

基于信道容量准则的里德伯原子接收机参数优化*

陈冠宇 王成[†] 杨宾 周朋朋 陈田田 伍于晨

(信息工程大学信息工程学院, 郑州 450001)

(2025年7月17日收到; 2025年8月29日收到修改稿)

里德伯原子具有较大的电偶极矩, 对电磁信号较为敏感, 基于里德伯原子的接收机, 是一种全新的接收体制, 在通信领域展现出广阔的应用前景. 根据香农公式建立了里德伯原子接收机信道容量模型, 分析了原子数密度、激光束腰及耦合光拉比频率对里德伯原子接收机信道容量的影响. 提出了调整耦合光拉比频率以优化信道容量的策略, 推导出使信道容量最大的耦合光拉比频率的解析解. 本研究为高性能里德伯原子接收机的设计与信道容量优化提供了理论指导.

关键词: 量子传感, 里德伯原子接收机, 信道容量, 参数优化

PACS: 07.57.Kp, 32.80.Ee, 42.50.Gy, 74.25.N-

CSTR: 32037.14.aps.74.20250944

DOI: 10.7498/aps.74.20250944

1 引言

里德伯原子是指处于高激发态的原子, 拥有较大的电偶极矩和极化率, 对外界信号场较为敏感^[1-3]. 里德伯原子接收机通过电磁诱导透明特性 (electromagnetically induced transparency, EIT) 和 Autler-Townes (AT) 分裂效应等光学现象, 实现了无线电信号的接收感知, 不受传统接收机中电子热噪声的影响, 其工作频率覆盖了 DC—THz, 并具有灵敏度高、自校准等优点^[4-6]. 基于里德伯原子的无线电接收技术在过去十年取得了显著进展, 在弱场探测^[7-10]、通信^[11-15]、成像^[16-18]等领域展现出了优于传统接收机的性能.

与传统接收机相比, 里德伯原子接收机受限于量子投影噪声, 该噪声远小于电子热噪声, 因而里德伯原子接收机具有更高的灵敏度^[2]. 里德伯原子接收机已实现了对幅度调制 (AM)、频率调制 (FM) 和相位调制 (PM) 信号的接收解调^[11-14], 在通信领域有着较大的应用前景. 此外, 目前的研究在提高

灵敏度^[8,9,19-21]、线性动态范围^[22,23]、抗干扰能力^[7,24]、数据传输能力^[25,26]以及接收机的多频段和多通道传输方面^[27-29]取得了进展, 里德伯原子接收机具有替代传统接收机的潜力.

信道容量作为接收机的重要性能指标, 在当前的研究中仍低于传统接收机, 研究人员通过多束探测光同时接收的方法来提升信道容量^[25,26], 但光路设计复杂, 系统复杂度高, 并可能加剧里德伯原子间的相互作用, 导致探测精度下降. 目前, 单通道里德伯原子接收机的设计仍有改进空间, 可通过优化实验参数来提升里德伯原子接收机的性能, 2021年 Meyer 等^[30]证明了 EIT 机制的探测性能主要依赖于所用激光的拉比频率. 2023年, 贾锁堂等^[31]研究了里德伯原子接收机的灵敏度与原子数之间的关系; 该团队另一项研究表明探测光、耦合光功率的变化会对信噪比产生影响^[12]. 2024年 Wu 等^[32]分析了里德伯原子接收机的稳态、瞬态响应, 对里德伯原子接收机进行参数优化, 要对带宽和灵敏度进行联合优化, 而不是仅仅考虑其中的一部分. 其他研究通过调节偏振^[4]、探测光与耦合光强度^[33],

* 国家自然科学基金 (批准号: 62171469, 62071029) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wangc1132024@163.com

以及探测光与耦合光频率^[34]等参数来提高 EIT 响应的灵敏度,也有通过优化探测光与耦合光拉比频率来改变里德伯原子接收机的线性响应特性和线性动态范围^[22,23].然而,这些研究没有提及里德伯原子接收机工作参数对信道容量的影响.理解工作参数影响信道容量的机制,对于里德伯原子接收机的设计和应用至关重要.在未明确接收机工作参数对系统性能影响机制的情况下,对推动里德伯原子接收机的实用化存在挑战.

本文开展了里德伯原子接收机的信道容量优化研究.第 2 节阐述基于 EIT 效应的无线电信号接收原理.第 3 节根据香农定理和 EIT 效应响应机制,建立里德伯原子接收机信道容量模型;通过信道容量模型分析原子数密度、激光束腰、激光拉比频率等参数对信道容量的影响;推导出了信道容量最优的耦合光拉比频率的解析解表达式,而后通过数值仿真验证解析解的准确性.本研究为里德伯原子接收机的工作参数的选取、信道容量优化提供了理论指导.

2 里德伯原子接收机的工作原理

里德伯原子接收机以原子气室为核心,如图 1(a)所示,探测光 $\lambda_p = 780 \text{ nm}$ 和耦合光 $\lambda_c = 480 \text{ nm}$ 相向传输通过铷 (Rb) 原子气室^[4,11,35,36],激发气室内的铷原子从基态跃迁到里德伯态.图 1(b)展示了铷原子的四能级跃迁图,探测光耦合了基态 |1) 到激发态 |2) 的跃迁,耦合光将原子从激发态 |2) 耦合到了里德伯态 |3),信号场激发了两个里德伯态 |3) 和 |4) 之间的跃迁. $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ 和 Γ_4 分别是 4 个能级的自发辐射衰变速率.当无线电信号辐射到里德

伯原子气室内时,会产生 EIT-AT 效应,里德伯原子气室的透射率将随着信号场强幅值的变化而改变.导致透射过原子气室的探测光光谱会随着无线电信号的变化而变化.

里德伯原子的状态的时间演化可以由主方程表示^[37]:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{H}, \rho] + \mathcal{L}(\rho), \quad (1)$$

其中 ρ 是里德伯原子的密度矩阵; \mathbf{H} 是信号场作用下的里德伯原子哈密顿量, \mathcal{L} 是 Lindblad 项, \mathbf{H} 和 \mathcal{L} 的详细形式见附录 A.

