ ($n = 39-47$) 与 $n^2 S_{1/2} \rightarrow n^2 P_{1/2}$ ($n = 59-62$). 实验测得的跃迁频率值与开源 Python 库 ARC (Alkali Rydberg calculator) 理论计算值之间的偏差均小于 850 kHz, 其中平均偏差为 449 kHz. 该测量结果不仅验证了相关理论模型的可靠性, 而且为铯原子里德伯态的精密光谱测量提供了另一种重要方法, 对完善里德伯态原子结构理论和发展基于蒸气室的里德伯原子量子技术具有重要价值.

关键词: 里德伯态, 铯原子, 电磁诱导透明, 绝对跃迁频率

DOI: 10.7498/aps.75.20251614

CSTR: 32037.14.aps.75.20251614

1 引言

里德伯原子是处于高激发态的原子^[1], 其最外层电子通常被激发到主量子数 $n \geq 20$ 的量子态. 基于里德伯原子显著的物理特性包括极大的跃迁偶极矩^[2]与极化率^[3,4], 其对外界电场非常敏感^[5,6], 可通过外电场实现高精度、可编程的量子态制备与操控^[7,8]. 这些特点使其在量子信息科学领域备受关注^[9,10], 尤其在量子计算与腔量子电动力学 (cavity QED) 研究中^[11-13], 里德伯态被广泛用于增强原子间相互作用强度, 为构建高保真量子门和强耦合体系提供关键路径^[10,14]. 在此背景下, 精确测量里德伯原子能级结构具有双重意义: 第一,

可修正并优化原子结构理论模型; 第二, 将直接推动相关技术在高分辨率光谱、微波电场计量、量子传感及混合量子系统等前沿科学研究中的应用^[15].

近年来, 国内外多个研究小组在里德伯态能级结构高精度测量方面取得了重要进展. 在冷原子体系中, 通过激光冷却及磁光阱俘获原子并有效抑制多普勒展宽, 进一步通过单/双光子激发及微波耦合实现里德伯态能级结构的高精度测量. 2016 年 Deiglmayr 等^[16] 利用频率梳校准的 318 nm 窄线宽激光, 通过单光子激发光谱测量了 Cs 原子 nP_J 态的绝对能量, 在 1.2 MHz 光谱线宽下实现了 60 kHz 的测量不确定度. 2024 年, Shen 等^[17] 通过双光子激发测量了铯原子 $nS_{1/2}$ 和 nD_J 态的绝对能量, 在 250 kHz 光谱线宽下获得 72 kHz 的

* 广东省量子科学战略专项 (批准号: GDZX2305002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: bianwu@m.scnu.edu.cn

测量不确定度; 他们进一步通过三光子激发方案测量 nF_J 态, 在 220 kHz 光谱线宽下将不确定度降至 60 kHz 以下 [18]. 2024 年, Song 等 [19] 通过微波源直接耦合 $nS_{1/2} \rightarrow nP_J$ 跃迁, 测量里德伯态间的跃迁频率, 在 36 kHz 的光谱线宽下获得 1.1 kHz 的测量不确定度. 冷原子方案需要复杂的激光冷却与俘获装置, 并且对原子所处环境磁场及电场的控制精度要求较高. 基于热原子气室的里德伯态探测方法具有结构简单、成本低、易于开展实验的特点. 为了进一步减小热原子体系中的光谱线宽, 研究者探索采用波矢量匹配的三光子方案减小多普勒展宽及反冲频移, 从而在更简单的热原子体系中获得窄线宽光谱. 2023 年, Bohaichuk 等 [20] 采用共线三光子方案, 在室温铯原子气室中探测里德伯态, 实现了 190 kHz 的光谱线宽. 2025 年, Glick 等 [21] 采用“星型”三光束构型, 在铷原子蒸气室中获得 1.18 MHz 的光谱线宽, 测量不确定度约 80 kHz, 这些工作验证了热原子系统实现较高测量精度的潜力.

传统光谱学方法在测量高激发态跃迁时面临电离损耗 [22,23]、光频移干扰等瓶颈 [24], 制约了测量精度的进一步提升. 电磁诱导透明-奥拓汤斯 (EIT-

AT) 分裂方法 [25,26] 通过构建阶梯形三能级系统, 利用耦合光场诱导探测光场形成透明窗口, 并在外场条件下观测 AT 分裂光谱. 因此, 基于 EIT-AT 分裂的光谱学方法可以将里德伯态之间跃迁频率测量转化为 AT 分裂间距的精确标定, 该测量方法可达亚 MHz 的测量分辨率 [27]. 此外, 基于 EIT-AT 分裂的里德伯态跃迁频率测量方法还具备态选择操控性 [28], 可选择性激发特定里德伯态能级, 避免邻近能级串扰.

本文利用倍频 509 nm 激光与 852 nm 外腔半导体激光的级联双光子激发实现 ^{133}Cs 原子的里德伯态制备. 通过构建阶梯形三能级 EIT 构型 [29], 获得目标里德伯态 $nD_{5/2}$, $nD_{3/2}$ 及 $nS_{1/2}$ 的高信噪比光谱, 进一步照射微波场耦合相邻里德伯态, 基于 AT 分裂间距的精确标定, 测得铯原子里德伯态之间跃迁共振频率, 与开源 Python 库 ARC [30] 理论计算值之间的偏差均小于 850 kHz.

