

基于简并四波混频的双信道双频段增益谱

王丹 郭瑞翔 戴玉鹏 周海涛

Degenerate four-wave mixing-based double-channel optical gain spectrum with two frequency bands

Wang Dan Guo Rui-Xiang Dai Yu-Peng Zhou Hai-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 104204 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201778

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201778>

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

超冷铯Rydberg原子的Autler-Townes分裂

Autler-Townes splitting of ultracold cesium Rydberg atoms

物理学报. 2017, 66(21): 213201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.213201>

基于四波混频过程和线性分束器产生四组份纠缠

Generation of quadripartite entanglement based on four-wave mixing process and linear beam splitter

物理学报. 2020, 69(9): 090303 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200040>

空频复用光纤中四波混频过程的解析分析方法

Analytical method for four wave mixing in space-frequency multiplexing optical fibers

物理学报. 2019, 68(11): 114207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182129>

准 Λ 型四能级系统选择反射光谱

Selective reflection spectrum in a quasi-lambda four-level atomic system

物理学报. 2020, 69(1): 014206 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191099>

级联四波混频系统中纠缠增强的量子操控

Quantum manipulation of entanglement enhancement in cascaded four-wave-mixing process

物理学报. 2019, 68(9): 094205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181837>

四波混频光相位运算器原理及其噪声性能研究

Principle and noise performance of optical phase arithmetic devices using four wave mixing

物理学报. 2018, 67(9): 094208 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172638>

基于简并四波混频的双信道双频段增益谱*

王丹^{1)2)†} 郭瑞翔¹⁾²⁾ 戴玉鹏¹⁾²⁾ 周海涛¹⁾²⁾

1) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

2) (极端光学协同创新中心, 山西大学, 太原 030006)

(2020 年 10 月 26 日收到; 2020 年 11 月 20 日收到修改稿)

基于大规模光通信中频分复用的需求, 本文以热原子的简并四波混频为模型, 研究了具有双频段特性的双信道增益光谱. 一束缀饰场诱导激发态能级发生分裂, 由于量子干涉效应, 四波混频信号的增益在双光子共振处被抑制, 从而使增益谱线的包络由单频段转变为“M”型的双频段结构. 同时, 缀饰场还提高了相干基态的原子布居, 进一步增强了四波混频信号的强度. 最终实验上在铯原子气室内获得了一对具备双频段的双信道高增益光谱, 并通过调节缀饰场的强度和频率失谐, 实现了对双增益峰频率间隔的有效操控.

关键词: 简并四波混频, 缀饰态, Autler-Townes 分裂, 双信道双频段**PACS:** 42.50.-p, 42.50.Gy, 42.65.Ky, 42.50.Nn**DOI:** 10.7498/aps.70.20201778

1 引言

基于受激拉曼过程的四波混频 (four-wave mixing, FWM) 效应是一种具有双信道增益特性的三阶非线性效应^[1-3]. 介质在同时吸收两个泵浦光子的能量后将其转换为一对斯托克斯和反斯托克斯光子, 因二者被同时放大, 所以其量子噪声具备一定的关联特性. 实验上, 原子系综因其相对灵活的操控性成为研究 FWM 的理想介质, 特别是基于双 Λ 型碱金属原子系统的受激拉曼 FWM 效应备受青睐. 该过程一方面为连续变量量子通信提供了丰富的纠缠光源: 包括制备强量子关联光束^[3-7]、多组份纠缠^[4,8,9]、图像纠缠^[10]以及基于轨道角动量多路复用的纠缠光束^[11]等; 另一方面, 实现了部分光量子器件的功能, 比如: 群速度匹配的双信道光脉冲延迟线^[12]、超慢光水平全光晶体管^[13]、低噪声放大器^[14,15]、低噪声原子干涉仪^[16]、量子分束

器^[17]等, 这些为实现基于原子系综的量子存储、量子计量、量子逻辑门操控等量子信息网络通信提供了可能.

以上 FWM 属于非简并 FWM 过程, 当注入探测光频率与泵浦光频率一致时, 能量守恒决定了产生的 (反) 斯托克斯光场也具有相同的频率. 因此, 双 Λ 型的非简并 FWM 变为二能级的简并四波混频 (degenerate FWM, DFWM). 实验研究发现, 该 DFWM 效率依赖于基态和激发态能级的角动量^[18], 且增益非常小. 与非简并情况类似, 增益光谱仍然是一个单频段的包络.