密度矩阵元素 ρ_{12} 表示里德伯原子的两个能级 |1) 和 |2) 之间的相干性,其演化直接关联着信号场的强度和频率.对主方程 (1) 求解后可得到 ρ_{12} , 里德伯原子的电极化率 χ 的虚部为

$$\text{Im}[\chi] = \frac{2\mu_{12}^2 n}{\hbar \varepsilon_0 \Omega_p} \text{Im}[\rho_{12}], \quad (2)$$

式中, μ_{12} 为能级 |1) 到 |2) 跃迁的电偶极矩, n 是激光激发区域内原子总数密度, \hbar 是约化普朗克常数, ε_0 是真空介电常数, Ω_p 是探测光拉比频率.根据比尔朗伯定律,经过原子气室的探测光透射为

$$P = P_i e^{-k_p \text{Im}[\chi]}, \quad (3)$$

式中, P_i 为入射光功率, $k_p = 2\pi/\lambda_p$ 为探测光波矢.里德伯原子接收机接收到无线电信号后,原子气室的电极化率 χ 会发生改变,进而影响到探测光穿过原子气室的透射情况,后端的光电探测器观测着穿过气室后的探测光的强弱变化,最后根据探测光光谱的变化情况,实现入射无线电信号的接收解调.以上就是里德伯原子接收机的工作原理.下面介绍里德伯原子接收机的信道容量,本文所涉及

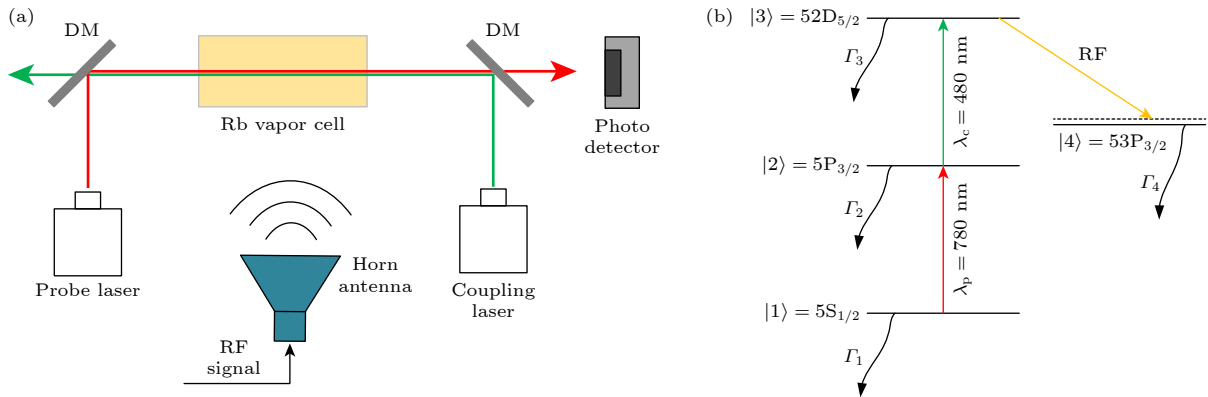


图 1 里德伯原子接收机 (a) 实验装置; (b) Rb 原子四能级跃迁示意图

Fig. 1. Rydberg atomic receiver: (a) Experimental setup; (b) schematic of the four-level transition diagram in Rb atoms.

的主要参数符号在表 1 列出.

表 1 符号说明
Table 1. Symbols and definitions.

符号	含义	参数的变化对信道容量的影响程度
Ω_c	耦合光拉比频率	Ω_c 从 $2\pi \times 10$ MHz 提升至 $2\pi \times 15$ MHz, 信道容量提升约 8—14 Mbit/s
Ω_p	探测光拉比频率	Ω_p 从 $2\pi \times 1$ MHz 提升至 $2\pi \times 3$ MHz, 信道容量提升约 1 Mbit/s (Ω_p 通常取值较小)
Ω_{RF}	信号场拉比频率	Ω_{RF} 从 $2\pi \times 5$ MHz 提升至 $2\pi \times 15$ MHz, 信道容量提升约 5 Mbit/s
n	原子数密度	n 从 $25 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 提升至 $100 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 信道容量提升约 8 Mbit/s
r	激光束腰	r 从 $25 \mu\text{m}$ 提升至 $125 \mu\text{m}$, 信道容量提升约 8—12 Mbit/s
L	原子气室长度	信道容量随 L 的增大略有提升
Γ_i	能级 $ i\rangle$ 自发辐射衰变速率	由实验设置确定
ω_p	探测光频率	由实验设置确定
q_d	探测效率	固定值
ϵ_0	真空介电常数	固定值
\hbar	约化普朗克常数	固定值
δ	里德伯态失谐	固定值

3 信道容量建模与分析

根据香农公式, 信道容量 $C = B \times \log_2(1 + \text{SNR})$ [38], 信噪比 (signal-to-noise ratio, SNR) 和带宽 B 决定了信道容量的大小, 下面分别介绍里德伯原子接收机的信噪比和带宽, 这里的带宽指的是瞬时带宽.

在本研究及类似的 EIT 实验设置中, 由于光学损耗及探测器效率等因素, 导致光学散粒噪声成为主导噪声, 因此, 本文的分析聚焦于光学读出的信噪比. 里德伯原子接收机的信噪比可由 $\phi/\Delta\phi$ 表示 [11,30,39], ϕ 为里德伯原子接收机接收外界无线电信号引起的量子相位变化, $\Delta\phi$ 为接收信号时的噪声密度. 信噪比的表达式如下:

$$\text{SNR} = \frac{\phi}{\Delta\phi} = \frac{\kappa\delta L}{\eta} \frac{d}{d\delta} \text{Re}(\rho_{12}) \approx \frac{\kappa\delta L}{\eta} \frac{2\Omega_p\Omega_c^2}{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}, \quad (4)$$

式中, δ 是里德伯态失谐, L 是原子气室的长度, Ω_c 是耦合光的拉比频率. κ 和 η 的定义为

$$\kappa = \frac{\omega_p n \mu_{12}^2}{2c\epsilon_0 \hbar}, \quad \eta = \sqrt{\frac{\omega_p \mu_{12}^2}{2q_d c \epsilon_0 \hbar A_1}}, \quad (5)$$

式中, ω_p 是探测光频率, c 是光速, q_d 是探测效率,

A_1 是激光横截面积. 有关 (4) 式 SNR 的详细推导请参阅附录 B.

