

# 非互易-互易放大转换下光学轨道角动量的转移\*

李若楠<sup>1)</sup> 薛晶晶<sup>1)</sup> 宋丹<sup>1)</sup> 李鑫<sup>1)</sup> 王丹<sup>1)2)</sup> 杨保东<sup>1)2)</sup> 周海涛<sup>1)2)†</sup>

1) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2024年11月7日收到; 2024年12月21日收到修改稿)

无磁光学非互易在量子通信、量子网络和光信息处理等方面具有重要的应用. 本文通过简并二能级热原子系统, 在单向泵浦场作用下, 考虑热原子的多普勒效应, 实现双路简并四波混频信号的非互易放大. 在此基础上, 再引入一束对向共线传播的泵浦场, 形成了空间复用的多重四波混频过程, 从而实现了双通道四波混频信号的互易放大. 进一步, 利用多组涡旋相位片分别对信号光和泵浦光加载螺旋相位, 产生携带光学轨道角动量的高阶拉盖尔-高斯涡旋光束, 并参与到四波混频过程中, 实现了泵浦光的轨道角动量向增益光场的转移; 同时利用马赫-曾德尔干涉仪, 进一步分析了各路四波混频信号场在非互易-互易放大转换下, 光学轨道角动量的守恒特性. 该结论为实现基于复杂结构光的光学非互易器件的应用研究提供了重要的参考.

**关键词:** 光学非互易, 四波混频, 光学轨道角动量, 涡旋光**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.-p, 42.65.Pc, 32.80.Qk**DOI:** 10.7498/aps.74.20241565**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241565

## 1 引言

具有时间反演对称性的光学互易性 (optical reciprocity, OR) 表现为光传播的可逆性, 其本质是遵从洛伦兹互易定理. 相对地, 时间反演对称性的破缺, 使得介质呈现出光学非互易性 (optical nonreciprocity, ONR), 指光在该介质中延某一方向传播时透射率很高, 而沿着该方向的反向传播时无法穿过介质或透射率很低, 即对同一传输通道下光的响应表现为非对称的性质<sup>[1]</sup>. 具有 ONR 特性的光学器件在保证以光为载体的量子信息实现单向传输过程中可避免光反馈对系统的干扰, 因而在量子通信、量子计算和光信息处理等方面具有重要的应用<sup>[2-4]</sup>. 而传统的基于磁光法拉第效应的 ONR 传输<sup>[5]</sup>, 由于其所需较大的磁体材料而严重制约了非互易器件的芯片集成化和小型化<sup>[6,7]</sup>. 近年来, 随

着光纤技术及磁材料技术的发展, 基于光纤耦合的小型磁致光隔离器件在商用化得到了快速的发展, 但其较强的磁场极易对磁场敏感的光学器件产生影响, 从而引起光学系统性能的不稳定<sup>[8,9]</sup>. 相比之下, 无磁 ONR 传输则更容易集成, 性能稳定且应用范围更广<sup>[10-12]</sup>. 因此, 基于无磁过程的 ONR 逐渐成为研究热点, 包括利用非线性光学实现 ONR<sup>[13-16]</sup>、手性量子光学系统<sup>[17-19]</sup>、介电常数的时空调制<sup>[1,20,21]</sup>、光机力学系统<sup>[22-24]</sup>、“移动”的光子晶体或 Bragg 反射<sup>[25]</sup>, 以及利用热原子系统实现单光子量级及相干光的高隔离度的光隔离<sup>[26]</sup>等.

考虑热原子的无规则运动, 辅以特定方向相干光场的作用, 也可作为产生完美 ONR 的重要资源, 在实现多通道量子态操控及量子纠缠源制备等领域获得了长足的发展. 例如, 将  $\Lambda$  型三能级热原子置于一个环型腔中, 通过控制单向耦合场的作用方向, 可实现基于极化率-动量锁定的 ONR 系统<sup>[27]</sup>,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61975102, 11704235) 和山西省自然科学基金 (批准号: 20210302123437) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zht007@sxu.edu.cn

在此基础上通过引入双向耦合场并控制其频率失谐, 可实现多信道的互易-非互易转换操控<sup>[28]</sup>. 基于三能级原子系统, 通过设置耦合场强度随位置阶梯型变化来破坏极化率空间对称性来实现完美非互易反射光放大, 再引入相位调制, 即可通过改变相位能够切换探测光增益和吸收的频率域, 从而更灵活地调节对反射光的放大<sup>[29]</sup>. 另外, 利用热原子的多普勒频移效应, 由于对称性破缺可控制激光产生定向的电磁感应透明 (electromagnetically induce transparency, EIT), 以及仅在 EIT 方向上产生光放大<sup>[30]</sup>. 基于双  $\Lambda$  型原子系统, 通过受激辐射的四波混频 (four wave mixing, FWM) 过程<sup>[31]</sup>, 可制备原子吸收线附近的非互易纠缠光子对<sup>[32]</sup>, 结合单向级联 FWM, 又可实现多组分连续变量量子纠缠源的制备<sup>[33]</sup>. 特别地, 考虑热原子的多普勒频移效应, 利用强光泵浦诱导极化率方法, 可实现高隔离度、宽隔离带宽的无磁 ONR 传输<sup>[34]</sup>.