2 实验装置

实验涉及的铯原子能级结构如图 1(a) 所示: 基态 $|1\rangle$ ($6S_{1/2}$, $F = 4$) 通过 852 nm 探测光耦合至

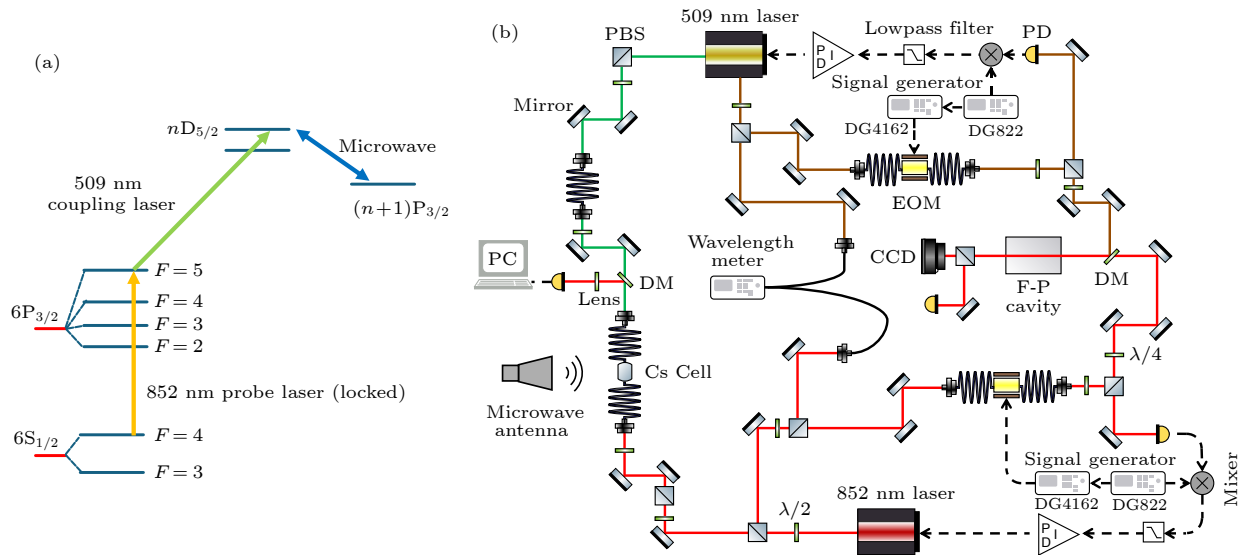


图 1 (a) 铯原子四能级系统, 852 nm 探测光频率锁定在 $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F = 5)$ 超精细跃迁, 509 nm 耦合光将原子从 $6P_{3/2}(F = 5)$ 中间态激发至 $nD_{5/2}$, $nD_{3/2}$ 及 $nS_{1/2}$ 里德伯态, 微波场 MW 耦合相邻里德伯态 $nD_{5/2} \rightarrow (n+1)P_{3/2}$, $nD_{3/2} \rightarrow (n+1)P_{1/2}$ 与 $nS_{1/2} \rightarrow nP_{1/2}$; (b) 实验装置示意图, EOM 为电光调制器, F-P 为法布里-珀罗腔, DM 为二向色镜, PD 为光电探测器

Fig. 1. (a) Cesium atomic four-level system, the 852 nm probe laser is locked to the $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F = 5)$ hyperfine transition, the 509 nm coupling laser excites atoms from the intermediate $6P_{3/2}(F = 5)$ state to $nD_{5/2}$, $nD_{3/2}$ and $nS_{1/2}$ Rydberg states, microwave field (MW) couples adjacent Rydberg states, $nD_{5/2} \rightarrow (n+1)P_{3/2}$, $nD_{3/2} \rightarrow (n+1)P_{1/2}$, and $nS_{1/2} \rightarrow nP_{1/2}$; (b) schematic of the experimental setup, EOM represents electro-optic modulator, F-P represents Fabry-Pérot cavity, DM represents dichroic mirror, PD represents photodetector.

中间态 $|2\rangle$ ($6P_{3/2}$, $F = 5$), 再通过 509 nm 耦合光激发至目标里德伯态 $|3\rangle$. 在本实验中的里德伯态主要有 $nD_{5/2}$, $nD_{3/2}$ 以及 $nS_{1/2}$, 微波场则用于耦合相邻里德伯态 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$. 整个实验装置如图 1(b) 所示, 主要由激光系统、微波产生系统和信号采集系统 3 个部分构成, 分布于光学实验室、功放室和微波暗室, 各部分通过单模光纤及电缆连接: 激光系统产生、传输及频率稳定 852 nm 探测光和 509 nm 耦合光至微波暗室, 光纤集成式铯原子气室探头用于探测微波电场. 微波产生系统用于产生、放大并稳定控制用于激发里德伯态之间跃迁所需的微波场, 通过喇叭天线照射铯原子气室. 信号采集系统则包括 EIT - AT 光谱探测部分, 将 852 nm 探测光信号转换为电信号并进行采集、处理以获取光谱信息.