瞬时带宽反映了里德伯原子接收机同时接收不同信号的频率范围, 也表征了信号能够以多快的速度被调制, 仍可被里德伯原子接收机正常接收. 它的大小受到里德伯原子弛豫时间的影响, 即探测光透射率对信号场变化的响应时间. 施加信号场或信号场消失之后, 里德伯原子需要一定的时间才能建立起新的稳态. 研究表明里德伯原子接收机的带宽受限于建立稳态时探测光透射率的下降沿, 下降沿的 $1/e$ 时间为 [11]

$$\tau_f = \frac{2(12\Gamma_3^2 + 4\Gamma_3\Gamma_2 + \Omega_{AT}^2)}{8\Gamma_3^3 + 4\Gamma_3^2\Gamma_2 + 2\Gamma_3\Omega_{AT}^2 + \Gamma_2\Omega_{RF}^2}, \quad (6)$$

其中, Ω_{RF} 是信号场拉比频率, 泵浦速率 $\Omega_{AT} \equiv \sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_{RF}^2}$. 带宽 B 与下降沿 τ_f 的关系为

$$B \propto \frac{1}{\tau_f} = \frac{8\Gamma_3^3 + 4\Gamma_3^2\Gamma_2 + 2\Gamma_3\Omega_{AT}^2 + \Gamma_2\Omega_{RF}^2}{2(12\Gamma_3^2 + 4\Gamma_3\Gamma_2 + \Omega_{AT}^2)}. \quad (7)$$

结合 (4) 式和 (7) 式, 根据香农定理, 里德伯原子接收机的信道容量 C_{Ry} 如下式所示:

$$\begin{aligned} C_{Ry} &= B \times \log_2(1 + \text{SNR}) \\ &= \frac{8\Gamma_3^3 + 4\Gamma_3^2\Gamma_2 + 2\Gamma_3(\Omega_c^2 + \Omega_{RF}^2) + \Gamma_2\Omega_{RF}^2}{2[12\Gamma_3^2 + 4\Gamma_3\Gamma_2 + (\Omega_c^2 + \Omega_{RF}^2)]} \\ &\quad \times \log_2 \left[1 + \frac{\omega_p n \mu_{12}^2}{2c\epsilon_0 \hbar} \delta L \sqrt{\frac{2q_d c \epsilon_0 \hbar A_1}{\omega_p \mu_{12}^2}} \frac{2\Omega_p \Omega_c^2}{(\Omega_p^2 + \Omega_c^2)^2} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

(8) 式表明里德伯原子接收机的信道容量主要受耦合光拉比频率 Ω_c 、探测光拉比频率 Ω_p 、信号场拉比频率 Ω_{RF} 影响, 原子数密度 n 和激光的横截面积 A_1 也会对信道容量产生影响, $A_1 = \pi r^2$, r 为激光束腰. C_{Ry} 与 n 和 r 显然成正相关, C_{Ry} 同 Ω_c , Ω_p 和 Ω_{RF} 的关系则需进一步分析得到. 首先分析原子数密度和激光束腰对信道容量的影响.

里德伯原子接收机信道容量随原子数密度和激光束腰变化的关系如图 2 所示, 不同颜色的曲线代表不同的 Ω_c 取值, $\Omega_{RF} = 2\pi \times 10$ MHz, $\Omega_p = 2\pi \times 1.1$ MHz, 原子数密度的取值为 $5 \times 10^{16} - 150 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 激光束腰 r 的范围为 $5 - 150 \mu\text{m}$.

从图 2 可以看出, 信道容量会随着原子数密度和激光束腰的增大而提高, 增长的趋势会逐渐平稳, 增长的形式为对数增长. 这表明原子数密度和激光束腰的取值并非可以无限增大, 在原子数密度

和激光束腰逐渐增大的过程中也会分别产生其他问题, 导致信道容量增长趋势逐渐变缓. 随着原子数密度的增大, 这会显著地增大碰撞展宽, 提高原子数密度也可增加光学深度, 但可能因辐射俘获、碰撞展宽引起的退相干增强导致灵敏度降低, 影响信道容量.

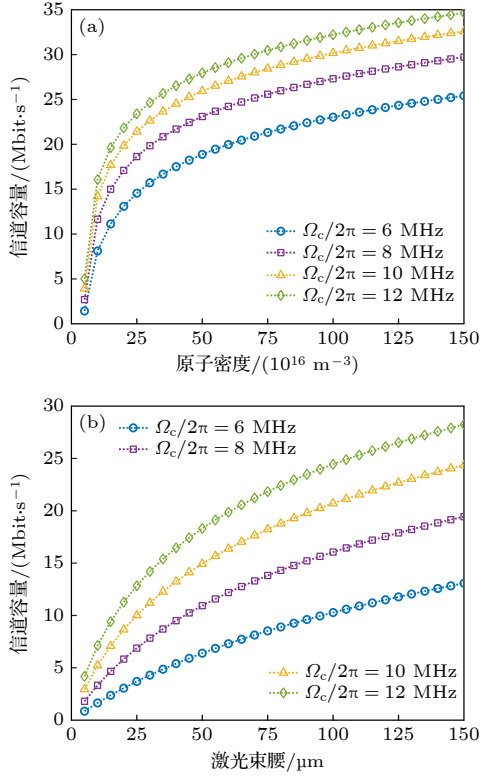


图 2 (a) 信道容量与原子数密度之间的关系曲线; (b) 信道容量与激光束腰之间的关系曲线
Fig. 2. (a) Channel capacity versus atomic density; (b) channel capacity versus laser beam waist.

此外, 原子间的相互作用也会导致集体效应和非线性效应的出现, 使得里德伯原子接收机偏离理想的线性响应区域. Zhang 等^[31]通过实验拟合出了原子相互作用引起的噪声 P_{ni} 公式:

$$P_{ni} = A \times N_a^{2\kappa} + P_0, \quad (9)$$

其中 A 是比例系数; P_0 是与原子数无关的常数项, 代表没有消除的残余噪声; κ 是噪声幅度; N_a 为原子数. (9) 式表明噪声的幅度与原子数的平方根成正比, 在里德伯原子接收机中, 为了减小原子间的碰撞速率和相互作用大小, 原子数密度大小存在一定的限制. 结合 (9) 式可将信噪比拓展为以下形式, 其中 α 为相互作用噪声到相位噪声的转换系数:

$$\text{SNR}_{ni} = \phi / \sqrt{(\Delta\phi)^2 + \alpha(A \times N_a^{2\kappa} + P_0)}, \quad (10)$$

式中, SNR_{ni} 为结合相互作用噪声理论公式的 SNR 扩展形式, 当前针对里德伯原子接收机噪声的研究还在完善, 待完善后可实现对 SNR 的进一步理论扩展.

增大激光束腰可扩大里德伯原子的激发区域, 通过提升原子参与数来增强信号强度, 从而提高信道容量. 增大激光束腰在一定范围内可提升信噪比, 但随着光束扩展, 原子热运动噪声及探测光散粒噪声 (即基底噪声) 显著增加, 最终导致信噪比无法进一步提升. 光束面积的扩大会导致耦合光功率密度 (光强) 下降, 为维持所需的耦合光拉比频率, 需更高的耦合光功率以维持高耦合光拉比频率.