上述研究主要是对基模高斯光束的非互易操控, 而空间分布更复杂的高阶模具有携带更多信息、抑制抖振、提高系统控制精度、适应复杂动态系统和增强系统鲁棒性等优势<sup>[35-37]</sup>, 因而针对高阶模的无磁 ONR 研究具有重大意义. 特别是携带轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 的拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 涡旋光束, 由于其相位波前呈螺旋形分布并绕涡旋中心旋转, 且具备携带 OAM 的独特性质, 因此在光学微操控、光学成像和量子编码等领域得到广泛应用<sup>[38,39]</sup>. 由于原子介质具有良好的吸收、色散和衍射特性, 其与涡旋光的相互作用中对涡旋奇点产生、转换和操控也成为了最近研究的热点<sup>[40,41]</sup>, 特别是通过单向级联 FWM 过程, 实现了基于 LG 模的 OAM 复用的多组分连续变量纠缠源的制备<sup>[42]</sup>, 这为构建连续变量并行量子网络开辟了新途径<sup>[43]</sup>.

本文通过简并二能级热原子系统, 提出并实现了一种基于多重 FWM 的双通道无磁非互易-互易放大传输方案, 并研究分析了该过程对 LG 光束 OAM 的影响. 在单向泵浦场作用下, 考虑热原子的多普勒效应, 实现双路简并 FWM 场的非互易放大 (nonreciprocal amplification, NRA); 在此基础上再引入一束对向共线传播的泵浦场, 形成了空间复用的多重 FWM 过程, 从而实现了双路 FWM 信号的互易放大 (reciprocal amplification, RA). 进一步地, 利用螺旋相位片分别对信号光和泵浦光

加载螺旋相位, 产生携带 OAM 的高阶 LG 光束, 并参与到四波混频过程中, 进一步分析了各路 FWM 场在 NRA-RA 转换下 OAM 的转移特性.

## 2 实验系统构建

如图 1(a) 所示, 实验选择  $^{133}\text{Cs}$  原子 D1 线的两个跃迁能级  $|a\rangle$  ( $6S_{1/2}, F_g = 4$ ) 和  $|b\rangle$  ( $6P_{1/2}, F_e = 4$ ) 构成简并二能级系统 (屏蔽外界磁场条件下, 各能级的 Zeeman 子能级频率相同). 频率相同的两束泵浦光  $P_1$  光和  $P_2$  光 ( $\omega_{P_1} = \omega_{P_2} = \omega_P$ ) 作用于  $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$  能级跃迁, 定义其频率失谐为  $\Delta_P = \omega_P - \omega_{ba}$ ,  $\omega_{ba} = \omega_b - \omega_a$  代表能级  $|a\rangle$  和  $|b\rangle$  之间的能级差. 频率相同的两束信号光  $S_1$  光和  $S_2$  光 ( $\omega_{S_1} = \omega_{S_2} = \omega_S$ ) 同样作用于  $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$  能级跃迁, 频率失谐为  $\Delta_S = \omega_S - \omega_{ba}$ .

实验系统主光路如图 1(b) 所示. 一束光强较强的垂直偏振光作为泵浦光 (pump light, P), 光斑模式为圆形基模高斯光束 ( $\text{TEM}_{00}$  模), 通过一 50/50 分束镜 BS1 分为两束, 前向泵浦光 ( $P_1$  光, 黑线) 和后向泵浦光 ( $P_2$  光, 灰线),  $P_1$  光和  $P_2$  光分别通过两个消光比为  $10^5:1$  的格兰-泰勒棱镜 (GT1 和 GT2) 反射, 共线对向射入 Cs 原子气室. Cs 原子气室长度  $L = 25$  mm, 气室温度稳定在  $T_c = 100$  °C 左右, 气室侧壁裹有 3 层磁屏蔽材料 ( $\mu$  箔), 以屏蔽外界磁场对原子的影响. 一束光强较弱的水平偏振光作为信号光 (signal light, S), 同样为  $\text{TEM}_{00}$  模, 经 BS2 也分为两束, 前向信号光 ( $S_1$  光, 红线) 和后向信号光 ( $S_2$ , 蓝线).  $S_1$  光和  $S_2$  光分别经两个透射率为 1% 的分束镜 TS1 和 TS2 透射后, 分别经 GT1 和 GT2 透射, 共线对向穿过 Cs 原子气室, 再分别经 TS2 和 TS1 反射后, 通过两个光电探测器 PD1 和 PD3 探测. PD2 和 PD4 分别用于探测前、后向新产生的共轭场信号. 如图 1(c) 所示, 定义  $P_1$  光的波矢量  $\mathbf{k}_{P_1}$  沿  $z$  轴正向传播为前向, 则  $P_2$  光为后向  $\mathbf{k}_{P_2} = -\mathbf{k}_{P_1}$ ,  $S_1(S_2)$  光的波矢量  $\mathbf{k}_{S_1}(\mathbf{k}_{S_2})$  与  $P_1$  光同 (反) 向并且以小角度  $\theta$  角传播 ( $\theta \approx 4$  mrad). 实验中, 我们分别在  $S_1, P_1$  和  $P_2$  三束光的传播路径上放置了由两个四分之一波片 (QWP1, QWP2) 和一个涡旋片 (VWP) 组成的光斑调制器件, 其中 QWP1 和 VWP 用于操控光的偏振和波前, 将  $\text{TEM}_{00}$  模转化为 LG 模, QWP2 使 LG 模调回至原来的偏振状态.

