

基于里德伯原子 Stark 效应射频 电场测量灵敏度研究*

韩小萱¹⁾ 孙光祖¹⁾ 郝丽萍²⁾ 白素英³⁾ 焦月春^{4)†}

1) (太原师范学院物理系, 晋中 030619)

2) (太原学院材料与化学工程系, 太原 030032)

3) (山西师范大学物理与信息工程学院, 太原 030031)

4) (山西大学激光光谱研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

(2024 年 1 月 23 日收到; 2024 年 2 月 29 日收到修改稿)

里德伯原子极化率大, 在外加电场作用下原子能级发生 Stark 分裂和频移, 可实现里德伯原子高灵敏电场传感器的研究. 采用 Shirley 的简化不含时 Floquet 哈密顿量模型, 计算了 Cs 里德伯原子的 AC Stark 能谱, 修正后与实验上测得的弱场中 Cs 里德伯原子的 DC Stark 离子能谱拟合, 在获得 $60D_{5/2}$ 和 $70D_{5/2}$ 里德伯原子态极化率 α_{DC} 的同时实现低频弱场灵敏度的计算. 并计算了 Cs 里德伯原子 $60D_{5/2}$ 态频率在 0—500 GHz 范围内振荡电场中的 AC Stark 能级频移量, 对里德伯原子传感器在其宽光谱范围内的灵敏度进行定量分析, 实现任意场频率最佳灵敏度的计算, 为里德伯原子传感器的研究提供理论基础.

关键词: AC Stark 效应, 里德伯传感器, Floquet 模型

PACS: 32.80.Rm, 06.20.-f, 42.79.Sz

DOI: 10.7498/aps.73.20240162

1 引言

里德伯原子是一种主量子数 n 很大 ($n > 10$) 的高激发态原子, 具有半径大^[1]、寿命长^[2]、电偶极矩强^[3]、极化率大^[4]、相互作用强等奇异特性, 这些特点使其成为目前原子分子领域的研究热点. 由于里德伯原子极化率大且对外加电场非常敏感, 当外加电场时, 原子的能级会发生分裂现象, 这种现象称为 Stark 效应. 这种奇异现象的发现引起了国内外广大学者的广泛关注.

近年来, 随着量子计算和量子精密测量的蓬勃发展, 量子领域逐渐进入人们的视野, 被人们接受、发展并应用. 里德伯原子 AC Stark 效应的

研究最早可追溯到 20 世纪初, 德国物理学家 Johannes Stark 发现在强电场作用下原子谱线分裂成几条, 这种现象被称为 Stark 效应. 此后, Stark 效应便引发了世界众多学者的思考与研究. 在 1965 年, Shirley^[5] 提出了 Shirley 模型, 即用一个无限矩阵表示与时间无关的哈密顿量代替半经典含时哈密顿量. Shirley 模型提供了一种确定共振跃迁概率的简便方法, 包括频移和多量子跃迁. 在 2020 年, Meyer 等^[6] 利用 Shirley 模型大大提高了计算 Rb 里德伯原子 AC Stark 频移的运算效率, 还保证了其计算的准确性. 在 2020 年, Jing 等^[7-9] 重点阐述了里德伯原子微波电场计、基于缀饰里德伯原子微波超外差接收机以及超冷原子微波电场测量的技术方案和结果, 提出了一种提升里德伯原

* 国家自然科学基金 (批准号: 12104337, 12204292, 12120101004)、山西省高等学校科技创新项目 (批准号: 2021L438, 2022L268) 和山西省基础研究计划 (批准号: 202203021212018, 202203021212405) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ycjiao@sxu.edu.cn

子微波天线灵敏度指标的可行技术方案. 同时, 基于里德伯原子 AC Stark 效应在突破传统电子学传感器的工作带宽限制基础上, 实现了超宽带连续频谱范围内射频电场测量和微弱载波通信^[10-24].

本文采用 Shirley 模型对 Cs 里德伯原子传感器灵敏度进行定量分析. 根据简化不含时 Floquet 理论, 在简化基矢量的情况下, 高效准确地计算了不同射频电场频率里德伯态的 Stark 频移量, 并与实验获得的 Stark 能谱相比较, 获得的里德伯态极化率理论值与实验值相吻合, 同时计算出任意场频率下的最佳灵敏度.