此外, 激光束腰越大, 会对瞬时带宽造成负面影响. 在原子气室中, 当原子运动的方向与激光束方向成角度时, 会穿过激光束, 原子穿过光束的时间称为渡越时间. 改变激光束腰的过程会导致原子的渡越时间发生变化. 渡越时间变化会改变原子的渡越弛豫速率, 随着激光束腰的增大, 带宽有所减小^[3]. 此外, 关于渡越噪声, 带内噪声幅度与激光束腰、原子数的平方根成正比^[31].

综上, 适当地提高原子数密度和激光束腰, 均有助于提高里德伯原子接收机的信道容量, 超过一定水平后, 原子间的相互作用、碰撞速率、渡越时间、渡越噪声等因素的增大, 使得信道容量增长变缓, 因此不适宜通过增大原子数密度和激光束腰来提升信道容量.

4 激光拉比频率对信道容量的影响与优化

在较强探测光功率下, 里德伯原子之间的长程相互作用产生了大的碰撞和电离截面, 这对于现实系统的探测也是不利的. 另外, 带宽会随着探测光拉比频率的增大而减小^[40,41], 在目前的实验中, 探测光拉比频率一般设置在较低的水平.

接下来考虑通过优化耦合光拉比频率 Ω_c 来提高信道容量. 信道容量取决于带宽 B 和信噪比 SNR, 两者同 Ω_c 的关系如图 3 所示. 带宽 B 和 Ω_c 成正相关, 更强的耦合光会拓宽探测场的透明窗口, 提升接收机对高频信号的响应能力, 实现更大带宽的信号接收, 但会降低原子对信号的响应, 信噪比 SNR 同 Ω_c 成负相关. 需要平衡带宽和信噪比, 寻找最优的 Ω_c 值, 使得 C_{Ry} 最大化.

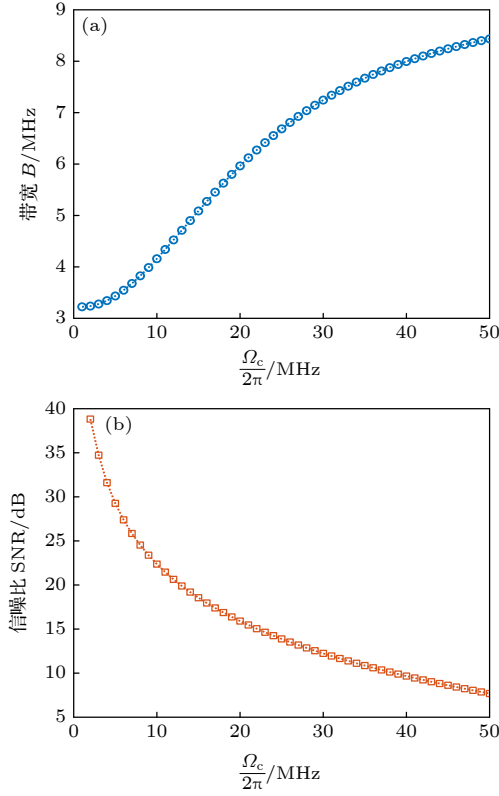


图3 (a) 带宽 B 与 Ω_c 的关系曲线; (b) 信噪比 SNR 与 Ω_c 的关系曲线

Fig. 3. (a) Bandwidth B versus Ω_c ; (b) SNR versus Ω_c .

对于 (8) 式, 只研究耦合光拉比频率对信道容量的影响时, 可以将其他量视为常数, 进行以下的替换以简化信道容量模型:

$$\begin{aligned} K_1 &= 8\Gamma_3^3 + 4\Gamma_3^2\Gamma_2 + (2\Gamma_3 + \Gamma_2)\Omega_{\text{RF}}^2, \\ K_2 &= 12\Gamma_3^2 + 4\Gamma_3\Gamma_2 + \Omega_{\text{RF}}^2, \quad K_3 = \Gamma_3, \\ K_4 &= \frac{\omega_p n \mu_{12}^2}{2c\epsilon_0 \hbar} \delta l \left(\frac{2q_d c \epsilon_0 \hbar A_1}{\omega_p \mu_{12}^2} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (11)$$

简化后, 里德伯原子接收机信道容量的表达式为

$$C_{\text{Ry}} = \left(K_3 + \frac{K_1 - 2K_2K_3}{2\Omega_c^2 + 2K_2} \right) \log_2 \left[1 + \frac{2K_4\Omega_c^2\Omega_p}{(\Omega_c^2 + \Omega_p^2)^2} \right]. \quad (12)$$

接下来寻找使 C_{Ry} 最大的 Ω_c 取值, C_{Ry} 对 Ω_c 求一阶导后得到:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{\text{Ry}}}{\partial \Omega_c} &= \frac{\Omega_c(2K_2K_3 - K_1)}{(\Omega_c^2 + K_2)^2} \cdot \log_2 \left[1 + \frac{2K_4\Omega_c^2\Omega_p}{(\Omega_c^2 + \Omega_p^2)^2} \right] \\ &+ \frac{(2K_3\Omega_c^2 + K_1) \cdot 4K_4\Omega_c\Omega_p (\Omega_p^2 - \Omega_c^2)}{2 \ln 2 (\Omega_c^2 + K_2) [(\Omega_c^2 + \Omega_p^2)^2 + 2K_4\Omega_c^2\Omega_p] (\Omega_c^2 + \Omega_p^2)}. \end{aligned} \quad (13)$$

$\partial C_{\text{Ry}}/\partial \Omega_c$ 与 Ω_c 的关系如图 4 所示, 由理论分析和图 3 均可知, $\partial C_{\text{Ry}}/\partial \Omega_c$ 过零点对应的耦合光拉比频率, 即为 C_{Ry} 最大时的极值点.

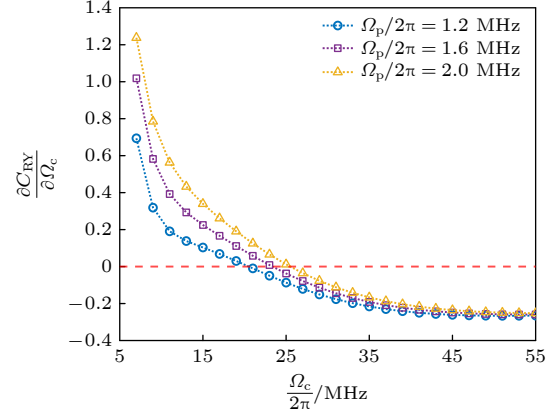


图4 $\partial C_{\text{Ry}}/\partial \Omega_c$ 与 Ω_c 的关系曲线

Fig. 4. $\partial C_{\text{Ry}}/\partial \Omega_c$ versus Ω_c .