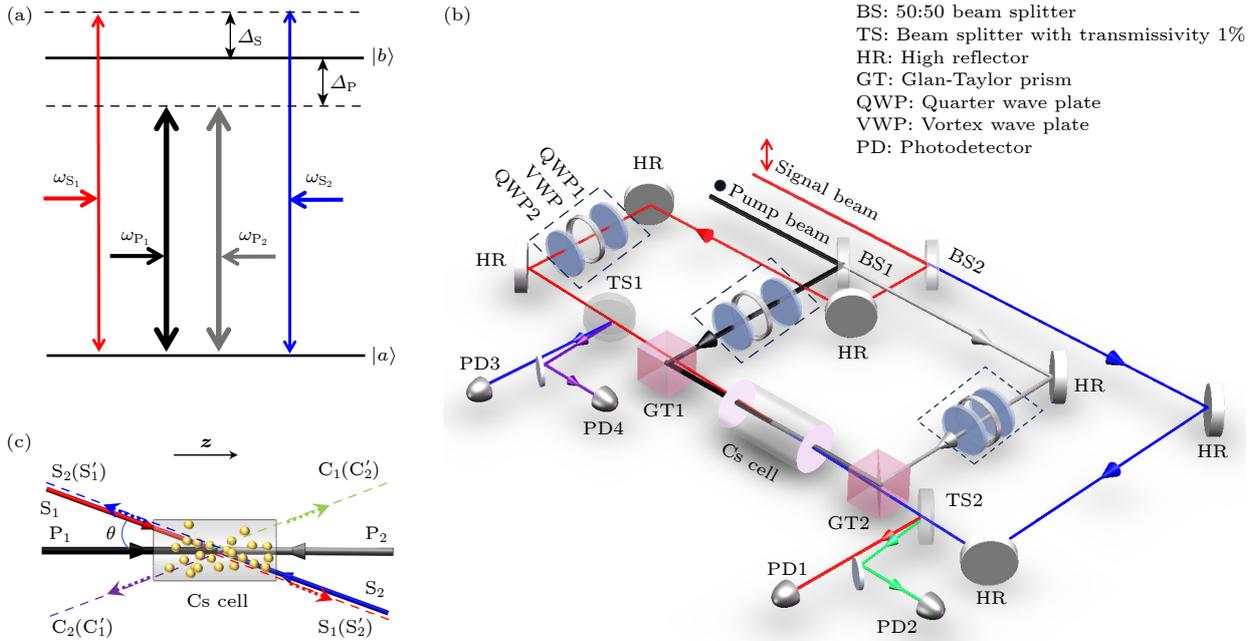


图 1 (a) 实验能级示意图; (b) 实验装置示意图; (c) 泵浦光与信号光在 Cs 原子气室中相互作用角度示意图

Fig. 1. (a) Diagram of atom energy levels for the atoms; (b) diagram of experimental setup; (c) diagram of the interaction angle between pump and signal lights in the Cs atom cell.

### 3 实验结果与分析讨论

首先在光场横模为  $TEM_{00}$  的基础上, 实验测量分析了不同泵浦场条件诱导的 FWM 过程. 由于泵浦光和信号光作用于相同的能级跃迁, 因此实验选择二者来自同一台激光器, 这使得二者的频率始终保持相同, 即  $\Delta_P = \Delta_S = \Delta$ , 且有  $|k_P| = |k_S| = k$ . 值得强调的是, 在简并跃迁条件下, 根据动量守恒定律, 理论上只有泵浦光信号光共线传播时, 才能严格满足相位匹配条件, 但这难以将 FWM 信号从空间上分离. 因此,  $S_1(S_2)$  光和  $P_1(P_2)$  光在实验中以小角度传播, 其代价是损失了一部分 FWM 效率.

图 2 给出了不同方向的泵浦光和信号光注入 Cs 原子气室时, 四路探测器测量的归一化透射谱  $T$  随单光子失谐  $\Delta$  的分布情况 ( $T = P_{out}/P_{in}$ , 其中  $P_{out}$  代表经 Cs 原子气室输出的放大光场的强度,  $P_{in}$  代表注入 Cs 原子气室前信号光的强度). 当只有前向  $P_1$  光和前向  $S_1$  光作用时 ( $P_1-S_1$ ), 在  $\Delta \approx -400-0$  MHz 范围内,  $S_1$  光被放大的同时, 其相对  $P_1$  光对称的另一侧产生一束新的共轭光 (conjugate light)  $C_1$  光, 即发生前向 FWM 过程. 放大的  $S_1$  光和产生的  $C_1$  光分别被 PD1 和 PD2 探测, 如图 2(a) 中的红色和绿色曲线所示. 相对地, 当前向  $P_1$  光被反向  $P_2$  光代替时 ( $P_2-S_1$ ), 前、后向均