2 理论模型

2.1 Floquet 理论

在强射频场中里德伯原子能谱出现复杂的态混合和态转移现象, 一般采用非微扰 Floquet 模型进行分析, 实现里德伯原子传感器灵敏度的有效计算^[25,26]. 根据 Floquet 理论, 含时薛定谔方程表示为

$$[H_0 + V(t)]\Psi(t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t), \quad (1)$$

式中 H_0 表示无微扰时里德伯原子的哈密顿量, $V(t)$ 表示周期射频场与里德伯原子之间的相互作用, 其中 $V(t+T) = V(t)$ ($\omega_{\text{RF}}T = 2\pi$), T 为射频 (RF) 场的周期, ω_{RF} 为射频电场的频率. 求解薛定谔方程 (1), 获得射频场缀饰的里德伯原子含时波函数:

$$\Psi(t) = e^{-iWt/\hbar} \psi(t), \quad (2)$$

其中 W 为 Floquet 态的本征能量, $\psi(t+T) = \psi(t)$ 为周期 Floquet 态函数. Floquet 态的傅里叶展开形式可用标准基矢 $|\alpha\rangle = |n, l, j, m_j\rangle$ 和 ω_{RF} 谐波对应的傅里叶基矢 $|k\rangle$ 表示为 $|\alpha k\rangle = |\alpha\rangle |k\rangle$, 其中 $\langle t|k\rangle = e^{ik\omega_{\text{RF}}t}$, 则周期含时哈密顿量 $H(t) = H_0 + V(t)$ 与波函数 $\Psi(t)$ 表示为

$$\langle \alpha | H(t) | \beta \rangle = \sum_{k=-\infty}^{\infty} H_{\alpha\beta}^{[k]} e^{ik\omega_{\text{RF}}t}, \quad (3)$$

$$\langle \alpha | \Psi(t) | \beta \rangle = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \psi_{\alpha\beta}^{(k)} e^{ik\omega_{\text{RF}}t} e^{-iW_{\beta}t/\hbar}, \quad (4)$$

其中 $H_{\alpha\beta}^{[k]}$ 表示哈密顿量傅里叶展开式的 k 阶分量 (即 $H^{[0]} = H_0$, $H^{[\pm 1]} = V$).

在理论计算原子态能级 W 和 $\Psi(t)$ 跃迁概率过

程中, 基矢 $|\alpha\rangle = |n, l, j, m_j\rangle$ 的选取必须包含所有的耦合态, 因为里德伯态混合过程中包括所有可能的角量子数 $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ 和 $j = l \pm 1/2$ 值对应态, 对于主量子数 n 的取值, 发现一般选 $n-10$ — $n+10$ 范围即可. 此外, 对于射频场存在多光子共振跃迁, 这意味着方程 (3) 和方程 (4) 每阶分量的 Floquet 基矢为标准基矢的几倍. 在计算 Cs 里德伯原子在射频场下产生的能级频移时, 还需要考虑射频场的频率等因素, 这极大地增加了计算的复杂程度. 同时在求解跃迁概率时需要的时间演化算符 $U(t+T, t)$ 进行数值积分, 而本文仅着重研究 Cs 里德伯原子的能级频移, 因此并未对时间演化算符 $U(t+T, t)$ 展开进一步推导. 为了简化计算, 采用与时间无关 Shirley 的 Floquet 哈密顿方法, 实现任意射频场频率下, Cs 里德伯原子能级频移量的计算.

将上述 (3) 式和 (4) 式代入 (1) 式中, 得到一个无限维 Floquet 哈密顿量的本征方程:

$$\sum_{\gamma v} \langle \alpha k | H_{\text{F}} | \gamma v \rangle \psi_{\gamma\beta}^{(v)} = W_{\beta} \psi_{\alpha\beta}^{(k)}, \quad (5)$$

其中, H_{F} 是表示为

$$\langle \alpha k | H_{\text{F}} | \beta v \rangle = H_{\alpha\beta}^{[k-v]} + k\hbar\omega_{\text{RF}}\delta_{\alpha\beta}\delta_{kv}. \quad (6)$$

当外加射频电场是弱场时, 等式 (6) 中的 H_{F} 截止到 $k = \pm 1$, 这样可以避免时间演化算符 $U(t+T, t)$ 的积分, 同时可以将 H_{F} 的基矢态简化为与目标态有直接偶极跃迁的里德伯态, 以 Cs 里德伯态 $60\text{D}_{5/2}$ 为例, 这样基矢大小可以从 600 多个降低到 60 多个, 极大提高了计算速度. 通过计算 Floquet 哈密顿量的本征值和本征矢, 便可以确定射频场存在时的能级和基矢态, 比较能级相对于 H_0 的变化, 即可得到 AC Stark 的能级频移量.