由于 $\partial C_{\text{Ry}}/\partial \Omega_c = 0$ 是一个超越方程, 无法直接求出 $\partial C_{\text{Ry}}/\partial \Omega_c = 0$ 时的解析解. 在上文的分析中, 提到了在实验参数设置中, Ω_p 通常保持在较低的水平, 在 $\Omega_c^2 \gg \Omega_p^2$ 的条件下, 带宽和信噪比可做以下近似:

$$B \approx K_3 + \frac{K_1 - 2K_2K_3}{2\Omega_c^2}, \quad \text{SNR} \approx \frac{2K_4\Omega_p}{\Omega_c^2}. \quad (14)$$

由于 $\Omega_c^2 \gg \Omega_p$, $2K_4\Omega_p/\Omega_c^2$ 是一个小量, 利用泰勒展开进行近似:

$$\log_2 \left(1 + \frac{2K_4\Omega_p}{\Omega_c^2} \right) \approx \frac{2K_4\Omega_p}{\Omega_c^2 \ln 2}. \quad (15)$$

将 (14) 式和 (15) 式代入 (8) 式后, 可得

$$\begin{aligned} C_{\text{Ry}} &\approx \left(K_3 + \frac{K_1 - 2K_2K_3}{2\Omega_c^2} \right) \frac{2K_4\Omega_p}{\Omega_c^2 \ln(2)} \\ &= \frac{2K_4\Omega_p}{\ln(2)} \left(\frac{K_3}{\Omega_c^2} + \frac{K_1 - 2K_2K_3}{2\Omega_c^4} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

C_{Ry} 对 Ω_c 求导得

$$\frac{\partial C_{\text{Ry}}}{\partial \Omega_c} = \frac{2K_4\Omega_p}{\ln(2)} \left[-\frac{2K_3}{\Omega_c^3} - \frac{2(K_1 - 2K_2K_3)}{\Omega_c^5} \right]. \quad (17)$$

令 $\partial C_{\text{Ry}}/\partial \Omega_c = 0$, 得到:

$$-\frac{2K_3}{\Omega_c^3} - \frac{2(K_1 - 2K_2K_3)}{\Omega_c^5} = 0. \quad (18)$$

进而得到:

$$\Omega_c^2 = \frac{2K_2K_3 - K_1}{K_3}. \quad (19)$$

在 $\Omega_c^2 \gg \Omega_p^2$ 的近似条件下, $\partial C_{\text{Ry}}/\partial \Omega_c = 0$ 的

解析解 Ω_{c-opt} 为

$$\begin{aligned}\Omega_{c-opt} &= \sqrt{\frac{2K_2K_3 - K_1}{K_3}} \\ &= \sqrt{\frac{16\Gamma_c^3 + 4\Gamma_c^2\Gamma_p - \Gamma_p\Omega_{RF}^2}{\Gamma_c}}.\end{aligned}\quad (20)$$

Meyer 等^[30] 考虑的是最优灵敏度, 其对应的最优拉比频率表现为自发辐射衰变速率的几何平均形式. 本文的 Ω_{c-opt} 为使信道容量最大的最优耦合光拉比频率的解析解, 得出的解析解与退相位速率和信号场拉比频率有关.

在里德伯原子接收机中, 信道容量 C_{Ry} 由接收信号场的拉比频率 Ω_{RF} 和耦合光的拉比频率 Ω_c 共同调控, 两者通过带宽和信噪比的协同作用影响通信性能. 为了找到使 C_{Ry} 最大的 Ω_c , 需在带宽和信噪比之间折中优化, Ω_{c-opt} 即为权衡之后的最优耦合光拉比频率的解析解. 最优拉比频率与信号场的拉比频率关系如图 5 所示, 随着信号场拉比频率 Ω_{RF} 的增大, 达到最大信道容量的最优 Ω_c 越小.

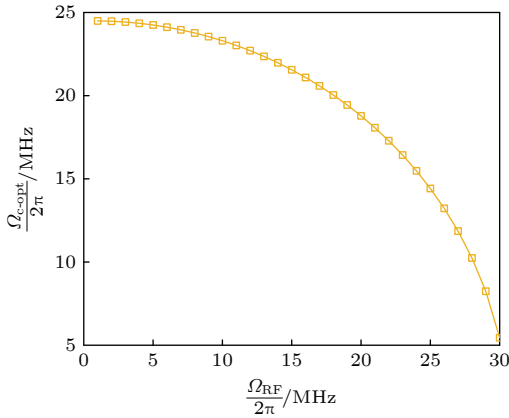


图 5 Ω_{c-opt} 与 Ω_{RF} 的关系曲线

Fig. 5. Ω_{c-opt} versus Ω_{RF} .

求解使 (8) 式最大的耦合光拉比频率, 本质上是一个一维优化问题, 牛顿法^[42]、二次插值法^[43] 等优化方法也可以用来求解此优化问题, 接下来将本文的解析解同牛顿法、二次插值法进行对比, 实验结果如图 6 所示.

图 6 中, 解析解 Ω_{c-opt} 是在 (14) 式和 (15) 式的近似下推导得到的, 图中牛顿法和二次插值法是在非近似情况下得到的优化结果. 相较固定的 $\Omega_c = 12 \times 2\pi, 15 \times 2\pi$ MHz 时对应的信道容量, 本文的解析解 Ω_{c-opt} 、牛顿法和二次插值法均有效地提高了信道容量, Ω_{c-opt} 对应的信道容量同一维优化方

法牛顿法得到的最优信道容量结果相近, 并且均优于二次插值法得到的最优信道容量, 说明本文的解析解在里德伯原子接收机信道容量优化工作方面是有效的.

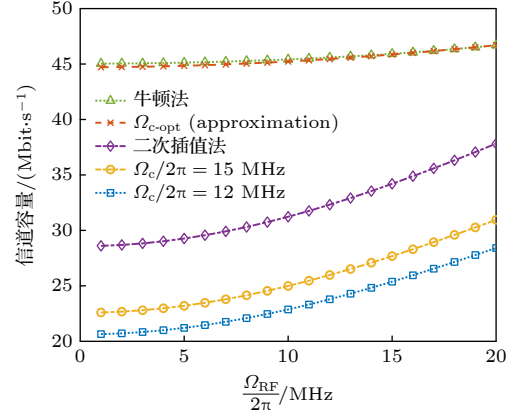


图 6 方法对比图

Fig. 6. Methods comparison.