在通信网络的实际应用中, 为了更最大限度地实现信息的传递, 常采用频分复用技术: 即两路以上信号同时在一个信道内传输. 此时就需要将用于传输信道的总带宽划分为若干个子频带. “缀饰四波混频” (dressed-FWM) 就是一种可以使得增益光谱发生 Autler-Townes (AT) 分裂的效应, 可以在 Y 型、N 型、级联型等能级系统中研究^[19-24]. 本文

* 国家自然科学基金 (批准号: 11704235)、山西省青年科技研究基金 (批准号: 201901D211166) 和山西省高等学校科技创新项目 (批准号: 2020L0038) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangdan63@sxu.edu.cn

通过上述 DFWM 系统中额外引入一束光场来诱导激发态能级发生缀饰分裂, 由于量子干涉 DFWM 两个信道的增益谱均被划分为两个子频段, 从而获得具有双信道双频段特性的增益光谱. 另一方面, 该光场同参与 DFWM 的光场构成了一个 Λ 型的三能级封闭原子体系, 通过抽运作用可以增强 DFWM 基态的原子布居数, 从而大幅度提升信道的增益指标. 文章先从理论上对 Λ 型的 dressed-DFWM 进行了计算、模拟与分析, 接下来是对实验过程的描述、实验结果的展示与讨论以及通过调节实验参数去验证双增益峰的 AT 分裂.

2 理论分析

光与原子相互作用构成的能级系统及空间光场矢量配置如图 1(a)–(c) 所示. 泵浦场 E_1 (ω_1, \mathbf{k}_1) 与探测场 E_p (ω_p, \mathbf{k}_p) 始终保持同频并共同作用于 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 的能级跃迁, 对应的频率失谐 $\Delta_1 = \omega_1 - \omega_{21} = \Delta_p$. 缀饰场 E_2 (ω_2, \mathbf{k}_2) 作用于 $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 的能级跃迁, 对应的失谐量为 $\Delta_2 = \omega_2 - \omega_{20}$. 其中, ω_{21} 和 ω_{20} 分别为 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 以及 $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 能级跃迁的共振频率, E_i 为光场电场强度, ω_i 为光场角频率, \mathbf{k}_i 为光波矢量, 下角标 $i = 1, 2, p, f$ 分别表示泵浦场、缀饰场、探测场以及产生的 FWM 场. 因此, 相应的拉比频率定义如下: $\Omega_i = \mu_{mn} E_i / \hbar$, 用于描述光与原子跃迁之间的相互作用强度. 其中 μ_{mn} 为能级

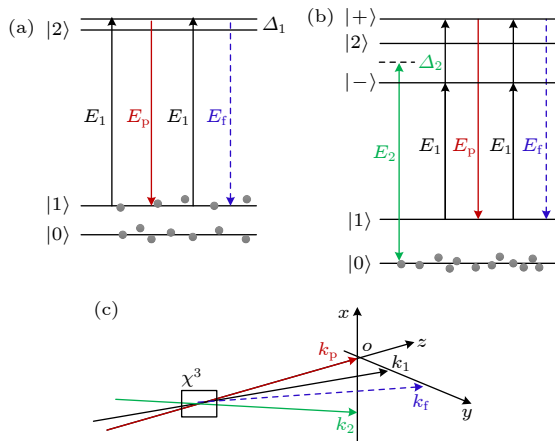


图 1 能级图与光场空间波矢量配置图 (a) 二能级 DFWM; (b) Λ 型三能级 dressed-DFWM; (c) 光场空间矢量的相位配置图

Fig. 1. Energy level and laser fields' geometric configuration: (a) Two-level DFWM; (b) Λ -type three-level dressed-DFWM; (c) phase-matching configuration of laser fields' wave vectors.

$|m\rangle \leftrightarrow |n\rangle$ 的跃迁偶极矩, \hbar 为归一化普朗克常数. 各光场的波矢量关系如图 1(c) 所示: 泵浦场 \mathbf{k}_1 与探测场 \mathbf{k}_p 同在 yz 水平面内, 其中, \mathbf{k}_p 沿着 z 轴正方向传播, \mathbf{k}_1 与之有一个很小的夹角. 由 DFWM 满足能量守恒 $\omega_f = 2\omega_1 - \omega_p$ 和动量守恒 $\mathbf{k}_f = 2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_p$ 可知, 产生的 FWM 场 \mathbf{k}_f 和探测场 \mathbf{k}_p 对称分布在 \mathbf{k}_1 两侧. 缀饰场 \mathbf{k}_2 与 \mathbf{k}_p 同在 xz 水平面内传播, 二者之间有一个小的夹角.

在图 1(a) 所示的二能级系统中, DFWM 的 Liouville 路径跃迁微扰链为: $\rho_{11}^{(0)} \xrightarrow{\Omega_1} \rho_{21}^{(1)} \xrightarrow{(\Omega_p)^*} \rho_{11}^{(2)} \xrightarrow{\Omega_1} \rho_{21}^{(3)}$, 这里 $\rho_{ij} = \langle i | \hat{\rho} | j \rangle$ 表示系统的密度矩阵元. 即初始时刻处于 $|1\rangle$ 态的原子吸收一个泵浦光子 E_1 被激发到 $|2\rangle$ 态, 辐射出一个同频的探测光子 E_p 回到 $|1\rangle$ 态, 随后原子再次被 E_1 泵浦至 $|2\rangle$ 态后产生一个同频的新光子 E_f 重新回到 $|1\rangle$ 态. 由双边 Feynman 图解的方法 [25], 可得 DFWM 信号对应的密度矩阵元为

$$\rho_{21}^{(3)} = \rho_{11}^{(0)} \frac{-i\Omega_1^2(\Omega_p)^*}{8} \frac{1}{\Gamma_{11}(i\Delta_p - \Gamma_{21})^2}, \quad (1)$$

其中 Γ_{ij} 为能级 $|i\rangle$ 与能级 $|j\rangle$ 之间的横向弛豫系数. 对于图 1(a) 所示开放的二能级系统, 稳态下处于基态 $|1\rangle$ 的原子布居数为 $\rho_{11}^{(0)} \approx 0.5$.