2.2 极化率的测量

图 1 红色虚线所示为采用时间无关 Shirley 的 Floquet 哈密顿方法, 简化基矢大小计算的 Cs 原子 $60\text{D}_{5/2}$ 和 $70\text{D}_{5/2}$ 态 $m_j = 5/2$ 的 AC Stark 能级频移量. 为了验证计算的准确性, 与采用基于二次 Stark 效应理论^[27] 的文献^[28] 方法数值计算的 DC Stark 能级进行比较, 如图 1 黑色实线所示. 在与 DC 电场 E_{DC} 对比时, $E_{\text{AC}} = \sqrt{2}E_{\text{DC}}$, 且 AC 电场下里德伯能级的 Stark 频移量等于均方值下 DC Stark 频移 $-\alpha_{\text{DC}}E_{\text{DC}}^2/2$ 值^[29], 其中 α_{DC} 为里德伯态

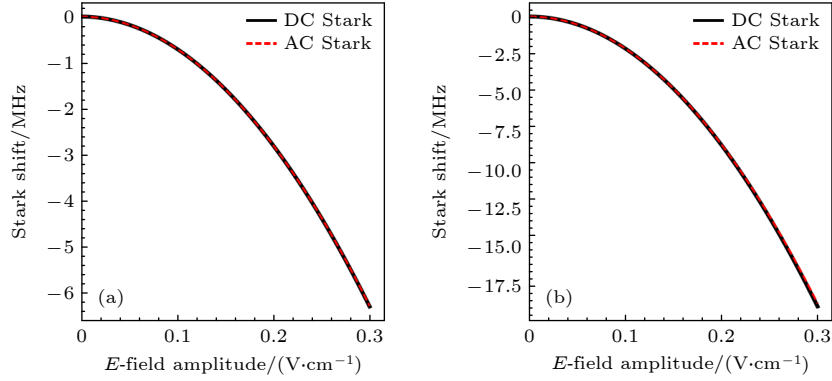


图 1 理论计算 Cs 原子 (a) $|60D_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$ 和 (b) $|70D_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$ 态的 Stark 能谱, 红色虚线为 AC Stark 能谱, 黑色实线为校准后的 DC Stark 能谱

Fig. 1. Calculated Stark spectra for Cs Rydberg atom of (a) $|60D_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$ and (b) $|70D_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$ state. The red dotted line is the AC Stark spectrum, and the black solid line is the Stark map in a DC electric field on a field axis scaled such that the rms fields.

的 DC 极化. 因此获得里德伯态极化率 α_{DC} 精确值为验证 AC Stark 频移量计算的准确性至关重要.

以 Cs 的 $60D_{5/2}$ 和 $70D_{5/2}$ 态为例, 在一个标准金属磁光阱 (magneto-optical trap, MOT) 中俘获基态 Cs 原子团后, 相向入射腰斑为 $80\ \mu\text{m}$ 的 $852\ \text{nm}$ 的激光 (Toptica DL pro) 和腰斑为 $100\ \mu\text{m}$ 的 $510\ \text{nm}$ 的激光 (Toptica TA SHG110) 激发里德伯原子, 之后施加电离里德伯原子的斜坡脉冲电离电场, 产生离子信号经微通道板 (microchannel plate, MCP) 进行探测, 获得里德伯原子激发谱. 在 MOT 中心激发区域外侧沿 x, y, z 三个方向各放置一对电极, 用于补偿系统周围的杂散电场. 同时, 通过扫描 x 方向电极板的电压获得如图 2 所示

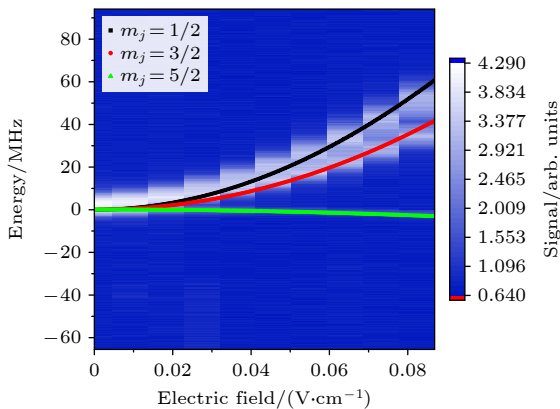


图 2 实验测的 x 方向 $70D_{5/2}$ 里德伯原子 Stark 谱, 黑、红和绿色点线分别为理论计算的 $m_j = 1/2, 3/2$ 和 $5/2$ 的 Stark 谱

Fig. 2. Measurements of the Stark spectrum for $70D_{5/2}$ Rydberg atom in the x -direction, and the black, red, and green dotted lines show the calculation Stark spectra of $m_j = 1/2, 3/2$, and $5/2$, respectively.