无 FWM 发生, 经 PD1 探测的穿过 Cs 原子气室后的  $S_1$  光只有多普勒吸收背景, 见图 2(b) 中的红色曲线所示. 至此, 一对共轭光场  $S_1$  光和  $C_1$  光, 在单束泵浦作用下表现出明显的双通道 NRA 特性. 而在双向泵浦场条件下 ( $P_1-P_2-S_1$ ), 虽然  $S_1$  光和  $C_1$  光出现增益放大的频率范围变窄 ( $\Delta = -400-200$  MHz), 但增益比  $P_1$  光条件下提高了近 2 倍, 如图 2(c) 中红色和绿色曲线所示; 与此同时, 分别在  $S_1$  光和  $C_1$  光反向传播方向上, 产生了新的 FWM 信号  $S'_1$  光 (PD3 探测) 和  $C'_1$  光 (PD4 探测), 见图 2(c) 中的蓝色和紫色曲线所示. 这表明在双向泵浦场作用下, Cs 原子对前向 FWM 信号  $S_1$  光和  $C_1$  光表现为 RA 特性. 当前向  $S_1$  光替换为后向  $S_2$  光时也会产生相似的结果. 例如, 在  $P_1-S_2$  条件下, Cs 原子对注入的  $S_2$  光表现为强吸收 (PD3 探测), 见图 2(d) 蓝色曲线所示, 此时无其他 FWM 信号产生. 而在  $P_2-S_2$  条件下, 可产生后向 FWM 过程, 即  $S_2$  被放大的同时, 又产生一束后向的共轭光  $C_2$  光 (PD4 探测), 见图 2(e) 中蓝色和紫色曲线所示. 同样地, 在  $P_1-P_2-S_2$  条件下, 四路探测器均可以测到放大信号, 即产生双通道的 RA, 如图 2(f) 所示. 其中,  $S_2$  光的反向放大光  $S'_2$  刚好与  $S_1$  光的传播方向重合 (PD1 探测), 而  $C_2$  光的反向放大光  $C'_2$  光与  $C_1$  光重合 (PD2 探测), 如图 1(c) 所示. 这进一步佐证了

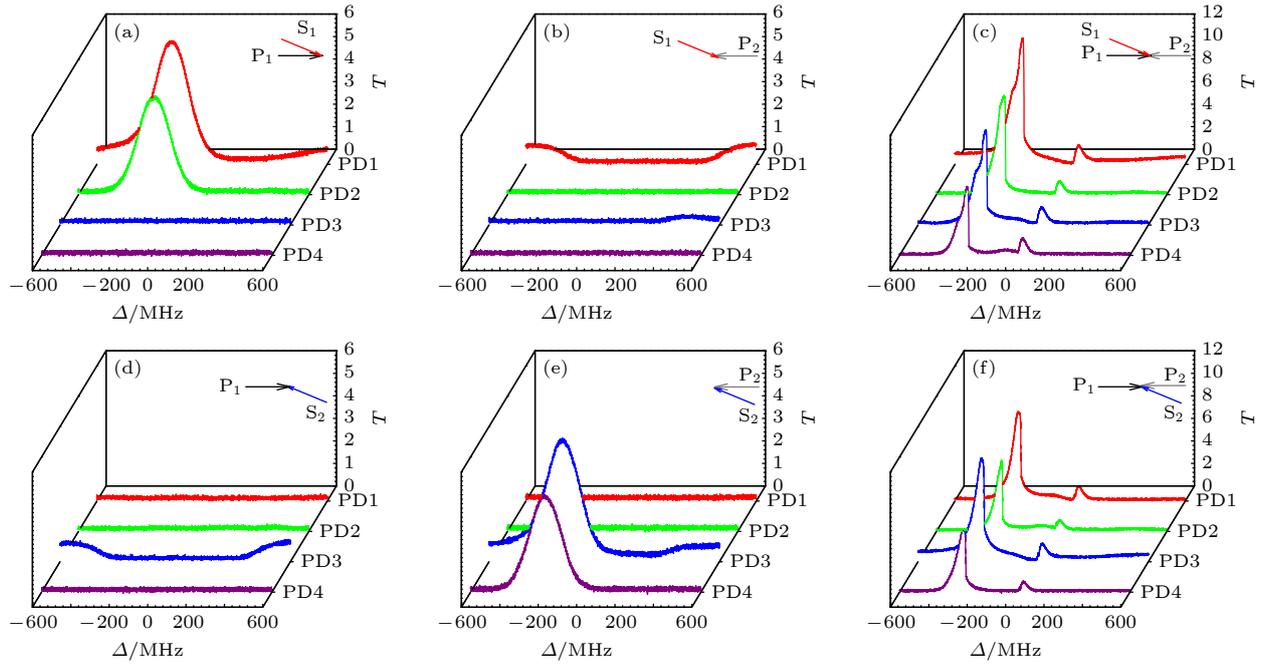


图 2 不同泵浦光和信号光条件下, 四路探测器 (PD1—PD4) 测量的归一化透射谱  $T$  随单光子失谐  $\Delta$  的变化趋势 (a)  $P_1$ - $S_1$ ; (b)  $P_2$ - $S_1$ ; (c)  $P_1$ - $P_2$ - $S_1$ ; (d)  $P_1$ - $S_2$ ; (e)  $P_2$ - $S_2$ ; (f)  $P_1$ - $P_2$ - $S_2$ . 主要实验参数:  $P_{P_1} = P_{P_2} = 10 \text{ mW}$ ,  $P_{S_1} = P_{S_2} = 5 \text{ }\mu\text{W}$ ,  $T_c = 100 \text{ }^\circ\text{C}$

Fig. 2. Normalized transmission spectra  $T$  detected by PD1—PD4 versus single detuning  $\Delta$  under the different pump and signal lights: (a)  $P_1$ - $S_1$ ; (b)  $P_2$ - $S_1$ ; (c)  $P_1$ - $P_2$ - $S_1$ ; (d)  $P_1$ - $S_2$ ; (e)  $P_2$ - $S_2$ ; (f)  $P_1$ - $P_2$ - $S_2$ . The main experimental parameters are:  $P_{P_1} = P_{P_2} = 10 \text{ mW}$ ,  $P_{S_1} = P_{S_2} = 5 \text{ }\mu\text{W}$ ,  $T_c = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ .

热原子在单向泵浦光作用下, 对同向弱信号光可产生基于单向 FWM 的 NRA; 而在双向泵浦条件下, NRA 转化为 RA.

另外, 从图 2(a) 和图 2(e) 可以看出, 在单泵浦光诱导的 NRA 条件下, 同向放大的信号光和共轭光的增益随单光子失谐整体呈非对称分布, 且主要发生在原子共振中心的负失谐区域. 在靠近原子共振中心的增益较小, 主要是由被放大的光场在穿出原子气室之前又被原子产生较强的吸收损耗导致的. 若继续升高 Cs 原子气室的温度 (即提高粒子数密度) 或提高泵浦强度, 则增益强度会变大, 其分布范围也会变宽<sup>[44]</sup>. 然而在双向泵浦诱导的 RA 条件下, 4 路放大光场的增益相比单泵浦时虽有所增强, 但其随单光子失谐分布变窄, 且在靠近原子共振中心附近 ( $\Delta \approx -200$ — $0 \text{ MHz}$  范围内) 出现较宽的缺口, 如图 2(c) 和图 2(f) 所示. 在 RA 条件下, 各路放大光场的增益变高是由于双向泵浦场诱发的多个 FWM 过程叠加的结果; 而增益分布范围变窄, 则是处于较高温度下的原子气体在原子共振中心附近对驻波泵浦场的横场模式产生了较强的热透镜 (自聚焦) 效应, 具体表现为强光诱导原子介质折射率的横向分布发生变化:  $\delta n \propto$

$N\mu_{ab}^4 E^2 / (h\Delta)^3$  (其中  $N$  为原子数密度), 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. 此时原子介质就像是一个会聚透镜, 使得入射光束发生自聚焦现象<sup>[45]</sup>. 该效应导致处于气室内的泵浦光的光斑大小和偏振发生急剧变化, 导致其在与信号光的交叠区域的强度减弱, 严重抑制了 FWM 的发生. 另外, 由于在 Cs 原子气室内  $P_1$  光与  $P_2$  光的光斑大小不完全相同, 二者与注入信号光交叠区作用的原子数不同, 从而导致各路放大光场之间的强度略有差异.

在我们的实验方案中, 单泵浦光诱导的双通道 NRA 是建立在基于热原子相干效应的 FWM 基础上. 如图 3(a1) 所示, 在  $P_1$ - $S_1$  条件下, 对于以速度  $v$  前向运动的原子,  $P_1$  光与  $S_1$  光的频率差为  $\Delta'_{P_1} - \Delta'_{S_1} = (\Delta - kv) - (\Delta - kv) = 0$ , 满足双光子共振条件, 从而发生前向 FWM; 而在  $P_1$ - $S_2$  条件下, 二者的频率差为  $\Delta'_{P_1} - \Delta'_{S_2} = (\Delta - kv) - (\Delta + kv) = -2kv \neq 0$ , 所以不发生 FWM. 前向 FWM 的具体过程为: 处于基态  $|a\rangle$  的原子吸收一个前向泵浦光子  $P_1$  跃迁到激发态  $|b\rangle$ , 受激原子向前发射一个信号光子  $S_1$  落回基态  $|a\rangle$ , 然后再吸收一个前向泵浦光子  $P_1$  到激发态  $|b\rangle$ , 最后, 受激原子再发