当打开缀饰场 E_2 后, 原子系统由图 1(a) 所示的开放二能级变为图 1(b) 所示的 Λ 型封闭三能级. 其中, $|0\rangle$ 态上的原子被抽运到 $|1\rangle$ 态上使得 $\rho_{11}^{(0)} \approx 1$, 并且 E_2 使得激发态 $|2\rangle$ 缀饰分裂为 $|\pm\rangle$ 两个能态, 从而影响 DFWM 信号. 此时 DFWM 信号的 Liouville 路径被修饰为 $\rho_{11}^{(0)} \xrightarrow{\Omega_1} \rho_{\pm 1}^{(1)} \xrightarrow{(\Omega_p)^*} \rho_{11}^{(2)} \xrightarrow{\Omega_1} \rho_{\pm 1}^{(3)}$, 该效应被称之为 dressed-DFWM [19], 相应的密度矩阵元表达式为

$$\rho_{\pm 1}^{(3)} = \rho_{11}^{(0)} \frac{-i\Omega_1^2(\Omega_p)^*}{8} \times \frac{1}{\Gamma_{11} \left\{ (i\Delta_p - \Gamma_{21}) + \frac{|\Omega_2|^2}{4[i(\Delta_p - \Delta_2) - \Gamma_{10}]} \right\}^2}, \quad (2)$$

其中 (2) 式分母中的双光子项 $\frac{|\Omega_2|^2}{4[i(\Delta_p - \Delta_2) - \Gamma_{10}]}$ 表示缀饰场 E_2 对 DFWM 的修正. 因为 FWM 信号的强度 $I_F \propto |\rho_{21}^{(3)}|^2$, 因此可通过分析 $|\rho_{21}^{(3)}|^2$ 和 $|\rho_{\pm 1}^{(3)}|^2$ 实现对 DFWM 以及 dressed-DFWM 信号的分析.

为了展示 DFWM 信号的产生过程, 选择扫描探测场失谐 Δ_p 的方法来研究 I_F 的变化. 另外, 系综内原子的热运动会引起多普勒效应, 速度为 v 的原子群感受到的光场失谐量变为 $\Delta_i - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}$ ($i = 1, 2, p$). 对于实验中的三束激光, 原子群感受到的多普勒频移 $\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}$ 近似相等, 因此 (2) 式中双光子失谐几乎不依赖原子的运动速度. 记 z 方向的原子运动速度大小为 v , (1) 式和 (2) 式中的单光子失谐量 Δ_p 应替换为 $\Delta_p - \mathbf{k}_p \cdot \mathbf{v}$, 并对速度分布 $f(v) = \exp \frac{(-v^2/u^2)}{u\sqrt{\pi}}$ 求积分, 可得到多普勒展宽原子系综内的 DFWM 信号强度. 其中, $u = \sqrt{2k_B T/m}$ 为最概然速率, m 为单个原子质量, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为原子系综温度.

由图 2 可以看出, 虚线所示的 DFWM 信号强度 $|\rho_{21}^{(3)}|^2$ 是关于单光子共振频率 $\Delta_p = 0$ 对称的包络, 并在 $\Delta_p = 0$ 处取得最大值, 在 $\Delta_p < 0$ 和 $\Delta_p > 0$ 的区域, 随着 $|\Delta_p|$ 的增大, 函数逐渐减小. 打开缀饰场 E_2 后, 由 (2) 式分母上的双光子缀饰项可知, 当信号满足双光子共振条件 $\Delta_p - \Delta_2 = 0$ 时, 信号强度最小, 如图 2 的实线所示, dressed-DFWM 增益曲线在共振处产生一个“深坑”即单频段的增益谱线经 Autler-Townes 分裂后变为“M”型的双频段包络.

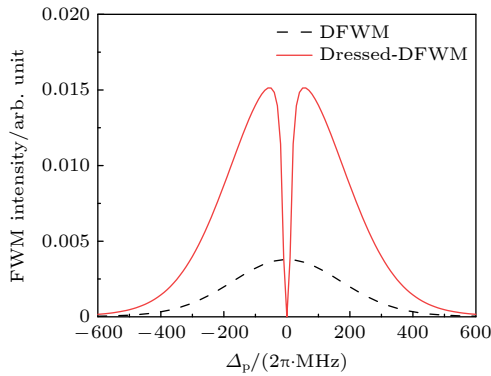


图 2 FWM 强度增益谱的理论模拟曲线, 其中虚线为 DFWM, 实线为 dressed-DFWM, 使用参数为: $\Omega_1 = \Omega_2 = 2\pi \cdot 110$ MHz, $\Omega_p = 2\pi \cdot 10$ MHz, $\Gamma_{10} = 2\pi \cdot 1$ kHz, $\Gamma_{21} = \Gamma_{11} = 2\pi \cdot 4.6$ MHz, $T = 60^\circ\text{C}$