2.1 激光系统

852 nm 探测光由 Toptica 公司的外腔半导体激光器 (DL Pro) 产生, 用于激发原子基态 ($6S_{1/2}$, $F = 4$) 至中间态 ($6P_{3/2}$, $F = 5$) 跃迁. 509 nm 耦合光由 Toptica TA-SHG pro 倍频激光器产生, 其种子光源为 1018 nm 外腔半导体激光器, 输出经锥形功率放大器后, 通过蝶形腔与非线性晶体相互作用, 实现倍频输出, 最大功率可达 300 mW. 509 nm 激光器的工作波长范围为 507—515 nm, 通过调节光栅角度, 可连续调谐输出波长, 以激发不同的里德伯态. 两台激光器均置于激光实验室的同一光学平台, 其自由运转线宽约为 100 kHz. 为进一步压缩激光线宽获得高质量 EIT 信号, 对 852 nm 探测光采用改进的 PDH(Pound-Drever-Hall) 稳频技术^[31](电子边带锁定), 将其频率锁定于精细度达 70000 的光学参考腔, 该腔体温度稳定在 16 °C, 并置于真空度约为 1×10^{-5} Pa 的真空腔内. 约 1 mW 功率的 852 nm 激光输入最大工作带宽为 5 GHz 的光纤耦合电光相位调制器, 通过信号发生器 DG4162 (RIGOL) 产生 138 MHz 边带驱动信号, 使 852 nm 激光 1 阶边带频率与铯原子 D2 线共振. 随后, 通过 DG822 信号发生器产生 9.7 MHz 信号, 对 DG4162 进一步进行外部相位调制. 该频率为 9.7 MHz 的调制信号分出一路用于解调产生误差信号, 通过频率伺服控制系统反馈至激光器的电流和压电陶瓷控制端口, 最终实现将激光频率精确锁定在铯原子 $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F = 5)$ 跃迁

共振频率上.

852 nm 探测光和 509 nm 耦合光经 15 m 长单模保偏光纤传输至位于微波暗室的光纤集成式原子探头, 探测光和耦合光相向传播, 将铯原子制备至里德伯态.

2.2 微波产生系统

微波产生系统包括产生、放大和稳定控制微波信号频率和功率等部分. 微波源为是德科技公司的 Keysight N5173B EXG X 信号发生器 (工作频率范围 9 kHz—40 GHz). 该信号源采用内部 10 MHz 参考源, 常温下初始频率准确度为 ± 40 ppb ($\pm 4 \times 10^{-8}$). 计算机通过光纤连接控制微波信号的打开、设置及关闭. 信号源输出经射频功率放大器 (BONN Elektronik BLMA 1018-30D) 放大后, 通过定向耦合器 (BONN Elektronik) 分成两部分: 一部分经专用线缆馈入标准增益喇叭天线, 另一部分耦合接入微波功率计 (Rohde&Schwarz NRP40 SN) 进行实时功率监测, 通过定制 PID 算法将该微波功率与设定值比较, 实时反馈至信号发生器以稳定发射功率, 其功率稳定性优于 0.1 dB. 喇叭天线与原子探头均置于铺满吸波材料的微波暗室内. 其中原子探头固定在位于喇叭天线远场区的支撑架上, 使用激光水平仪精确校准喇叭天线的位置, 确保原子气室中心与天线轴线精准对齐.

2.3 信号的产生与采集

852 nm 激光与 509 nm 激光分别通过保偏光纤和 15 m 单模光纤传输至原子探头, 两束激光均保持水平偏振. 在长 3 cm, 壁厚 0.5 mm, 半径 4.5 mm 的圆柱形铯原子气室内以反向传输方式激发铯原子至里德伯态并抑制多普勒展宽. 与铯原子作用后的 852 nm 激光由 509 nm 单模光纤收集, 经二向色镜分束后, 进一步通过 852 nm 带通滤光片滤除杂散光, 最终由雪崩光电探测器 (索雷博 APD410 A/M) 接收并转换为电信号. 通过便携式数字示波器 (PicoTech 5443D) 采集 EIT 光谱, 如图 2(a) 所示. 示波器采样率设置为 100 kS/s, 对波形进行 32 次采样平均以提高光谱信噪比. 实验中, 852 nm 激光束腰为 150 μm , 经过原子气室后进入 509 nm 光纤的耦合效率约 30%. 探测光功率约 10 μW , 耦合光功率约为 25 mW, 在气室内束腰为 100 μm , 经优化光路准直后获得约 8 MHz 线宽 EIT 光谱. 开启微波信号源, 经功率放大器输出

后连接至喇叭天线, 照射位于其正前方的光纤集成式原子探头, 激发铯原子在里德伯态间的跃迁, 产生 AT 分裂光谱, 获得如图 2(b) 所示 EIT-AT 分裂光谱信号.

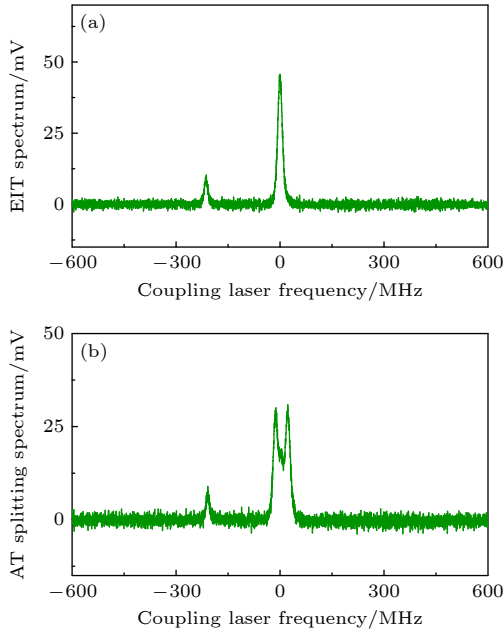


图 2 (a) $68D_{5/2}$ 里德伯态的 EIT 光谱图; (b) 1 V/m 微波场强下 $68D_{5/2} \rightarrow 69P_{3/2}$ 里德伯跃迁的 AT 分裂光谱图
Fig. 2. (a) EIT spectrum of the $68D_{5/2}$ state; (b) AT splitting spectrum of the $68D_{5/2} \rightarrow 69P_{3/2}$ Rydberg transition under a microwave field strength of 1 V/m.