$70D_{5/2}$ 态 $m_j = 1/2, 3/2$ 和 $5/2$ 的 DC Stark 能谱, 将其与数值计算的 DC Stark 能级谱 (图 2 实线) 进行比较, 获得 $|70D_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$ 极化率 α_{DC} 的实验和理论值分别为 835.18 和 $833.77\ \text{MHz}\cdot\text{cm}^2/\text{V}^2$, 同样获得 $|60D_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$ 极化率 α_{DC} 的实验和理论值分别为 281.19 和 $280.93\ \text{MHz}\cdot\text{cm}^2/\text{V}^2$, 如表 1 所列. 用获得的极化率 α_{DC} 实验值对 Cs 原子 $60D_{5/2}$ 和 $70D_{5/2}$ 态 $m_j = 5/2$ 的 AC Stark 频移量进行校准如图 1 红色虚线所示, 其与计算的 DC Stark 频移如图 1 黑色实线所示吻合得很好. 采用与时间无关 Shirley 的 Floquet 哈密顿方法计算里德伯原子 AC Stark 频移量, 在提高计算速度的同时, 保证了计算的精确度.

表 1 实验测量极化率与计算 $60D_{5/2}$ 和 $70D_{5/2}$ 态极化率的比较

Table 1. Comparisons of the measurement and calculation of the polarizability for $60D_{5/2}$ and $70D_{5/2}$ Rydberg atom.

状态	极化率实验值/ (MHz·cm ² /V ²)	极化率理论值/ (MHz·cm ² /V ²)
$60D_{5/2,1/2}$	-5007.11	-4984.80
$60D_{5/2,3/2}$	-3620.61	-3633.78
$60D_{5/2,5/2}$	281.19	280.93
$70D_{5/2,1/2}$	-15455.87	-15432.29
$70D_{5/2,3/2}$	-11160.68	-11171.34
$70D_{5/2,5/2}$	835.18	833.77

图 3 展示了射频电压为 $\varepsilon = 100\ \text{mV/m}$, 频率在 $0\text{--}500\ \text{GHz}$ 宽带范围内, 采用 Shirley 模型简化基态矢量计算的 Cs $60D_{5/2}$ 态 AC Stark 频移量. 当频率较低时, 频率对 AC Stark 频移量的影响很

小, 频移量几乎保持不变. 但随着频率的不断增大, 当频率约在 3.18 GHz 时, AC Stark 频移量出现了第 1 个峰值, 该峰值频率对应于 $61P_{3/2}$ 态与 $60D_{5/2}$ 态的能级差. 之后在 14.85 GHz, 20.03 GHz 和 39.03 GHz 等多处出现明显的频移量, 分别对应 $58F_{7/2}$, $57F_{7/2}$ 和 $62P_{3/2}$ 态等其他态对 $60D_{5/2}$ 态 AC Stark 频移量的影响. 并且在 80—90 GHz 之间第 1 次出现 1 组频移量显著减小的情况, 这主要是 $60D_{5/2}$ 附近态的共同作用显著抑制了 AC Stark 频移. 因此, 时间无关 Shirley 的 Floquet 模型在减小基态数目, 保证计算精确度的同时, 可以实现宽频带射频场 AC Stark 频移量的计算, 体现了 Shirley 模型计算的高效性.

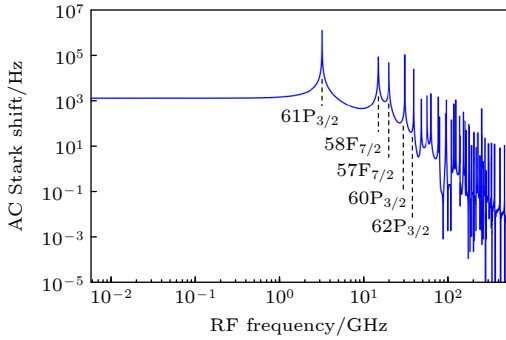


图 3 Cs 里德伯原子 $60D_{5/2}$ 态在 $\epsilon = 100$ mV/m 不同频率射频场中的 AC Stark 频移, 其中临近的共振态用黑色虚线标定

Fig. 3. AC Stark shifts of the $60D_{5/2}$ state in RF field with $\epsilon = 100$ mV/m. The adjacent resonant state is labeled with a black dashed line.