Fig. 2. The theoretical curves of FWM intensity gain spectrum, the dashed curve is for the DFWM, and the solid curve is for the dressed-DFWM. The parameters: $\Omega_1 = \Omega_2 = 2\pi \cdot 110$ MHz, $\Omega_p = 2\pi \cdot 10$ MHz, $\Gamma_{10} = 2\pi \cdot 1$ kHz, $\Gamma_{21} = \Gamma_{11} = 2\pi \cdot 4.6$ MHz, $T = 60^\circ\text{C}$.

采用缀饰态图像解释增益谱线的 AT 分裂. 缀饰场 E_2 与原子的 $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁耦合后产生两个

缀饰态 $|\pm\rangle$, 它们相对原来能态 $|2\rangle$ 的失谐量为 $(\Delta_2 \pm \sqrt{\Delta_2^2 + \Omega_2^2})/2$. 因此, 扫描探测光频率刚好满足 $\Delta_p = (\Delta_2 - \sqrt{\Delta_2^2 + \Omega_2^2})/2$ 时, 诱导 $|0\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ 跃迁的共振激发, 产生图 2 中实线所示的左侧增益峰; 当 $\Delta_p = (\Delta_2 + \sqrt{\Delta_2^2 + \Omega_2^2})/2$ 时, 光场与 $|0\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ 的跃迁共振, 产生右侧增益峰, 左右两增益峰之间的 AT 分裂间距为 $\sqrt{\Delta_2^2 + \Omega_2^2}$; 当满足 $\Delta_p = \Delta_2$ 时, 量子干涉使得增益信号被抑制, 形成两增益峰之间的“深坑”.

3 实验及结果分析

选取 ^{133}Cs 原子的 D1 线 (中心吸收波长 895 nm) 跃迁能级开展相关实验研究. 如图 1(b) 所示的 Λ 三能级结构: 铯原子的两个超精细基态 $6^2\text{S}_{1/2}$, $F_g = 3, 4$ 分别对应能态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$, 超精细激发态 $6^2\text{P}_{1/2}$, $F_e = 4$ 作为能态 $|2\rangle$. 其中, S、P 分别表示轨道角动量为 0 和 1 的原子能态, F 表示原子态的总角动量量子数, 下标 g 和 e 用于区分基态和激发态. 图 3 所示为实验装置示意图: 垂直偏振的 E_1 光束与水平偏振的 E_p 光束来自同一台半导体激光器 (Toptica: DL 100), 其频率在 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁的共振中心附近连续扫描; 垂直偏振的 E_2 光束来自另外一台 895 nm 半导体激光器, 其频率锁定在 $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 的能级跃迁附近. 三束激光由消光比为 $10^5:1$ 的格兰-泰勒棱镜 GT1 耦合, 同向穿过直径为 25 mm、长度为 25 mm 的 Cs 原子泡. 其中 E_1 与 E_p 之间夹角为 0.2° , E_2 与 E_p 之间夹角为 0.3° , E_1 , E_2 和 E_p 的有效光斑直径分别为 2 mm, 2 mm 和 0.3 mm. Cs 泡采用温控装置稳定工作于 61°C , 并包裹了三层 μ 箔来屏蔽外界磁场. 激光和原子相

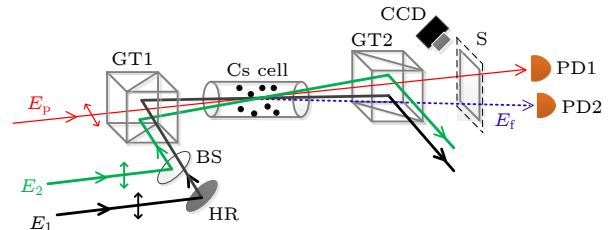


图 3 实验装置示意图, 双向箭头代表光场偏振方向, GT: 格兰-泰勒棱镜, S: 光屏, PD: 光电探测器

Fig. 3. The sketch of experimental setup. The double-headed arrow stands for the light polarization. GT: Glan-Taylor prism, S: screen, PD: photo detector.

相互作用后将产生一个同为水平偏振的 DFWM 信号 E_f , 如图 3 中的虚线所示. Cs 泡后端放置另一块格兰-泰勒棱镜 GT 2 用于分离相互垂直的偏振光束, 透过 GT 2 的为水平偏振光 E_p 和 E_f (对应文中所述的双信道), 它们由一对平衡光电探测器 PD 1 和 PD 2 记录其信号强度. PD 前放置一块可以移动的接收光屏 S 并采用 CCD 收集屏上的光斑图样.