3 实验测量与结果

3.1 实验测量方法与结果

当入射微波电场频率与里德伯态之间跃迁共振频率存在失谐时, AT 分裂光谱呈现非对称性, 两个分裂峰之间的频率间隔也会随着微波频率失谐的增大而增大, AT 分裂频率间距与微波失谐量的关系通过下式表示^[32]:

$$\Delta f_{\delta} = \sqrt{(\delta_{\text{RF}})^2 + (\Delta f_0)^2}, \quad (1)$$

式中, Δf_0 为入射微波电场频率与邻近里德伯态跃迁频率无失谐时两峰的分裂间距, δ_{RF} 为频率失谐量. 图 3 中展示的 $59S_{1/2} \rightarrow 59P_{1/2}$ 跃迁, 在强度为 1.2 V/m 的微波场强下, 微波频率分别在共振跃迁两侧失谐 26 MHz 和 24 MHz, 该跃迁的共振频率为 17.92645 GHz. 由此可见, 当微波频率低于共振频率时, 左侧峰高度高于右侧. 反之当微波频率高于共振频率时, 右侧峰高度则高于左侧.

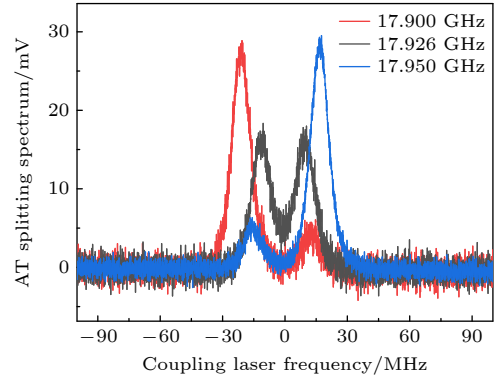


图 3 微波频率失谐情况下 $59S_{1/2} \rightarrow 59P_{1/2}$ 能级跃迁的 AT 分裂光谱

Fig. 3. AT splitting spectrum of the $59S_{1/2} \rightarrow 59P_{1/2}$ transition in cesium atoms under microwave frequency detuning.

为了定量得到 EIT 峰线宽以及后续微波激发形成 AT 分裂峰的频率间隔, 需要利用 $nD_{5/2}$ 与 $nD_{3/2}$ 里德伯态的精细结构分裂间隔来对示波器采集的信号采样点数进行频率定标. 相关里德伯态的精细结构分裂值由开源 Python 库 ARC 计算得出. 当测量 $nS_{1/2} \rightarrow nP_{1/2}$ 跃迁时, 由于不存在精细结构分裂, 通过下述方式进行频率定标. 852 nm 激光经 125 MHz 声光调制器移频后, 与未移频 852 nm 激光通过光纤合束器共同耦合进气室产生第 2 个 EIT 信号. 经多普勒匹配因子修正后, 利用该 EIT 信号与未移频 EIT 信号频率间距校准耦合激光的频率扫描量.

为减小系统测量误差并获得高精度共振频率值, 测量铯原子里德伯态跃迁共振频率的步骤如下: 固定微波电场强度, 以设定步长扫描微波频率; 在每一个频率点采集 EIT-AT 光谱, 通过双高斯函数拟合计算得到对应的 AT 分裂间距 Δf_{δ} ; 随后, 将同一场强下所有频率点对应的 AT 分裂值代入 (1) 式进行非线性曲线拟合, 拟合曲线的最小分裂频率间隔点所对应的微波频率值, 即为该场强下的共振频率; 对同一里德伯跃迁, 选择 2—4 个不同的微波电场强度重复此过程, 得到多条拟合曲线及对应的共振频率; 将多个微波电场强度下得到的共振频率值进行平均, 即可得到该里德伯跃迁的最终共振频率值.

图 4 展示了 $39D_{5/2} \rightarrow 40P_{3/2}$ 跃迁的共振频率测量结果, 在 4 个不同微波场强 (1.8, 2.5, 3.6, 4.3 V/m) 下, 通过扫描微波频率并分别拟合其曲线, 确定各自的共振频率值, 分别为 (12600.213 ± 0.076) MHz, (12600.247 ± 0.145) MHz, $(12600.320 \pm$

0.280) MHz, (12601.218 ± 0.443) MHz. 可见各场强下的跃迁频率值具有良好的—致性, 其标准差约为 0.48 MHz, 经过算术平均得到的中心频率为 12600.500 MHz, 与 ARC 的理论计算值偏差为 80.32 kHz(相对精度为 6.37×10^{-6}) 远小于里德伯跃迁频率(根据主量子数 n 不同, 大小通常在 GHz 或更高量级). 我们系统测量了 $nD_{5/2} \rightarrow (n+1)P_{3/2}$, $nD_{3/2} \rightarrow (n+1)P_{1/2}$ 以及 $nS_{1/2} \rightarrow nP_{1/2}$ 三种里德伯跃迁, 并进行多个频点的测量, 结果汇总于表 1. 所有测量跃迁的实验值与理论值呈现出较好的一致性, 平均偏差约为 449 kHz.