3 里德伯传感器的灵敏度

里德伯原子传感器往往是将光泵浦后的里德伯叠加态与被测电场相互作用, 通过测量初始态的集体相移来实现电场测量. 其中相移可用信噪比 $\phi/\Delta\phi$ 来表征, 假设相位噪声 $\Delta\phi$ 为标准量子极限, 即 $\Delta\phi_{\text{SQL}} = 1/\sqrt{N}$, N 为原子数. $\phi = \Omega\tau$ 是在演化时间 τ 内两量子态由原子频移 Ω 引起的相位变化. 演化时间 τ 取决于有限相干时间 T_c 和测量时间 t . 当 $t < T_c$ 时, 演化时间 $\tau = t$; 当 $t > T_c$ 时, 光泵浦的里德伯叠加态会在测量时间内破坏并被再泵浦, 这种重置会导致观察到原子系综相移减小, 演化时间 $\tau = t\sqrt{T_c/t}$. 在测量中相干时间 T_c 受到原子热运动等影响, 以里德伯电磁感应透明效应线宽约

10 MHz 为例, 假设热里德伯原子系统 T_c 为 100 ns.

在电场频率远低于里德伯原子共振频率情况下, 电场强度较弱时可用 DC Stark 频移 $\Omega = -1/2\alpha_{\text{DC}}\epsilon^2$ 来估计由射频电场引起的能级频移 Ω , 则信噪比等于 1 的电场值表示为

$$\epsilon_{\text{Rydberg}} = N^{-1/4} \sqrt{\frac{2}{\alpha_{\text{DC}}\tau}}. \quad (7)$$

图 4 为利用等式 (7) 计算的低频 DC 场中 $|60D_{5/2}, m_j = 1/2\rangle$ 态里德伯原子传感器的灵敏度, 其中红色实线、红色虚线、黑色实线、黑色虚线分别为原子数 $N = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$ 对应射频电场灵敏度随频率的变化. 由图 4 可知, 当原子数 N 相同时, 射频电场灵敏度随频率变化非常小. $\epsilon_{\text{Rydberg}}$ 越小, 需要的原子数 N 越多. 当选择的原子数 N 过大时, 里德伯原子密度增大, 里德伯-里德伯相互作用增强导致复杂的离子形成. 同时考虑到标准量子极限和计算方便, 所以原子数 N 选择 10^3 或 10^4 最佳, $|60D_{5/2}, m_j = 1/2\rangle$ 里德伯态极化率 α_{DC} 取表 1 中理论计算值 -4984.80 MHz·cm²/V², 其中 $N = 10^4$ 、测量时间为 1 s 的最小可检测场可达 0.1 mV/m. 且在得知某一已知原子数 N 、测量时间为 1 s 的最小可检测场值, 其他原子数 N 的最小可检测场值都可通过 (7) 式中原子数 N 的比值关系直接计算得到. 等式 (7) 中测量弱场灵敏度与极化率平方根成反比, 为了提高测量弱场 ϵ 灵敏度, Jau 和 Carter^[30] 在被测弱场中叠加一个已知强场 $E_{\text{bias}} \gg \epsilon$ 来放大被测弱场的影响, 且传感器的信噪比与 E_{bias} 呈线性变化. 假设电场偏差的不确定性和噪声小于标准量

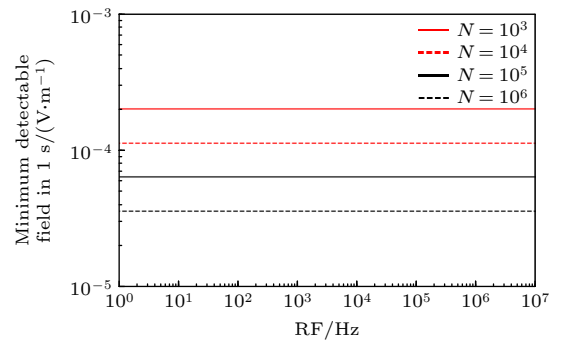


图 4 在低频 DC 场中, 测量时间 $t = 1$ s, 原子数 $N = 10^3$ ($10^4, 10^5, 10^6$) 的 $|60D_{5/2}, m_j = 1/2\rangle$ Cs 里德伯原子的最小可检测场与射频频率的关系

Fig. 4. In a quasi-DC field, the minimum detectable field in a 1 s measurement vs. RF frequency using a $|60D_{5/2}, m_j = 1/2\rangle$ target state with $N = 10^3$ ($10^4, 10^5, 10^6$) Cs Rydberg atoms.

子极限, 该技术可将最小可检测场提高到线性尺度:

$$\varepsilon_{\text{Ryd-bias}} \approx \frac{1}{\alpha\tau\sqrt{N}E_{\text{bias}}}, \quad (8)$$

其中 $n = 100$ 的里德伯原子在 $\omega_{\text{RF}} < 10$ kHz 时的灵敏度优于 $1 \text{ (mV} \cdot \text{m}^{-1}) / \sqrt{\text{Hz}}$.