实验现象如图 4 所示: 上排为 CCD 采集到的光斑图样, 下排对应 PD 记录的 E_p 和 E_f 的归一化信号强度随单光子失谐的变化曲线 (即增益谱), 增益谱采用远失谐处的入射探测光强度进行归一化. 当关闭泵浦场 E_1 时, E_2 和 E_p 构成一个典型的 Λ 型三能级 EIT 系统, 由于偏振旋转效应 [26] 和 GT2 的不完美消光, 图 4(a) 显示接收屏上同时出现有 E_p 和 E_2 两个光斑; PD1 接收到的光谱信号在 $\Delta_p = 0$ 处呈现透明窗口, PD2 处无信号产生, 见图 4(b). 当关闭缀饰场 E_2 时, E_1 和 E_p 共同作用于由 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 构成的二能级系统, 发生 DFWM 效应, 因此接收屏上出现一个新产生的 DFWM 光斑 E_f , 它与 E_1 和 E_p 同在 oy 轴上, 如图 4(c) 所示; PD1 和 PD2 在相同的频段内均接收到增益信号, 且 DFWM 信号增益 G_f 与探测光增益 G_p 之间满足 $G_f = G_p - 1$, 如图 4(d) 所示. 与理论曲线不同的是, DFWM 增益峰值出现在共振频率的左侧, 这是因

为受到邻近能级跃迁 ($6^2S_{1/2}$, $F_g = 4 \leftrightarrow 6^2P_{1/2}$, $F_e = 3$) 的影响. 当同时打开泵浦场 E_1 和缀饰场 E_2 时, 发生 dressed-DFWM 效应, DFWM 两个信道 E_p 和 E_f 的增益谱均发生 AT 分裂呈现出具有双频段结构的“M”型包络, 增益信号在双光子共振频率处 ($\Delta_p = \Delta_2$) 被抑制, 如图 4(f) 所示; 同时, 由于缀饰场 E_2 的光抽运作用, DFWM 基态能级 $|1\rangle$ 上的原子布居数提高了一倍, 因此, 图 4(f) 的增益强度以及图 4(e) 的光斑亮度都有明显的提高.

根据缀饰态理论的分析, dressed-DFWM 增益谱左右两峰之间的 AT 分裂间距与缀饰场频率失谐和拉比频率之间的关系为: $\sqrt{\Delta_2^2 + \Omega_2^2}$. 因此, 在接下来的实验部分验证增益双峰的分裂间距随缀饰场频率失谐和光功率的变化.

实验中固定缀饰场功率为 40 mW, 其拉比频率约为 $\Omega_2 \approx 2\pi \cdot 122$ MHz, 当缀饰场失谐设定为 $\Delta_2 = 0$, $2\pi \cdot 100$ MHz 以及 $2\pi \cdot 200$ MHz 时, dressed-DFWM 增益谱双峰之间的 AT 分裂理论上应为 126, 161 和 236 MHz. 在图 5 所示的实验谱线中对探测光和 DFWM 两个信道的增益双峰之间的频率间隔进行了标定, 得出其与理论值基本吻合. 自下而上观察图 5(a) 和图 5(b) 的三条谱线, 增益抑制坑发生的频率位置均严格满足双光子共振条件 $\Delta_p = \Delta_2$. 初步验证了信道的增益谱线由单频段变为双频段是基于缀饰场诱导的 AT 分裂.