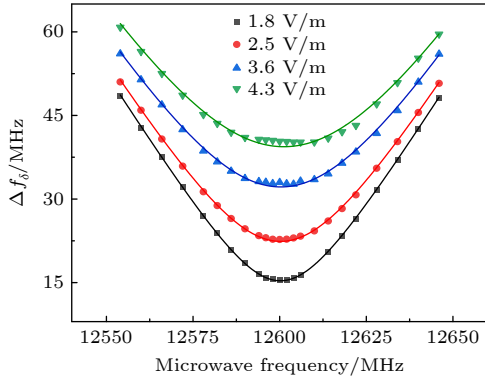


图 4 铯原子 $39D_{5/2} \rightarrow 40P_{3/2}$ 能级共振跃迁频率测量 (12.6 GHz)

Fig. 4. Measurement of the resonant transition frequency for the Cs atomic $39D_{5/2} \rightarrow 40P_{3/2}$ Rydberg transition.

3.2 系统不确定度分析

对于热原子蒸气室环境, 影响里德伯态之间跃迁频率的主要物理因素包括以下几个方面: 磁场导致的塞曼频移, 里德伯态的超精细结构分裂, 杂散电场导致的 DC stark 频移及里德伯原子间碰撞和相互作用导致的频移及展宽, 下面分别加以讨论.

对于里德伯态, 在磁场下的塞曼频移 Δf 可用下式表示^[33]:

$$\Delta f = \frac{\mu_B B}{h} g_J m_J, \quad (2)$$

式中, μ_B 为玻尔磁子, h 为普朗克常数, B 为磁场大小, g_J 为相应里德伯态的朗德 g 因子, m_J 为磁量子数. 我们的实验环境为地磁场, 对于 $nD_{5/2}$ 里德伯态, $m_J = \pm 5/2$ 具有最大的塞曼频移, 在 $60 \mu\text{T}$ 磁场下的频移约为 2.5 MHz. 对于 $nP_{3/2}$ 里德伯态, $m_J = \pm 3/2$ 具有最大的塞曼频移, 在 $60 \mu\text{T}$ 磁场下的频移约为 1.68 MHz. 对于 $nS_{1/2}$ 里德伯态, $m_J =$

表 1 $n^2D_{5/2} \rightarrow (n+1)^2P_{3/2}$, $n^2D_{3/2} \rightarrow (n+1)^2P_{1/2}$ 和 $n^2S_{1/2} \rightarrow n^2P_{1/2}$ 三种典型里德伯态跃迁频率的实验结果

Table 1. Experimental results of the transition frequencies for three typical Rydberg states: $n^2D_{5/2} \rightarrow (n+1)^2P_{3/2}$, $n^2D_{3/2} \rightarrow (n+1)^2P_{1/2}$ and $n^2S_{1/2} \rightarrow n^2P_{1/2}$.

跃迁能态	平均共振频率/MHz	不确定度 /MHz	理论值 /MHz	偏差 /MHz
$35D_{5/2} \rightarrow 36P_{3/2}$	17865.2234	0.771	17865.07	0.1534
$36D_{5/2} \rightarrow 37P_{3/2}$	16308.6833	0.812	16308.35	0.3353
$37D_{5/2} \rightarrow 38P_{3/2}$	14928.1765	0.863	14927.45	0.7265
$38D_{5/2} \rightarrow 39P_{3/2}$	13698.4520	0.409	13698.24	0.2120
$39D_{5/2} \rightarrow 40P_{3/2}$	12600.5003	0.275	12600.42	0.0803
$40D_{5/2} \rightarrow 41P_{3/2}$	11617.0275	0.100	11616.90	0.1245
$41D_{5/2} \rightarrow 42P_{3/2}$	10733.3106	0.221	10733.18	0.1346
$42D_{5/2} \rightarrow 43P_{3/2}$	9936.0878	0.149	9936.89	-0.8062
$43D_{5/2} \rightarrow 44P_{3/2}$	9218.0189	0.422	9217.50	0.5179
$44D_{5/2} \rightarrow 45P_{3/2}$	8566.5237	0.206	8565.93	0.5927
$52D_{5/2} \rightarrow 53P_{3/2}$	5044.0645	0.316	5043.65	0.4185
$53D_{5/2} \rightarrow 54P_{3/2}$	4750.0979	0.301	4749.55	0.5509
$39D_{3/2} \rightarrow 40P_{1/2}$	15792.9373	0.136	15793.33	-0.3947
$40D_{3/2} \rightarrow 41P_{1/2}$	14559.7531	0.130	14560.41	-0.6539
$41D_{3/2} \rightarrow 42P_{1/2}$	13452.1881	0.289	13452.59	-0.4009
$42D_{3/2} \rightarrow 43P_{1/2}$	12454.0795	0.242	12454.40	-0.3175
$43D_{3/2} \rightarrow 44P_{1/2}$	11552.1071	0.199	11552.60	-0.4909
$44D_{3/2} \rightarrow 45P_{1/2}$	10735.4681	0.207	10735.83	-0.3579
$45D_{3/2} \rightarrow 46P_{1/2}$	9994.5458	0.394	9994.29	0.2558
$46D_{3/2} \rightarrow 47P_{1/2}$	9320.3606	0.214	9319.52	0.8406
$47D_{3/2} \rightarrow 48P_{1/2}$	8704.5758	0.793	8704.17	0.4088
$59S_{1/2} \rightarrow 59P_{1/2}$	17926.0076	0.328	17926.45	-0.4424
$60S_{1/2} \rightarrow 60P_{1/2}$	16985.3989	0.378	16986.14	-0.7411
$62S_{1/2} \rightarrow 62P_{1/2}$	15293.1111	0.638	15293.94	-0.8289

$\pm 1/2$ 具有最大的塞曼频移, 在 $60 \mu\text{T}$ 磁场下的频移约为 0.84 MHz. 由于为地磁场环境, 因此不同符号的磁量子数对应的塞曼频移方向相反, 构成塞曼效应展宽.