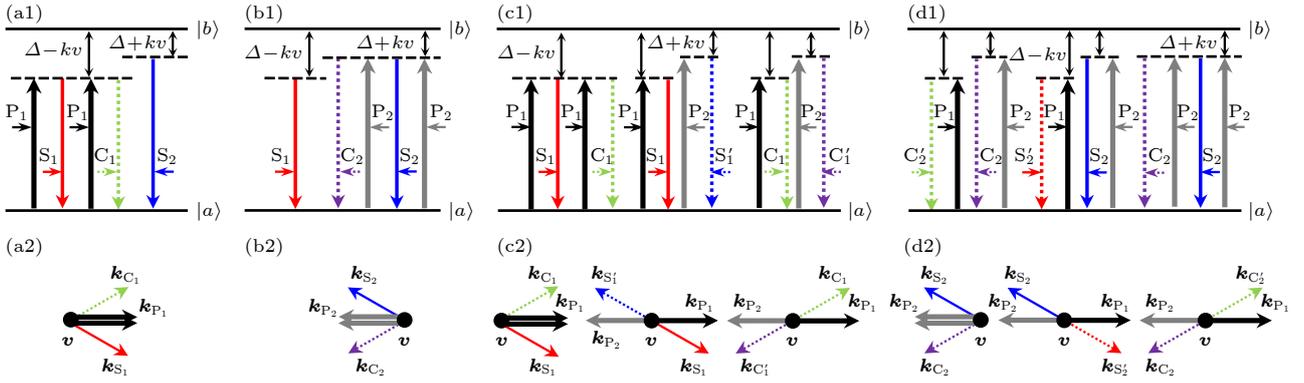


图3 不同泵浦光和信号光条件下的FWM过程 (a1)  $P_1$ - $S_1$ ; (b1)  $P_2$ - $S_2$ ; (c1)  $P_1$ - $P_2$ - $S_1$ ; (d1)  $P_1$ - $P_2$ - $S_2$ . (a2)–(d2) 对应图(a1)–(d1)条件下FWM过程的相位匹配关系

Fig. 3. The FWM processes under the different pump and signal lights: (a1)  $P_1$ - $S_1$ ; (b1)  $P_2$ - $S_2$ ; (c1)  $P_1$ - $P_2$ - $S_1$ ; (d1)  $P_1$ - $P_2$ - $S_2$ . (a2)–(d2) Phase matching corresponding to the FWM of panels (a1)–(d1).

射一个前向共轭光子  $C_1$  而回到基态  $|a\rangle$ . 上述过程可描述为

$$|a\rangle \xrightarrow{\text{absorb } P_1} |b\rangle \xrightarrow{\text{emit } S_1} |a\rangle \xrightarrow{\text{absorb } P_1} |b\rangle \xrightarrow{\text{emit } C_1} |a\rangle,$$

整个过程满足能量守恒和动量守恒, 即  $\omega_{C_1} = \omega_{S_1} = \omega_{P_1}$ ,  $\Delta k_f = 2k_{P_1} - k_{S_1} - k_{C_1} \approx 0$  (下标  $f$  表示前向 FWM 过程), 相位匹配过程对应图 3(a2). 同理, 在  $P_2$ - $S_2$  条件下发生后向 FWM, 见图 3(b1), 该过程描述为

$$|a\rangle \xrightarrow{\text{absorb } P_2} |b\rangle \xrightarrow{\text{emit } S_2} |a\rangle \xrightarrow{\text{absorb } P_2} |b\rangle \xrightarrow{\text{emit } C_2} |a\rangle,$$

整个过程同样满足能量和动量守恒, 即  $\omega_{C_2} = \omega_{S_2} = \omega_{P_2}$  和  $\Delta k_b = -2k_{P_2} + k_{S_2} + k_{C_2} \approx 0$  (下标  $b$  表示后向 FWM), 其相位匹配如图 3(b2) 所示.

然而, 对于由双向泵浦光驱动产生的双通道 RA 效应, 其物理机制可看作是在一个同向 (前向或后向) FWM 的基础上, 又分别以放大的信号光和共轭光为种子光, 诱发了另外两个双向抽运的 FWM 过程. 以  $P_1$ - $P_2$ - $S_1$  条件为例, 如图 3(c1) 所示, 首先产生前向 FWM, 其相互作用过程与  $P_1$ - $S_1$  条件的相同, 即  $S_1$  被放大的同时, 产生  $C_1$  光. 在此基础上, 原子在双向  $P_1$  和  $P_2$  光驱动下诱发另外两个 FWM: 一个产生  $S_1'$  光的 RA, 其相互作用过程表示为

$$|a\rangle \xrightarrow{\text{absorb } P_1} |b\rangle \xrightarrow{\text{emit } S_1} |a\rangle \xrightarrow{\text{absorb } P_2} |b\rangle \xrightarrow{\text{emit } S_1'} |a\rangle,$$

该过程的能量关系为  $\omega_{S_1} = \omega_{P_1}$  和  $\omega_{S_1'} = \omega_{P_2}$ , 动量关系为  $\Delta k_{S_1} = (k_{P_1} - k_{S_1}) - (k_{P_2} - k_{S_1'}) \approx 0$ ; 另一个产生  $C_1'$  光的 RA, 其相互作用过程表示为

$$|a\rangle \xrightarrow{\text{absorb } P_1} |b\rangle \xrightarrow{\text{emit } C_1} |a\rangle \xrightarrow{\text{absorb } P_2} |b\rangle \xrightarrow{\text{emit } C_1'} |a\rangle,$$

该过程的能量关系为  $\omega_{C_1} = \omega_{P_1}$  和  $\omega_{C_1'} = \omega_{P_2}$ , 动量关系为  $\Delta k_{C_1} = (k_{P_1} - k_{C_1}) - (k_{P_2} - k_{C_1'}) \approx 0$ .  $S_1'$  光和  $C_1'$  光分别表示  $S_1$  光和  $C_1$  光反向放大的光场, 其相位匹配关系如图 3(c2) 所示. 值得注意的是, 在此分析过程中,  $S_1'$  ( $C_1'$ ) 光虽然被看作是  $S_1$  ( $C_1$ ) 光的 RA, 但其频率却严格依赖  $P_2$  光的频率. 在  $P_1$ - $P_2$ - $S_2$  条件下同样会产生相似的两个 FWM 过程, 其相互作用过程和相位匹配关系如图 3(d1) 和图 3(d2) 所示.