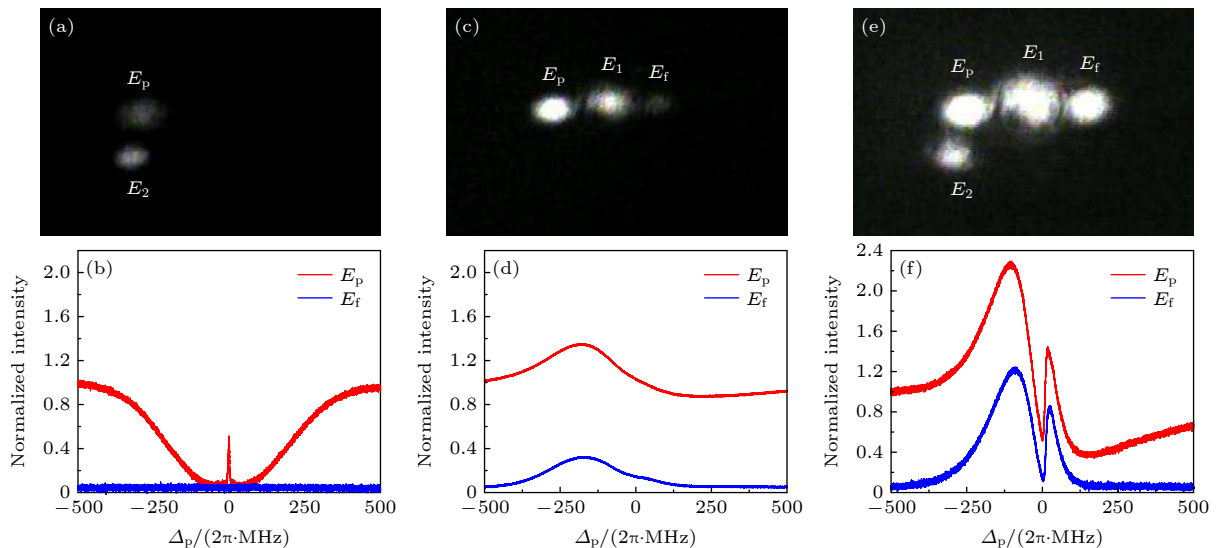


图 4 光斑图样与增益谱线 (a), (b) 关闭泵浦场 E_1 时的 EIT 效应; (c), (d) 关闭缀饰场 E_2 时的 DFWM 效应; (e), (f) E_1 , E_2 同时打开时的 Dressed-DFWM 效应. 实验参数: 泵浦场光功率 $P_1 = 40$ mW, 缀饰场光功率 $P_2 = 40$ mW, 缀饰场失谐 $\Delta_2 = 0$

Fig. 4. Laser beams' pattern and gain spectrum: (a), (b) the EIT effect when the pump field E_1 is turned off; (c), (d) the DFWM effect when the dressed field E_2 is turned off; (e), (f) the Dressed-DFWM effect when both E_1 and E_2 are turned on. Experimental parameters: the pump field power: $P_1 = 40$ mW, the dressed field power: $P_2 = 40$ mW, the dressed field detuning $\Delta_2 = 0$.

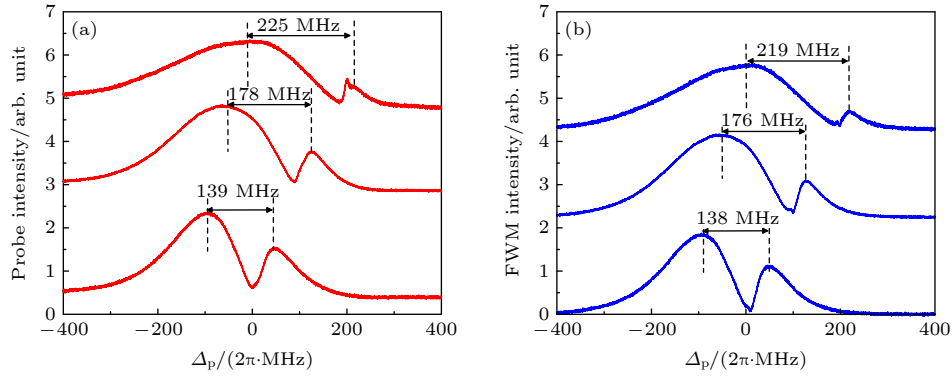


图 5 缀饰场失谐 Δ_2 分别为 (i) 0, (ii) $2\pi \cdot 100$ MHz 以及 (iii) $2\pi \cdot 200$ MHz 的增益谱 (a) 探测光信道 E_p ; (b) DFWM 光信道 E_f . 实验参数: $P_1 = 40$ mW, $P_2 = 40$ mW, $P_p = 30$ μ W

Fig. 5. Gain spectrum with dressed field detuning Δ_2 at (i) 0, (ii) $2\pi \cdot 100$ MHz, and (iii) $2\pi \cdot 200$ MHz: (a) The probe channel E_p ; (b) the DFWM channel E_f . Experimental parameters: $P_1 = 40$ mW, $P_2 = 40$ mW, $P_p = 30$ μ W.