对于超精细结构, 相应的能级移动可以用下式表示^[34]:

$$\Delta E_{\text{hfs}} = \frac{1}{2} A_{\text{hfs}} K, \quad (3)$$

式中, 由于电偶极相互作用及磁八极相互作用导致的能级移动很小, 因此忽略不计, 只包括了磁偶极相互作用. A_{hfs} 为低激发态的磁偶极常数, K 可用下式表示:

$$K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1), \quad (4)$$

式中 F 为总原子角动量量子数, I 为核自旋, J 为总电子角动量量子数. 对于里德伯态的磁偶极常数 A_{hfs}^* , 其大小近似满足如下标度律 [35]:

$$A_{\text{hfs}}^* = \frac{A_{\text{hfs}}}{(n - \delta)^3}, \quad (5)$$

式中, n 为主量子数, δ 为相应里德伯态的量子亏损. 根据参考文献 [36] 中的数据, 经计算可得对于 $35D_{5/2}$, 超精细分裂大小约为 0.102 MHz. 对 $35P_{3/2}$, 超精细分裂大小约为 0.265 MHz. 对于 $39P_{1/2}$ 和 $59S_{1/2}$, 超精细分裂分别为 0.34 MHz 和 0.33 MHz. 对于本文中的其他里德伯态, 由于主量子数更高, 因此超精细分裂更小.

对于热原子蒸气室, 原子平均运动速度约为 200 m/s, 里德伯态的原子密度在 10^{12} m^{-3} 数量级, 由碰撞及里德伯原子间相互作用导致的展宽小于 20 kHz [19,20].

里德伯原子由于极化率很大, 因此对外界电场极为敏感. 对于热原子蒸气室体系, 由于耦合光功率较强, 因此可能导致原子电离, 在此过程中形成的自由电子及正离子可能吸附在原子气室内表面, 形成屏蔽电场, 导致对玻璃气室外部的直流电场具有屏蔽作用. 吸附在气室内壁上的杂散电荷可能导致原子里德伯态存在 DC stark 频移. 对于里德伯态 $|i\rangle$, DC stark 频移可以由下式表示:

$$\Delta f_s = -\frac{1}{2}\alpha_i E^2, \quad (6)$$

其中, E 为电场强度大小, α_i 为相应里德伯态的极化率 [37]. 因为原子里德伯态的极化率与 n^7 成正比, 因此主量子数 n 越大, 对应里德伯态静态极化率越大, 对外界电场越敏感. 基于 ARC 程序计算了文中所用到的最高几个里德伯态的极化率. 例如对于 $53D_{5/2}$, $m_j = 1/2$ 里德伯态, 其对应的静态极化率为 $-1839.55309 \text{ MHz}\cdot\text{cm}^2/\text{V}^2$, 在 100 mV/m 的

表 2 系统不确定度总结

Table 2. Summary of systematic uncertainty.

来源	不确定度/kHz
塞曼效应频移	<50
里德伯态超精细结构分裂	<10
碰撞及里德伯原子间相互作用	<1
杂散电场导致的Stark频移	<1
信号源频率稳定度	<1
统计不确定度	<400
总不确定度	<410

杂散电场下, 其 DC Stark 频移约为 0.92 kHz. 对 $54P_{3/2}$, $m_j = 1/2$, DC Stark 频移约为 1.01 kHz. 对 $62P_{1/2}$ 和 $62S_{1/2}$, 其相应的 DC Stark 频移分别为 1.7 kHz 和 0.13 kHz. 以上讨论的各项物理效应引入的系统不确定度可见表 2.

4 结论与展望

本文基于热原子体系, 通过 852 nm 及 509 nm 双光子激发制备铯原子里德伯态. 通过 EIT 及 AT 分裂光谱学方法实现了对铯原子里德伯态之间跃迁频率的精密测量. 方法具有装置简单、精度高、适用范围广的特点, 可以广泛应用于碱金属里德伯态之间跃迁频率的精密测量. 实验测得的跃迁频率值与开源 Python 库 ARC 理论计算值之间的偏差均小于 850 kHz, 其中平均偏差为 449 kHz. 该测量结果不仅验证了相关理论模型的可靠性, 而且为铯原子里德伯态的精密光谱数据库提供了重要的实验数据, 对完善原子结构理论和发展基于蒸汽室中里德伯原子的量子技术具有重要价值.

目前热原子体系中双光子激发方案的 EIT 线宽在 6 MHz 量级, 限制了测量精度的进一步提高. 通过采用三光子共线方案或星型结构激发, 可以进一步减小多普勒展宽 [20,38]. 相关进展有望获得更窄的里德伯态跃迁探测光谱, 接近冷原子体系中里德伯跃迁光谱的分辨率. 更窄的光谱宽度有助于在更高精度上研究低能级里德伯态的精细结构分裂, 超精细结构分裂等物理效应, 里德伯态能级结构的精确定义也有作为一种波长计量基准的应用潜力, 并促进相关领域精密测量研究的进一步发展 [39,40].