随着射频场频率的增大, 里德伯原子对电场感应越发敏感. 当 $\omega_{\text{RF}} > 100$ MHz 时, 里德伯原子 Stark 频移取决于原子间偶极跃迁共振和非共振相互作用. 以两能级系统为例, 当射频耦合场失谐远低于两能级之间的跃迁频率时, 两能级的 AC Stark 频移能量为

$$\Omega_{\text{AC}} = \frac{1}{2} \left(\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2} \right), \quad (9)$$

其中 $\Omega = d\varepsilon/\hbar$ 为射频场的谐振拉比频率, ε 为射频电场强度, d 为跃迁矩阵元, Δ 为射频场的共振失谐量. 在共振附近, Stark 频移采用 Autler-Townes 分裂的形式 (AC Stark 效应的一种特殊情况), 与 $n^2\varepsilon$ 成正比. 非共振频移采用一般 AC Stark 频移的形式, 与 $n^7\varepsilon^2$ 成正比. 我们使用上述两种机制计算不同电场频率里德伯态的 AC Stark 频移, 将分别计算的每个两级系统的贡献相加, 可以得到来自附近多个能级的总 Stark 频移, 如图 3 所示, 从而获得任意载波频率的最小可检测场. 为此, 采用 Shirley 理论来估计适用于任意载波频率的最小可检测场, 可以实现频率从 10 kHz^[31]—1 THz^[32] 的电场灵敏度的测量.

里德伯原子传感器具有自校准能力, 测量信号可以通过射频场失谐最近的共振来确定外加射频场频率. 以 $|60D_{5/2}\rangle \rightarrow |61P_{3/2}\rangle$ 共振为例, 图 5 为计算的射频耦合场灵敏度和信噪比缩放因子 β (信噪比 $\propto \varepsilon^\beta$) 随耦合失谐量增大的变化趋势, 其中三角形、正方形和五边形分别对应 $\beta = 1, 1-2$ 和 2 的最小可检测场值. 如图 5 红色实线所示, β 从 1 到 2 过渡的精确宽度和过渡点只取决于射频场强度, 因此对于任何共振里德伯态 β 值的变化趋势一致, 通过 β 值, 可以确定 1 s 测量时间射频电场的信噪比. 例如, 在 $\beta = 1$ 的区域, 如果 $\varepsilon_{1s} = 1 \text{ } \mu\text{V/m}$, 那么相同频率的 $100 \text{ } \mu\text{V/m}$ 场在 1 s 测量时间预期信噪比为 $(\varepsilon/\varepsilon_{1s})^\beta = 100$. 在测量时间 $t > T_c$ 时, 射频带宽最小可检测场为 $\varepsilon_t = \varepsilon_{1s}t^{-1/2\beta}$, 在已知 1 s 最小可检测场和 β 值, 可以实现任何频率电场灵敏度的实时监测. 比如已知 $\varepsilon_{1s} = 1 \text{ } \mu\text{V/m}$ 和 $\beta = 2$, 则 $t = 1 \text{ ms}$ 测量中的最小可检测场为 $5.6 \text{ } \mu\text{V/m}$,

所以通过计算的任意里德伯态 AC Stark 频移可实现任何频率电场灵敏度的实时监测.

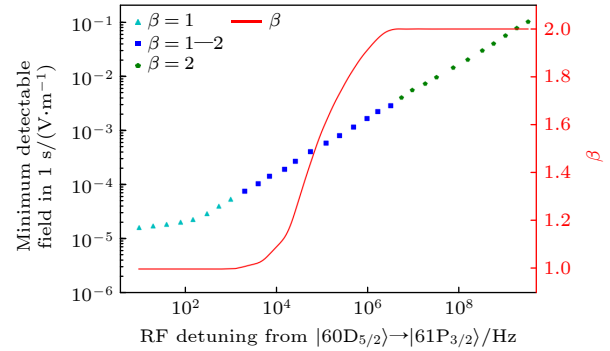


图 5 测量时间为 1 s 的最小可检测场和信噪比缩放因子 β (红色实线) 与 $|60D_{5/2}\rangle \rightarrow |61P_{3/2}\rangle$ 射频共振失谐量的关系, 其中三角形、正方形和五边形分别对应 $\beta = 1, 1-2$ 和 2

Fig. 5. The minimum detectable field in a 1 s measurement and the scaling of the SNR (red solid), β , versus detuning of RF transition from the $|60D_{5/2}\rangle \rightarrow |61P_{3/2}\rangle$. The triangle, square, and pentagon symbols match correspond to $\beta = 1, 2$ or somewhere in between, respectively.