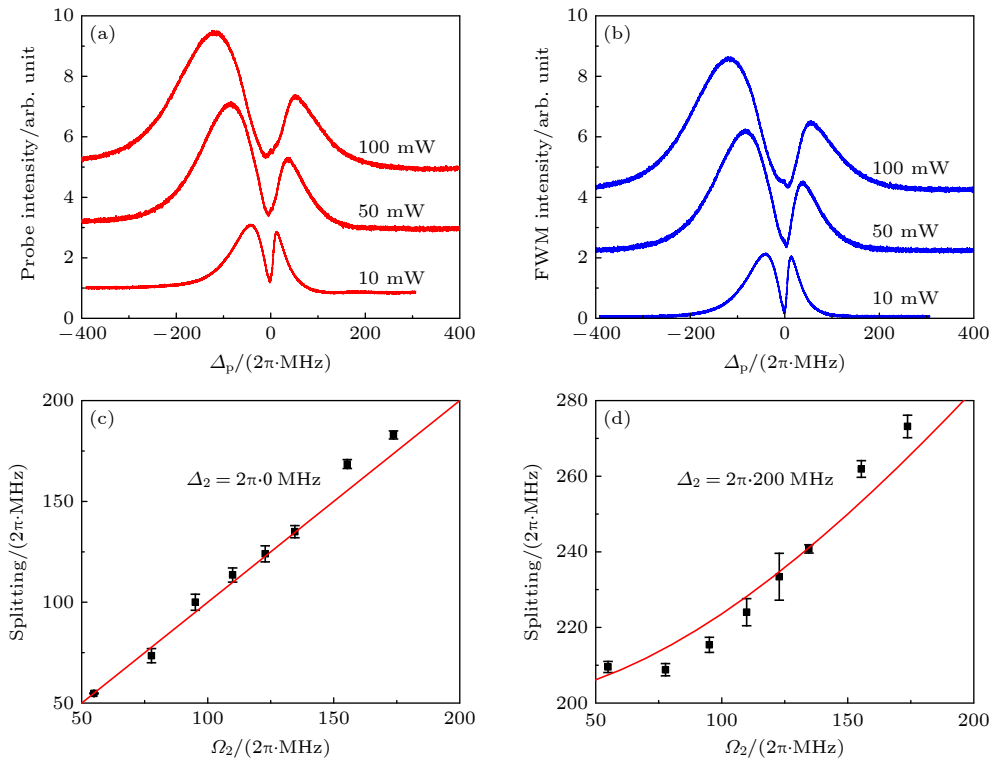


图 6 (a), (b) 固定 $\Delta_2 = 0$ 时缀饰场功率 P_2 分别为 (i) 10 mW, (ii) 50 mW 以及 (iii) 100 mW 的增益谱 (a) E_p 信道; (b) E_f 信道; (c), (d) AT 分裂间距随缀饰场拉比频率变化的关系曲线: (c) $\Delta_2 = 0$, (d) $\Delta_2 = 2\pi \cdot 200$ MHz. 实验参数: $P_1 = 40$ mW, $P_p = 30$ μ W

Fig. 6. (a, b) Gain spectrum with dressed power at (i) 10 mW, (ii) 50 mW, and (iii) 100 mW when $\Delta_2 = 0$. (a) The E_p channel; (b) the E_f channel; (c), (d) the curves for the AT splitting versus the dressed field's Rabi frequencies: (c) $\Delta_2 = 0$, (d) $\Delta_2 = 2\pi \cdot 200$ MHz. Experimental parameters: $P_1 = 40$ mW, $P_p = 30$ μ W.

图 6(a) 和图 6(b) 的三条谱线自下而上依次为 $P_2 = 10$ mW、50 mW 以及 100 mW 时两个光信道的增益谱. 结果表明谱线的 AT 分裂间距自下而上依次增加, 而增益抑制坑则处在 $\Delta_p = \Delta_2 = 0$ 的位置保持不变. 图 6(c) 和图 6(d) 展示了 AT 分裂与拉比频率 Ω_2 之间的定量关系, 实验上分别针对 $\Delta_2 = 0$ 和 $\Delta_2 = 2\pi \cdot 200$ MHz 两种情形分析了更多缀饰场

光功率 (这里将其换算为拉比频率) 下的 AT 分裂大小, 其中带有误差棒的黑色方块为实验数据, 红色实线为理论曲线. 实验结果与理论相吻合: 当缀饰场在共振频率附近, AT 分裂大小随 Ω_2 呈线性变化; 当缀饰场失谐较大时, 变化趋势呈现非线性. 但是, 当 Ω_2 较大时, 理论拟合和实验数据存在明显差异, 这是由于没有考虑强光作用下自聚焦效应对

Ω_2 的修正. 当缀饰光场功率较大时, 原子介质折射率的横向分布将发生变化: $\delta n \propto N\mu_{02}^4 E_2^2 / (\hbar\Delta_2)^3$ (其中 N 为原子数密度^[27]), 在高斯光束横截面中心区域所引起的折射率增量较大, 而边缘区域引起的折射率增量较小, 原子介质犹如一个会聚透镜使入射光束发生自聚焦现象. 因此, 气室内缀饰场的光斑尺寸减小, Ω_2 的实际值增大, 相应地增益谱线的 AT 分裂也增大.

4 结 论

本文利用 Λ 型三能级的铯原子系综研究了 dressed-DFWM 效应, 借助缀饰光场诱导 DFWM 光谱发生 AT 分裂, 获得了具有双频段增益特性的两个光信道. 随后对 AT 分裂随缀饰场光功率、失谐的变化进行了研究, 实验与理论相吻合. 另外, 由于缀饰场通过光抽运的方式优化了基态上的原子布居, 被缀饰的 DFWM 增益获得明显提高. 该研究工作为光通信应用提供了一种频分复用的可行性方案.