参考文献

- [1] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press) Chap1
- [2] Baugh J F, Ciocca M, Edmonds D A, Nellesen P T, Burkhardt CE, Leventhal J J 1996 *Phys. Rev. A* **54** 4641
- [3] Fabre C, Haroche S 1975 *Opt. Commun.* **15** 254
- [4] Yerokhin V A, Buhmann S Y, Fritzsche S, Surzhykov A 2016 *Phys. Rev. A* **94** 032503
- [5] Osterwalder A, Merkt F 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1831
- [6] Jiao Y C, Han X X, Yang Z W, Li J k, Raithel G, Zhao J M, Jia S T 2016 *Phys. Rev. A* **94** 023832
- [7] Zhao J M, Zhang H, Feng Z G, Zhu X B, Zhang L J, Li C Y, Jia S T 2011 *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** 034303
- [8] Zhang H, Ma Y, Liao K Y, Yang W G, Liu Z K, Ding D S, Yan H, Li W H, Zhang L J 2024 *Sci. Bull.* **69** 1515
- [9] Lukin M D, Fleischhauer M, Cote R, Duan L M, Jaksch D,

- Cirac J I, Zoller P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037901
- [10] 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
- [11] Raimond J M, Brune M, Haroche S 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 565
- [12] Li X, Hou J Y, Wang J C, Wang G W, He X D, Zhou F, Wang Y B, Liu M, Wang J, Xu P, Zhan M S 2025 *Nat. Commun.* **16** 9728
- [13] Shi S, Xu B, Zhang K, Ye G S, Xiang D S, Liu Y B, Wang J Z, Su D Q, Li L 2022 *Nat. Commun.* **13** 4454
- [14] Benhelm J, Kirchmair G, Roos C F, Blatt R 2008 *Nat. Phys.* **4** 463
- [15] Shao X Q, Su S L, Li L, Nath R, Wu J H, Li W B 2024 *Appl. Phys. Rev.* **11** 031320
- [16] Deiglmayr J, Herburger H, Saßmannshausen H, Jansen P, Schmutz H, Merkt F 2016 *Phys. Rev. A* **93** 013424
- [17] Shen P R, Booth D, Liu C, Beattie S, Marceau C, Shaffer J P, Pawlak M, Sadeghpour H R 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 233005
- [18] Shen P R, Pawlak M, Booth D, Nickerson K, Miladi H, Sadeghpour H R, Shaffer J 2025 *Phys. Rev. A* **112** 022814
- [19] Song R, Bai J X, Li Z H, Jiao Y C, Zhao J M, Jia S T 2024 *Opt. Express* **32** 25717
- [20] Bohaichuk S M, Ripka F, Venu V, Christaller F, Liu C, Schmidt M, Kübler H, Shaffer J P 2023 *Phys. Rev. A* **20** L061004
- [21] Glick J, Anderson B E, Nunley T N, Bingham J, Lin J R, Meyer D H, Kumpf P, DeYoung A, Li J, Smith L, Andersen T 2025 *Phys. Rev. A* **112** 063726
- [22] Zhao J H, Zhang H, Yang W G, Zhang L J, Jing M Y 2022 *J. Quantum Opt.* **28** 303 (in Chinese) [赵婧华, 张好, 杨文广, 张临杰, 景明勇 2022 量子光学学报 **28** 303]
- [23] Bai S Y 2015 *M. S. Thesis* (Changchun: Northeast Normal University) (in Chinese) [白思音 2015 硕士学位论文 (长春: 东北师范大学)]
- [24] Meng Y M, Xiang J F, Xu B, Li B, Wan J Y, Ren W, Deng S M D, Zhang D, Lv D S 2023 *Chin. J. Lasers* **50** 2301013 (in Chinese) [孟一鸣, 项静峰, 徐斌, 李彪, 万金银, 任伟, 邓思敏, 张迪, 吕德胜 2023 中国激光 **50** 2301013]
- [25] Bollor K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [26] Abi-Salloum T Y 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053836
- [27] Bian W, Zheng S Y, Li Z Q, Guo Z Y, Ma H K, Qiu S Y, Liao K Y, Zhang X D, Yan H 2023 *Laser Optoelectron. Prog.* **60** 1106022 (in Chinese) [边武, 郑顺元, 李仲启, 郭钟毓, 马恒宽, 仇思源, 廖开宇, 张新定, 颜辉 2023 激光与光电子学进展 **60** 1106022]
- [28] Xu B, Ye G S, Chang Y, Shi T, Li L 2024 *Rep. Prog. Phys.* **87** 110502
- [29] Zhang Z M 2015 *Quantum Optics* (Beijing: China Science Publishing) p47 (in Chinese) [张智明 2015 量子光学 (北京: 科学出版社) 第 47 页]
- [30] Šibalić N, Pritchard J D, Adams C S, Weatherill K J 2017 *Comput. Phys. Commun.* **220** 319
- [31] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [32] Simons M T, Gordon J A, Holloway C L, Anderson D A, Miller S A, Raithel G 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 174101
- [33] Bao S X, Zhang H, Zhou J, Zhang L J, Zhao J M, Xiao L T, Jia S T 2016 *Phys. Rev. A* **94** 043822
- [34] Steck D A <http://steck.us/alkalidata> [2019-11-21]
- [35] Saßmannshausen H, Merkt F, Deiglmayr J 2013 *Phys. Rev. A* **87** 032519
- [36] Allegrini M, Arimondo E, Orozco L A 2022 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **51** 043102
- [37] Holloway C L, Prajapati N, Sherman J A, Rüfenacht A, Artusio-Glimpse A B, Simons M T, Robinson A K, La Mantia D S, Norrgard E B 2022 *AVS Quantum Sci.* **4** 034401
- [38] Ryabtsev I I, Beterov I I, Tretyakov D B, Entin V M, Yakshina E A 2011 *Phys. Rev. A* **84** 053409
- [39] Cardman R, Raithel G 2022 *Phys. Rev. A* **106** 052810
- [40] Song R, Bai J X, Li Z H, Jiao Y C, Jia S T, Zhao J M 2024 *Phys. Rev. A* **110** 042815