在图 2 中产生增益的频率范围内, 固定单光子失谐为某一确定值 (比如  $\Delta \approx -260$  MHz), 并且分别在前向探测 (PD1 和 PD2) 和后向探测 (PD3 和 PD4) 区域放置两个图像传感器 (CCD), 可观察到不同泵浦条件下 FWM 信号的光斑图样, 如图 4 所示. 在  $P_1$ - $S_1$  条件下, 因消多普勒而发生前向 FWM, 因此在前向 CCD 处可观测到三个光斑, 分别为放大的  $S_1$  光及产生的  $C_1$  光光斑, 中间的光斑为 GT 棱镜不完美的偏振分光导致漏出的  $P_1$  光光斑, 如图 4(a1) 所示. 而此时在后向 CCD 处无任何光斑产生, 如图 4(a2) 所示. 相反地, 在  $P_2$ - $S_2$  条件下, 前向方向无任何信号产生, 而在后向可观察到  $S_2$ ,  $C_2$  和  $P_2$  三个光斑, 如图 4(b1) 和图 4(b2) 所示. 这进一步佐证了单泵浦诱导的 NRA 特性. 然而, 在  $P_1$ - $P_2$ - $S_1$  条件下, 除了前向 CCD 观察到  $S_1$  和  $C_1$  光光斑外, 见图 4(c1), 与其方向传播的反向 CCD 处同样也观察到相应新产生的  $S_1'$  光和  $C_1'$  光光斑, 见图 4(c2). 相似地, 在  $P_1$ - $P_2$ - $S_2$  条件下, 反向 CCD 观察到反向 FWM 产生的  $S_2$  和  $C_2$  光光斑,

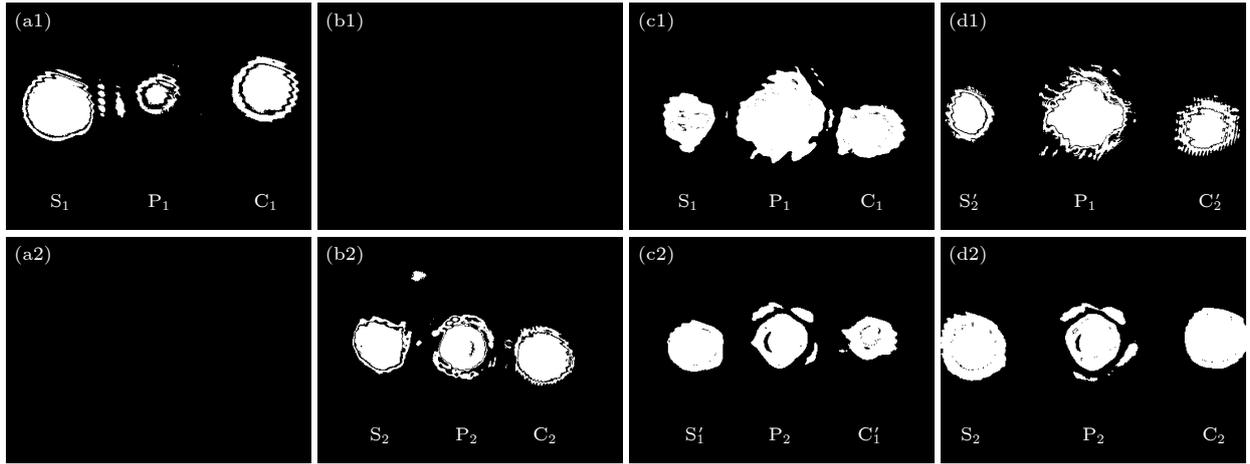


图 4 (a1)–(d1) 和 (a2)–(d2) 分别对应图 3(a1)–(d1) 的 FWM 过程中, 从前向和后向探测方向观测的光斑图样. 单光子失谐为  $\Delta \approx -260$  MHz

Fig. 4. (a1)–(d1) and (a2)–(d2) Spatial patterns of FWM beams generated in the forward and backward directions corresponding to the FWM processes in Figs. 3(a1)–(d1). The single photon detuning is  $\Delta \approx -260$  MHz.

见图 4(d2), 而前向 CCD 观察到相应新产生的  $S_2'$  光和  $C_2'$  光光斑, 见图 4(d1). 这进一步验证了双向泵浦诱导的 RA 特性.

#### 4 OAM 的转移及守恒验证

在图 4 实验结论的基础上, 利用三组 QWP 和 VWP 组合, 分别对前向信号光  $S_1$  光和双向泵浦光  $P_1$  光和  $P_2$  光进行空间调制 (见图 1(b)), 生成携带有不同拓扑电荷数  $l$  的 LG 模涡旋光参与 FWM, 实验进一步研究在 NRA 和 RA 过程中, OAM 在四波混频信号中的转移特性. 由于放大的信号光与产生的共轭光均可能会携带 OAM, 于是将放大的各路 FWM 信号分别通过马赫-曾德尔 (Mach-Zehnder, M-Z) 干涉仪与球面波进行同轴干涉 (此部分光路未在图 1 中画出), 通过干涉图样可判断输出各路 FWM 信号携带的 OAM 信息, 同时也可验证 OAM 在通过 FWM 转移过程的守恒性. 对于 LG 光束而言, 与球面波干涉时, 干涉图样为明暗相间的螺旋状干涉条纹. 当  $l$  值大于 0 时, 代表拓扑电荷数为正数, 螺旋状条纹按照顺时针的方向旋转; 而当  $l$  值小于 0 时, 拓扑电荷数为负数, 螺旋状条纹则是按照逆时针方向旋转, 且螺旋条纹的数量与  $l$  的绝对值相同.