4 结 论

本文主要采用 Shirley 的简化 Floquet 模型研究了 Cs 里德伯原子 Stark 频移光谱, 实现对振荡电场灵敏度的定量分析. 理论上对比二次 Stark 效应理论方法和 Shirley 模型计算的 $60D_{5/2}$ 和 $70D_{5/2}$, $m_j = 5/2$ 态 DC Stark 和 AC Stark 频谱, 验证了 Shirley 模型的可靠性, 并与实验获得的里德伯 Stark 能谱拟合, 获得极化率值. 同时利用 Shirley 模型简化基矢的特点快速又高效地计算了 $60D_{5/2}$ 态射频电压为 100 mV/m , 频率在 $0-500 \text{ GHz}$ 宽带下里德伯态的 AC Stark 频移量, 并引入信噪比缩放因子 β 计算出了任意场频率下的最佳灵敏度, 为里德伯传感器在射频场校准和测量等方面提供理论依据.

参考文献

- [1] Fabre C, Gross M, Raimond J M, Haroche S 1983 *J. Phys. B* **16** L671
- [2] Hansen W 1983 *J. Phys. B.* **16** 933
- [3] 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
- [4] Fabre C, Haroche S 1975 *Opt. Commun.* **15** 254
- [5] Shirley J H 1965 *Phys. Rev.* **138** B979
- [6] Meyer D H, Castillo Z A, Cox K C, Kunz P D 2020 *J. Phys. B* **53** 034001

- [7] Jing M Y, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2020 *Nat. Phys.* **16** 911
- [8] Yang W G, Jing M Y, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 064021
- [9] Zhang L J, Jing M Y, Zhang H 2022 *J. Shanxi Univ.* **45** 712 (in Chinese) [张临杰, 景明勇, 张好 2022 *山西大学学报* **45** 712]
- [10] Fan H, Kumar S, Sedlacek J, Kübler H, Karimkashi S, Shaffer J P 2015 *J. Phys. B* **48** 202001
- [11] 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
- [12] Jiao Y C, Hao L P, Han X X, Bai S Y, Raithel G, Zhao J M, Jia S T 2017 *Phys. Rev. Appl.* **8** 014028
- [13] Liao K Y, Tu H T, Yang S Z, Chen C J, Liu X H, Liang J, Zhang X D, Yan H, Zhu S L 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053432
- [14] Jia F D, Liu X B, Mei J, Yu Y H, Zhang H Y, Lin Z Q, Dong H Y, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063113
- [15] Liu X B, Jia F D, Zhang H Y, Mei J, Yu Y H, Liang W C, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2021 *AIP Adv.* **11** 085127
- [16] Hu J L, Jiao Y C, He Y H, Zhang H, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2023 *EPJ Quantum Tech.* **10** 51
- [17] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Löw R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [18] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Shaffer J P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 063001
- [19] Simons M T, Haddab A H, Gordon J A, Holloway C L 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 114101
- [20] Liu Z K, Zhang L H, Liu B, Zhang Z Y, Guo G C, Ding D S, Shi B S 2022 *Nat. Commun.* **13** 1997
- [21] Zhou F, Jia F D, Liu X B, Yu Y H, Mei J, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2023 *J. Phys. B* **56** 025501
- [22] Cui Y, Jia F D, Hao J H, Wang Y H, Zhou F, Liu X B, Yu Y H, Mei J, Bai J H, Bao Y Y, Hu D, Wang Y, Liu Y, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2023 *Phys. Rev. A* **107** 043102
- [23] Li X H, Cui Y, Hao J H, Zhou F, Wang Y X, Jia F D, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2023 *Opt. Express* **31** 38165
- [24] Yang K, An Q, Yao J W, Mao R Q, Lin Y, Liu Y, Fu Y Q 2022 *Acta Opt. Sin.* **42** 1528002 (in Chinese) [杨凯, 安强, 姚佳伟, 毛瑞棋, 林沂, 刘隸, 付云起 2022 *光学学报* **42** 1528002]
- [25] Anderson D A, Schwarzkopf A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G, Gordon J A, Holloway C L 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043419
- [26] Anderson D A, Miller S A, Raithel G, Gordon J A, Butler M L, Holloway C L 2016 *Phys. Rev. Appl.* **5** 034003
- [27] Khadjavi A, Lurio A, Happer W 1968 *Phys. Rev.* **167** 128
- [28] Zimmerman M L, Littman M G, Kash M M, Kleppner D 1979 *Phys. Rev. A* **20** 2251
- [29] Bason M G, Tanasittikosol M, Sargsyan A, Mohapatra A K, Sarkisyan D, Potvliege R M, Adams C S 2010 *New J. Phys.* **12** 065015
- [30] Jau Y Y, Carter T 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 054034
- [31] Mohapatra A K, Bason M G, Butscher B, Weatherill K J, Adams C S 2008 *Nat. Phys.* **4** 890
- [32] Wade C G, Šibalić N, Melo N R, Kondo J M, Adams C S, Weatherill K J 2017 *Nat. Photon.* **11** 40