在图 6 中, 二次插值法的优化结果低于其他两种方法, 这主要是因为二次插值法假设函数在极值点附近为对称的二次函数, 而信道容量函数 (12) 式由物理过程决定, 其形态在峰值附近是非对称的, 导致了模型误差. 此外, 二次插值法的精度还依赖于初始的三个点是否恰好包围了真实的最优点, 如果初始猜测点离真正的最优点较远, 或者三个点的间隔不合理, 则会引入额外的误差. 相比之下, 牛顿法利用函数的梯度信息进行迭代寻优, 本质上利用了更多点的信息, 对函数形态没有强假设. 而解析解基于信道容量公式推导而来, 所以解析解和牛顿法寻优得到的结果均优于二次插值法.

综上, 里德伯原子接收机的原子数密度、激光束腰和激光拉比频率均会影响里德伯原子接收机的信道容量, 影响的结果和机理各不相同.

1) 信道容量随原子数密度增大呈对数形式增长, 原子数密度增大后, 会增大原子的相互碰撞以及多普勒展宽, 降低里德伯原子接收机的灵敏度. 信道容量随激光束腰变宽呈对数形式增长, 激光束腰变大后, 会造成渡越噪声的增加, 在实际实验中甚至会减少瞬时带宽. 通过增加原子数密度和激光束腰来提升信道容量, 在达到一定的阈值后, 信道容量的提升进入瓶颈.

2) 里德伯原子接收机的带宽和信噪比, 直接影响着信道容量的大小, 带宽和信噪比同耦合光拉

比频率紧密相关. 带宽随着耦合光拉比频率的增大而增大, 信噪比则随之减小, 通过耦合光拉比频率的优化, 找到带宽跟信噪比之间的最优平衡点, 可实现信道容量的有效提升.

3) 为维持 EIT 窗口的稳定性、抑制光谱展宽和减少退相干, 将探测光拉比频率维持在较低水平.

4) 在实验中, 应适当提升原子数密度和激光束腰, 在灵敏度、带宽、原子相互作用、退相干效应之间取得平衡. 再通过调整最优的耦合光拉比频率 Ω_{c-opt} , 以实现信道容量的最大化.

5 总结

本文基于香农定理建立了里德伯原子接收机信道容量模型, 信噪比公式可结合噪声进行拓展. 基于信道容量模型, 讨论分析了里德伯原子接收机的关键工作参数对信道容量的影响. 首先分析了原子数密度、激光横截面积同信道容量的关系; 接着通过对信道容量模型进行求导, 得到了在弱探测光条件下, 使信道容量最大的耦合光拉比频率的解析解表达式. 本研究有望促进里德伯原子接收机的设计和发展, 为满足高速宽带通信、大数据传输和利用里德伯原子的高清视频流的要求奠定了重要的研究基础.

本研究中对关键参数的优化分析是顺序和独立进行的, 独立优化方法在机理研究阶段是有效且必要的. 然而, 这些参数之间存在着复杂的耦合关系, 未来的工作将聚焦于采用多参数优化算法 (如遗传算法、贝叶斯优化等), 对这些相互制约的参数进行联合全局优化, 这将是迈向实用化高性能里德伯原子接收机的关键一步.

附录 A

考虑到激光和信号场与原子的相互作用, 其哈密顿量 H 可以表示为

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} 0 & \Omega_p & 0 & 0 \\ \Omega_p & -2\Delta_p & \Omega_c & 0 \\ 0 & \Omega_c & -2(\Delta_p + \Delta_c) & \Omega_{RF} \\ 0 & 0 & \Omega_{RF} & -2(\Delta_p + \Delta_c + \Delta_{RF}) \end{bmatrix}, \quad (A1)$$

其中 Δ_p , Δ_c , Δ_{RF} 分别为耦合光、探测光、信号场与里德伯原子能级共振频率的频率差; Ω_c , Ω_p 和 Ω_{RF} 分别为探测光、耦合光和信号场的拉比频率. Lindblad 项 \mathcal{L} 为

$$\mathcal{L} = \begin{bmatrix} \Gamma_2\rho_{22} & -\gamma_{12}\rho_{12} & -\gamma_{13}\rho_{13} & -\gamma_{14}\rho_{14} \\ -\gamma_{21}\rho_{21} & \Gamma_3\rho_{33} - \Gamma_2\rho_{22} & -\gamma_{23}\rho_{23} & -\gamma_{24}\rho_{24} \\ -\gamma_{31}\rho_{31} & -\gamma_{32}\rho_{32} & \Gamma_4\rho_{44} - \Gamma_3\rho_{33} & -\gamma_{34}\rho_{34} \\ -\gamma_{41}\rho_{41} & -\gamma_{42}\rho_{42} & -\gamma_{43}\rho_{43} & -\Gamma_4\rho_{44} \end{bmatrix}. \quad (A2)$$

在此, γ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3, 4, i \neq j$) 表示 ρ_{ij} 衰变到平衡值的速率. $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$, 其中 Γ_i (Γ_j) 是从能级 $|i\rangle$ ($|j\rangle$) 衰变到其他能级的总速率. 能级 $|1\rangle$ 是基态, $\Gamma_1 \equiv 0$; 该系统是一个封闭系统, 并且所有原子最初都在基态, 所以 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$, $\rho_{11}(0) = 1$, 并且 $\rho_{ij}(0) = 0$.