Precision measurement of Rydberg state transition frequency of ^{133}Cs atom based on EIT-AT splitting*

LIANG Bingyu¹⁾²⁾ BIAN Wu^{1)2)†} DENG Wenjun¹⁾²⁾ LUO Yiting¹⁾²⁾

1) (*Key Laboratory of Atomic and Subatomic Structure and Quantum Control (Ministry of Education), Guangdong Basic Research Center of Excellence for Structure and Fundamental Interactions of Matter, School of Physics, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

2) (*Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials, Guangdong-Hong Kong Joint Laboratory of Quantum Matter, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

(Received 27 November 2025; revised manuscript received 26 December 2025)

Abstract

The precision determination of Rydberg state transition frequency is important for quantum sensing and computation. In this study, we prepare ^{133}Cs Rydberg states of $nD_{5/2}$, $nD_{3/2}$, and $nS_{1/2}$ by using a cascaded two-photon excitation scheme with counter-propagating 852 nm probe light and 509 nm coupling light in a cesium vapor cell. Furthermore, by using a microwave field to couple adjacent Rydberg states, we obtain the transition spectra between the Rydberg states based on electromagnetically induced transparency (EIT) and Autler-Townes (AT) splitting effects. Frequency calibration of the sampled data points collected by the oscilloscope is achieved using either the fine-structure splitting interval between $nD_{5/2}$ and $nD_{3/2}$ Rydberg states for $n^2D_{5/2} \rightarrow (n+1)^2P_{3/2}$ and $n^2D_{3/2} \rightarrow (n+1)^2P_{1/2}$ transitions, or using a second EIT signal generated by an acousto-optic modulator frequency-shifted 852 nm laser for $n^2S_{1/2} \rightarrow n^2P_{1/2}$ transitions. To reduce systematic errors, we use a microwave frequency detuning method for calibrating the AT splitting intervals at different frequencies, and measure the resonant frequencies of three typical cesium Rydberg state transitions: $n^2D_{5/2} \rightarrow (n+1)^2P_{3/2}$ ($n = 39-53$), $n^2D_{3/2} \rightarrow (n+1)^2P_{1/2}$ ($n = 39-47$), and $n^2S_{1/2} \rightarrow n^2P_{1/2}$ ($n = 59-62$). Characterized by experimental simplicity, high precision, and broad applicability, this method is suitable for high-precision measurements of alkali metal Rydberg transition frequencies. Discrepancies between the experimentally measured transition frequencies and the theoretical values from the open-source Python library ARC (Alkali Rydberg calculator) are all less than 850 kHz, with an average difference of 449 kHz. The analysis of the influences of various physical effects such as Zeeman effect on the measurements of Rydberg state transition frequencies shows that the obtained measurement uncertainty is 410 kHz. This small discrepancy demonstrates the exceptional capability and reliability of the EIT-AT splitting method in overcoming environmental interference and achieving MHz-level precision measurements of Rydberg state transition frequencies. These results provide important data for Rydberg atom precision spectroscopy.

Keywords: Rydberg state, cesium atom, electromagnetically induced transparency, absolute transition frequency

DOI: [10.7498/aps.75.20251614](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251614)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251614](https://cstr.net/urn:cnki:sici:0253-9747.2026050304)

* Project supported by the Quantum Science Strategic Initiative of Guangdong Province, China(Grant No. GDZX2305002).

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

基于电磁诱导透明-奥拓汤斯分裂的 ^{133}Cs 原子里德伯态跃迁频率精密测量

梁冰瑜 边武 邓文均 罗怡婷

Precision measurement of Rydberg state transition frequency of ^{133}Cs atom based on EIT-AT splitting

LIANG Bingyu BIAN Wu DENG Wenjun LUO Yiting

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 050304 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251614

CSTR: 32037.14.aps.75.20251614

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251614>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

里德伯原子幻零波长

Tune-out wavelengths of Rydberg atoms

物理学报. 2024, 73(13): 130701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240397>

基于里德伯原子天线的低频电场波形测量

Measurement of low-frequency electric field waveform by Rydberg atom-based sensor

物理学报. 2024, 73(7): 070201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231778>

基于冷里德堡原子电磁感应透明的微波电场测量

Measurement of microwave electric field based on electromagnetically induced transparency by using cold Rydberg atoms

物理学报. 2023, 72(4): 045204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222059>

电磁感应透明条件下里德伯原子系统的亚稳动力学

Metastable dynamics of Rydberg atomic system under electromagnetically induced transparency

物理学报. 2024, 73(10): 104203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240233>

基于里德伯原子电场量子测量方法及激光偏振影响分析

Rydberg atom electric field based quantum measurement method and polarization influence analysis

物理学报. 2025, 74(4): 043201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241362>

射频场缀饰的直流电场Floquet-电磁诱导透明光谱特性研究

Spectral characteristics of Floquet-electromagnetically induced transparency dressed by radio frequency field in a direct current electric field

物理学报. 2025, 74(8): 083201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250052>