Sensitivity of radio-frequency electric field sensor based on Rydberg Stark effect*

Han Xiao-Xuan¹⁾ Sun Guang-Zu¹⁾ Hao Li-Ping²⁾
 Bai Su-Ying³⁾ Jiao Yue-Chun^{4)†}

1) (*Department of Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China*)

2) (*Department of Materials and Chemical Engineering, Taiyuan University, Taiyuan 030032, China*)

3) (*School of Physics and Information Engineering, Shanxi Normal University, Taiyuan 030031, China*)

4) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 23 January 2024; revised manuscript received 29 February 2024)

Abstract

Rydberg atoms hold special attraction in electric applications due to their large transition electric dipole moments and huge polarization, which leads to a strong response of atom to electric fields. In radio-frequency (RF) fields, the Rydberg levels are AC Stark shift and splitting, which can realize the study of high-sensitivity electric field sensor of Rydberg atoms. In this work, we use the simpler Shirley's time-independent Floquet Hamiltonian model to calculate the AC Stark energy spectrum of Cs Rydberg atoms. This model can reduce the basic Hamiltonian into such a Hamiltonian that includes only those Rydberg states that have direct dipole-allowed transitions with the target state, thereby significantly improving the speed of computation. The accuracy of the calculation is proved by fitting with the calculated frequency shift of DC Stark energy levels in the weak fields, and the polarizability of $60D_{5/2}$ and $70D_{5/2}$ Rydberg atomic states are obtained by fitting with the measured ion spectra of DC Stark Cs ultra-cold Rydberg atoms in magneto-optical trap. In addition, we calculate the AC Stark shift of Cs Rydberg atom $|60D_{5/2}, m_j = 1/2\rangle$ state in electric fields with different frequencies with $\varepsilon = 100$ mV/m. Rydberg atoms provide a structured spectrum of sensitivity to electric fields due to strong resonant interaction and off-resonant interaction with many dipole-allowed transitions to nearby Rydberg states. This kind of the frequency response structure is of significance to a broadband sensor. And we calculate the sensitivity and the scaling of the signal-to-noise ratio (SNR), β , varying with detuning from the $|60D_{5/2}\rangle \rightarrow |61P_{3/2}\rangle$ transition. The value of β allows one to use the result for any Rydberg state sensor to determine the SNR for any E in a 1 s measurement. Therefrom, Rydberg sensor can preferentially detect many RF frequencies spreading across its carrier spectral range without modification while effectively rejecting large portions where the atom response is significantly weaker, and the signal depends primarily on the detuning of the RF field to the nearest resonance which does not convey the RF frequency directly.

Keywords: AC Stark effect, Rydberg sensor, Floquet method

PACS: 32.80.Rm, 06.20.-f, 42.79.Sz

DOI: 10.7498/aps.73.20240162

* Project supported by the National Nature Science Foundation of China (Grant Nos. 12104337, 12204292, 12120101004), the Scientific and Technological Innovation Program of Higher Education Institutions in Shanxi, China (Grant Nos. 2021L438, 2022L268), and the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant Nos. 202203021212018, 202203021212405).

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



基于里德伯原子Stark效应射频电场测量灵敏度研究

韩小萱 孙光祖 郝丽萍 白素英 焦月春

Sensitivity of radio-frequency electric field sensor based on Rydberg Stark effect

Han Xiao-Xuan Sun Guang-Zu Hao Li-Ping Bai Su-Ying Jiao Yue-Chun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 093202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240162

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240162>

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

里德伯原子的射频脉冲响应特性

Response characteristics of radio frequency pulse of Rydberg atoms

物理学报. 2022, 71(20): 207402 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220972>

基于Rydberg原子的超宽频带射频传感器

Broadband Rydberg atom-based radio-frequency field sensor

物理学报. 2018, 67(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172636>

基于里德伯原子电磁诱导透明效应的光脉冲减速

Deceleration of optical pulses based on electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms

物理学报. 2021, 70(10): 103201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210102>

铯原子 $nP_{3/2}$ ($n = 70-94$)里德伯态的紫外单光子激发及量子亏损测量

Measurement of quantum defect of cesium $nP_{3/2}$ ($n = 70-94$) Rydberg states by using ultraviolet single-photon Rydberg excitation

物理学报. 2019, 68(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182283>

稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms

物理学报. 2018, 67(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172052>

超快强激光场中原子分子的里德伯态激发

Rydberg state excitation of atoms and molecules in ultrafast intense laser field

物理学报. 2022, 71(23): 233202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221258>