附录 B

为了利用 EIT 读出技术定义信噪比, 必须确定原子系统对探测光的影响. 这可通过将原子的极化率与偶极算符 $\vec{\mu}_{12}$ 的期望值相关联来实现^[30].

$$\vec{P} = n \langle \vec{\mu}_{12} \rangle = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t, z). \quad (B1)$$

上述关系对于将量子动力学与探测光场 $E(t, z) = E(z) e^{-i[\omega t - \phi(z)]}$ 的可观测量 (振幅和相位) 联系起来至关重要. 我们利用介质中的麦克斯韦波动方程, 确定了极化率如何影响透射光场 $E(t, z)$:

$$\frac{\partial^2 E(t, z)}{\partial z^2} + k^2 E(t, z) = -\frac{k^2}{\epsilon_0} P. \quad (B2)$$

假设探测场是线性偏振的, 且传输场的变化发生在远大于波长 λ 的长度尺度上, 我们可以确定传输探测场的一阶微分方程. 探测场振幅 $E(z)$ 和相位 $\phi(z)$ 的动态演化方程可表示为

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dz} = \frac{\omega}{2Ec\epsilon_0} \text{Im}(P) = \frac{\omega_p n \mu_{12}^2}{2c\epsilon_0 \hbar \Omega_p} \text{Im}(\rho_{12}), \quad (B3)$$

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{\omega}{2Ec\epsilon_0} \text{Re}(P) = \frac{\omega_p n \mu_{12}^2}{2c\epsilon_0 \hbar \Omega_p} \text{Re}(\rho_{12}). \quad (B4)$$

我们将主要常数组合成一个因子:

$$\kappa = \frac{\omega_p n \mu_{12}^2}{2c\epsilon_0 \hbar}. \quad (B5)$$

并注意到探测光场振幅的归一化变化率等于探测光拉比频率的归一化变化率, 由此可得:

$$\frac{d\Omega_p}{dz} = \kappa \text{Im}(\rho_{12}), \quad \frac{d\phi}{dz} = \frac{\kappa}{\Omega_p(z)} \text{Re}(\rho_{12}). \quad (B6)$$

ϕ 通过求解耦合微分方程 (B6) 得到, 对于相干态, 接收信号时的噪声密度 $\Delta\phi$ 定义为

$$\Delta\phi = \frac{1}{\sqrt{4M_d}} = \frac{\eta}{\Omega_p(L)}, \quad (B7)$$

其中 M_d 为探测到的光子数通量; $\Omega_p(L)$ 表示传输的探测拉比频率, 由此可得信噪比的表达式:

$$\text{SNR} = \frac{\phi}{\Delta\phi} = \frac{\kappa \delta L}{\eta} \frac{d}{d\delta} \text{Re}(\rho_{12}) \approx \frac{\kappa \delta L}{\eta} \frac{2\Omega_p \Omega_c^2}{(\Omega_p^2 + \Omega_c^2)}. \quad (B8)$$

参考文献

- [1] Adams C S, Pritchard J D, Shaffer J P 2019 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53** 012002
- [2] Fancher C T, Scherer D R, John M C S, Schmittberger M B L 2021 *IEEE Trans. Quantum Eng.* **2** 3501313
- [3] Schlossberger N, Prajapati N, Berweger S, Rotunno A P, Artusio-Glimpse A B, Simons M T, Sheikh A A, Norrgard E B, Eckel S P, Holloway C L 2024 *Nat. Rev. Phys.* **6** 606
- [4] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Löw R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [5] Anderson D A, Sapiro R E, Raithel G 2021 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **69** 5931
- [6] Meyer D H, Kunz P D, Cox K C 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 014053
- [7] Fan H Q, Kumar S, Kübler H, Shaffer J P 2016 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49** 104004
- [8] Jing M Y, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2020 *Nat. Phys.* **16** 911
- [9] Ding D S, Liu Z K, Shi B S, Guo G C, Mølmer K, Adams C S 2022 *Nat. Phys.* **18** 1447
- [10] Tu H T, Liao K Y, Zhang Z X, Liu X H, Zheng S Y, Yang S Z, Zhang X D, Yan H, Zhu S L 2022 *Nat. Photonics* **16** 291
- [11] Meyer D H, Cox K C, Fatemi F K, Kunz P D 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 211108
- [12] Yuan J P, Jin T, Xiao L T, Jia S T, Wang L R 2023 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **22** 2580
- [13] Yuan J P, Jin T, Yan Y, Xiao L T, Jia S T, Wang L R 2024 *EPJ Quantum Technol.* **11** 2
- [14] Anderson D A, Sapiro R E, Raithel G 2021 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **69** 2455
- [15] Cui M Y, Zeng Q, Huang K 2024 *IEEE J. Sel. Area. Commun.* **43** 659
- [16] Wade C G, Šibalić N, De Melo N R, Kondo J M, Adams C S, Weatherill K J 2017 *Nat. Photonics* **11** 40
- [17] Downes L A, Mackellar A R, Whiting D J, Bourgenot C, Adams C S, Weatherill K J 2020 *Phys. Rev. X* **10** 011027
- [18] Li X Z, Li T, Wan J, Zhang B, Huang Q, Yang X Y, Feng L, Zhang K Q, Huang W, Deng H X 2025 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **58** 085109
- [19] Wu K D, Xie C W, Li C F, Guo G C, Zou C L, Xiang G Y 2024 *Sci. Adv.* **10** 8130
- [20] Bohaichuk S M, Ripka F, Venu V, Christaller F, Liu C, Schmidt M, Kübler H, Shaffer J P 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 061004
- [21] Sandidge G, Santamaria-Botello G, Bottomley E, Fan H Q, Popović Z 2024 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **72** 2057
- [22] Wu F C, An Q, Sun Z S, Fu Y Q 2023 *Phys. Rev. A* **107** 043108
- [23] Wu Y H, Xiao D P, Zhang H Q, Yan S 2025 *Chin. Phys. B* **34** 013201
- [24] Gordon J A, Simons M T, Haddab A H, Holloway C L 2019 *AIP Adv.* **9** 45030
- [25] Otto J S, Hunter M K, Kjærgaard N, Deb A B 2021 *J. Appl. Phys.* **129** 154503
- [26] Knarr S H, Bucklew V G, Langston J, Cox K C, Hill J C, Meyer D H, Drakes J A 2023 *IEEE Trans. Quantum Eng.* **4** 3500108
- [27] Zhang L H, Liu B, Liu Z K, Zhang Z Y, Shao S Y, Wang Q F, Ma Y, Han T Y, Guo G C, Ding D S, Shi B S 2024 *Chip* **3** 100089
- [28] Mao R Q, Lin Y, Fu Y Q, Ma Y M, Yang K 2024 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **72** 2025
- [29] Meyer D H, Hill J C, Kunz P D 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 014025
- [30] Meyer D H, O'Brien C, Fahey D P, Cox K C, Kunz P D 2021 *Phys. Rev. A* **104** 043103
- [31] Zhang P, Jing M Y, Wang Z, Peng Y, Yuan S X, Zhang H, Xiao L T, Jia S T, Zhang L J 2023 *EPJ Quantum Technol.* **10** 39
- [32] Wu H, Wu S C, Gong C, Li S B, Zhu J K 2024 *14th International Symposium on Communication Systems, Networks and Digital Signal Processing Rome, Italy, July 17–19, 2024* p74
- [33] Kumar S, Fan H Q, Kübler H, Sheng J T, Shaffer J P 2017 *Sci. Rep.* **7** 42981
- [34] Song Z F, Liu H P, Liu X C, Zhang W F, Zou H Y, Zhang J, Qu J F 2019 *Opt. Express* **27** 8848
- [35] Bussey L W, Winterburn A, Menchetti M, Burton F, Whitley T 2021 *J. Lightwave Technol.* **39** 7813
- [36] Li F 2025 *Opt. Lett.* **50** 1369
- [37] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Dienstfrey A, Anderson D A, Raithel G 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 233106
- [38] Shannon C E 1949 *Proc. IRE* **37** 10
- [39] Cox K C, Meyer D H, Fatemi F K, Kunz P D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 110502
- [40] Shylla D, Prajapati N, Rotunno A P, Schlossberger N, Manchiaiah D, Watterson W J, Artusio-Glimpse A, Berweger S, Simons M T, Holloway C L 2025 *Phys. Rev. A* **111** 033115
- [41] Hu J L, Jiao Y C, He Y H, Zhang H, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2023 *EPJ Quantum Technol.* **10** 51
- [42] Akgül A, Grow D 2023 *Mathematics* **11** 2277
- [43] Zhao W G, Wang L Y, Zhang Z X, Mirjalili S, Khodadadi N, Ge Q 2023 *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* **417** 116446