参考文献

- [1] Lukin M D, Matsko A B, Fleischhauer M, Scully M O 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1847
- [2] Balic V, Braje D A, Kolchin P, Yin G Y, Harris S E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 183601
- [3] McCormick C F, Boyer V, Arimondo E, Lett P D 2007 *Opt. Lett.* **32** 178
- [4] Motomura K, Tsukamoto M, Wakiyama A, Harada K, Mitsunaga M 2005 *Phys. Rev. A* **71** 043817
- [5] Guo M J, Zhou H T, Wang D, Gao J R, Zhang J X, Zhu S Y 2014 *Phys. Rev. A* **83** 033813
- [6] Ma R, Liu W, Qin Z Z, Jia X J, Gao J R 2017 *Phys. Rev. A* **96** 043843
- [7] Swaim J D, Glasser R T 2017 *Phys. Rev. A* **96** 033818
- [8] Wang D, Hu L Y, Pang X M, Zhang J X, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. A* **88** 042314
- [9] Qin Z Z, Cao L M, Wang H L, Marino A M, Zhang W P, Jing J T 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 023602
- [10] Boyer V, Marino A M, Lett P D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 143601
- [11] Pan X Z, Yu S, Zhou Y F, Zhang K, Zhang K, Lv S C, Li S J, Wang W, Jing J T 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 070506
- [12] Boyer V, McCormick C F, Arimondo E, Lett P D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 143601
- [13] Jing J T, Zhou Z F, Liu C J, Qin Z Z, Fang Y M, Zhou J, Zhang W P 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 151103
- [14] Pooser R C, Marino A M, Boyer V, Jones K M, Lett P D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 010501
- [15] Kong J, Hudelist F, Ou Z Y, Zhang W P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 033608
- [16] Hudelist F, Kong J, Liu C J, Jing J T, Ou Z Y, Zhang W P 2014 *Nat. Commun.* **5** 3049
- [17] Liu W, Ma R, Zeng L, Qin Z Z, Su X L 2019 *Opt. Lett.* **44** 2053
- [18] Zhou H T, Li R F, Dai Y P, Wang D, Wu J Z, Zhang J X 2019 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **52** 185002
- [19] Zhang Y P, Xiao M 2007 *Opt. Express* **15** 7182
- [20] Zuo Z C, Sun J, Liu X, Wu L A, Fu P M 2007 *Phys. Rev. A* **75** 023805
- [21] Zhang Y P, Anderson B, Xiao M 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41** 045502
- [22] Li C B, Zheng H B, Zhang Y P, Nie Z Q, Song J P, Xiao M 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 041103
- [23] Li X, Li P Y 2015 *Las. Optoelect. Prog.* **52** 051901 (in Chinese) [李祥, 李培英 2015 激光与光电子学进展 **52** 051901]
- [24] Sang S L 2019 *Las. Optoelect. Prog.* **56** 081901 (in Chinese) [桑苏玲 2019 激光与光电子学进展 **56** 081901]
- [25] Su J J, Yu I A 2003 *Chin. J. Phys.* **41** 627
- [26] Novikova I, Matsko A B, Welch G R 2002 *J. Mod. Opt.* **49** 2565
- [27] Grischkowsky D 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 866

Degenerate four-wave mixing-based double-channel optical gain spectrum with two frequency bands*

Wang Dan^{1)2)†} Guo Rui-Xiang¹⁾²⁾ Dai Yu-Peng¹⁾²⁾ Zhou Hai-Tao¹⁾²⁾

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 26 October 2020; revised manuscript received 20 November 2020)

Abstract

Focusing on the frequency division multiplexing technology in the applications of large scale optical communication, the double-channel optical gain spectrum with two frequency bands is studied in this paper. The double-channel gain spectrum, named probe channel and four wave mixing channel, comes from a co-propagating degenerate four wave mixing in a hot atomic ensemble. The intention is to divide the gain spectrum into several sub frequency bands through dressed four wave mixing. When a dressed field is exerted on one transition that shares the common excited state with the degenerate four wave mixing, the excited state can experience dressed splitting. It opens two transition paths for the degenerate four wave mixing simultaneously. Because of quantum interference between the two paths, the degenerate four wave mixing are suppressed at two-photon resonance. Consequently, Autler-Townes splitting appears in the gain spectrum, i.e. spectrum is changed from single frequency band into two “M”-type bands. In this paper, the nonlinear density matrix element describing the degenerate (dressed) four wave mixing is solved through perturbation theory, and then the gain spectrum in Doppler broadening atomic medium is plotted, and its Autler-Townes splitting is analyzed by using the dressed-state theory. It shows that the Autler-Townes splitting depends on both the Rabi frequency and single photon detuning of the dressed field. Relevant experiment is performed in cesium vapor at 60 °C, a pair of high-gain optical spectra with two frequency bands for both double channels is successfully obtained. Moreover, the Autler-Townes splitting as a function of the dressed field intensity and single photon detuning are studied quantitatively. The experimental results accord well with the theoretical predictions. Compared with the degenerate four wave mixing, the atom-field coupled system is changed from an original open two-level into a closed Λ three-level due to the external dressed field, which greatly improves the atomic population on the coherent ground state via optical pumping, and therefore enhancing the gain significantly. This work is important for the field of atom-based optical communication. It provides an optional way of conveying multi-frequency information to the two parallel channels as well as improving the gain of four wave mixing.

Keywords: degenerate four-wave mixing, dressed-state, Autler-Townes splitting, double-channel with two frequency bands

PACS: 42.50.-p, 42.50.Gy, 42.65.Ky, 42.50.Nn

DOI: 10.7498/aps.70.20201778

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11704235), the Natural Science Foundation for Young Scientists of Shanxi Province, China (Grant No. 201901D211166), and the Scientific and Technological Innovation Programs of Higher Education Institutions in Shanxi Province, China (Grant No. 2020L0038).

† Corresponding author. E-mail: wangdan63@sxu.edu.cn