Parameter optimization of Rydberg atomic receiver based on channel capacity criterion*

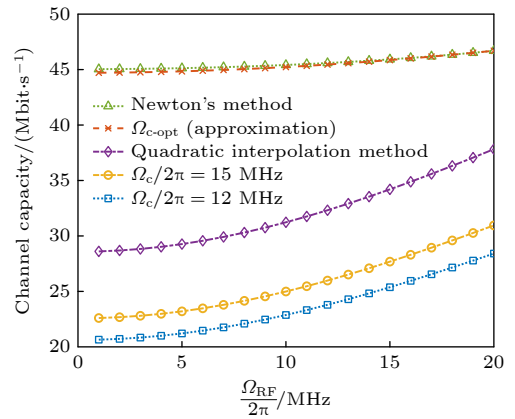
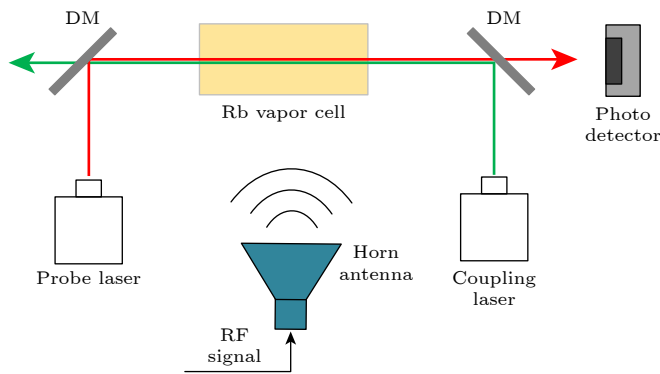
CHEN Guanyu WANG Cheng[†] YANG Bin ZHOU Pengpeng
 CHEN Tiantian WU Yuchen

(Information Engineering University, Institute of Information System Engineering, Zhengzhou 450001, China)

(Received 17 July 2025; revised manuscript received 29 August 2025)

Abstract

Rydberg atoms possess a large electric dipole moment and exhibit high sensitivity to electromagnetic signals. Receivers based on Rydberg atoms represent a novel reception mechanism, demonstrating broad application prospects in the field of communication. Current research has not addressed the influence of the operating parameters of Rydberg atomic receiver on channel capacity. This study establishes a channel capacity model for Rydberg atomic receiver based on Shannon's formula and the response mechanism of the electromagnetically induced transparency (EIT) effect. Using this model, the influences of atomic number density, laser beam waist, and coupling laser Rabi frequency on the channel capacity of Rydberg atomic receiver are analyzed. A strategy for optimizing channel capacity by adjusting the coupling laser Rabi frequency is proposed, and an analytical solution for the Rabi frequency that maximizes channel capacity is derived. The accuracy of this analytical solution is then verified through numerical simulations. The channel capacity corresponding to the analytical solution in this study is similar to the optimal channel capacity obtained using the one-dimensional optimization method (Newton's method) and is superior to the results obtained by the quadratic interpolation method, demonstrating the effectiveness of the proposed analytical solution in optimizing the channel capacity of Rydberg atomic receiver. This research provides theoretical guidance for designing high-performance Rydberg atomic receiver and optimizing channel capacity.



Keywords: quantum sensing, Rydberg atomic receiver, channel capacity, parameter optimization

PACS: 07.57.Kp, 32.80.Ee, 42.50.Gy, 74.25.N-

DOI: 10.7498/aps.74.20250944

CSTR: 32037.14.aps.74.20250944

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62171469, 62071029).

[†] Corresponding author. E-mail: wangc1132024@163.com

基于信道容量准则的里德伯原子接收机参数优化

陈冠宇 王成 杨宾 周朋朋 陈田田 伍于晨

Parameter optimization of Rydberg atomic receiver based on channel capacity criterion

CHEN Guanyu WANG Cheng YANG Bin ZHOU Pengpeng CHEN Tiantian WU Yuchen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 220701 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250944

CSTR: 32037.14.aps.74.20250944

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250944>

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

聚焦超几何高斯二型光束在海洋湍流中的信道容量

Channel capacity of focused hypergeometric–Gaussian type–II beams in ocean turbulence

物理学报. 2025, 74(11): 114207 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250306>

基于Unet网络的空间信道连续变量量子密钥分发参数优化方法

Parameter optimization method for space channel continuous–variable quantum key distribution based on Unet network

物理学报. 2025, 74(18): 180302 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250740>

基于回归决策树的测量设备无关型量子密钥分发参数优化

Regression–decision–tree based parameter optimization of measurement–device–independent quantum key distribution

物理学报. 2023, 72(11): 110304 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230160>

基于强相互作用核自旋系统的量子传感

Quantum sensing based on strongly interacting nuclear spin systems

物理学报. 2025, 74(11): 117401 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250271>

极端条件下的金刚石自旋量子传感

Diamond spin quantum sensing under extreme conditions

物理学报. 2022, 71(6): 066101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212072>

一种基于多目标粒子群算法的太赫兹超材料吸收器快速优化方法

An optimization method for terahertz metamaterial absorber based on multi–objective particle swarm optimization

物理学报. 2025, 74(5): 057801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241684>