首先实验测量分析在 NRA 过程中各路放大 FWM 场 OAM 的转移变化. 在  $P_1$ - $S_1$  条件下, 当调节  $S_1$  光的拓扑电荷数为  $l_{S_1} = -1$  的 LG 光,  $P_1$  光依然保持  $TEM_{00}$  模 ( $l_{P_1} = 0$ ), 则此时被放大的

$S_1$  光和新产生的  $C_1$  光均为 LG 光, 见图 5(a1). 将  $S_1$  光和  $C_1$  光通过 M-Z 干涉仪分别与球面波干涉, 均可得到只有一条旋转臂的螺旋状干涉条纹, 其中  $S_1$  光的干涉条纹为逆时针旋转, 即  $l_{S_1} = -1$ , 见图 5(a2), 而  $C_1$  光的为顺时针旋转, 即  $l_{C_1} = 1$ , 见图 5(a3). 相似地, 当调节  $P_1$  光为  $l_{P_1} = -1$  的 LG 光,  $S_1$  光保持  $l_{S_1} = 0$ , 则经前向 FWM 过程, 被放大的  $S_1$  光依然保持  $TEM_{00}$  模, 而  $C_1$  光为 LG 模, 见图 5(b1). 经 M-Z 干涉仪鉴别可得, 放大的  $S_1$  光的干涉条纹为同心干涉圆条纹, 证明其  $l_{S_1} = 0$ , 见图 5(b2); 而  $C_1$  光的干涉条纹为具有 2 条旋臂的螺旋干涉条纹, 且逆时针旋转, 证明其  $l_{C_1} = -2$ , 见图 5(b3). 两种情况说明, 在前向 FWM 过程中, 无论  $P_1$  光的拓扑电荷数为何值, 其被原子吸收跃迁并受激辐射产生  $S_1$  光时, 必然转移为与注入的  $S_1$  光相同的拓扑电荷数, 同时将等值相反的拓扑电荷数转移至新产生的共轭光  $C_1$  光中, 而整个过程满足 OAM 守恒, 即  $\Delta l_f = 2l_{P_1} - (l_{S_1} + l_{C_1}) = 0$ . 同样地, 在  $P_2$ - $S_2$  条件下, 调节  $P_2$  光为拓扑电荷数  $l_{P_2} = 2$  的 LG 光,  $S_2$  光保持  $TEM_{00}$  模, 则经 FWM 过程被后向 CCD 观测的光斑图如图 5(c1) 所示, 被放大的  $S_2$  光依然保持基模圆光斑, 而新产生的  $C_2$  光为 LG 模. 同样利用 M-Z 干涉仪检测, 放大的  $S_2$  光的干涉条纹为同心干涉圆条纹, 证明其  $l_{S_2} = 0$ , 见图 5(c2); 而  $C_2$  光的干涉条纹为具有 4 条旋臂的螺旋干涉条纹, 且顺时针旋转, 证明其  $l_{C_2} = 4$ , 见图 5(c3). 这说明在后向 FWM 过程中,  $P_2$  光的拓扑电荷数也分别向  $S_2$  光和  $C_2$  光转移, 且

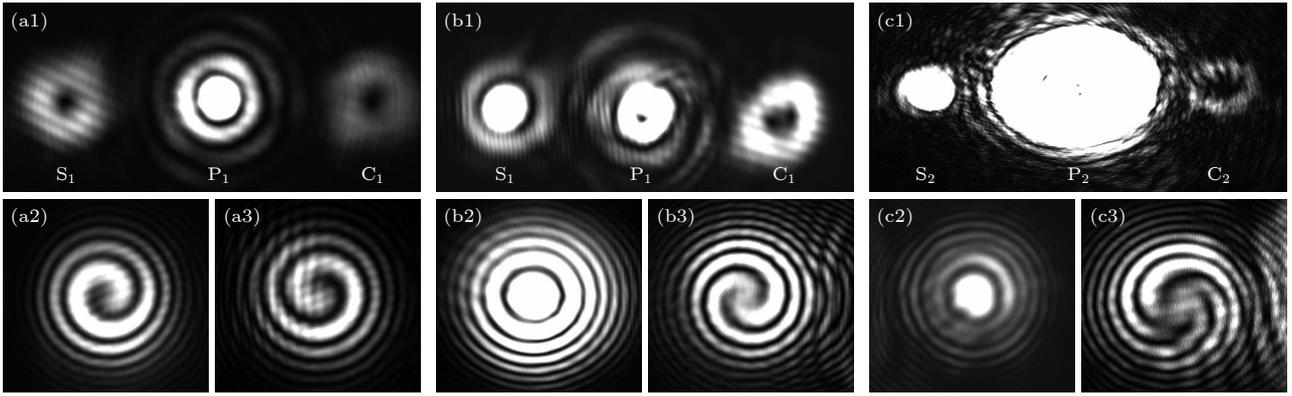


图 5 (a1)–(c1) 在 NRA 条件下, 信号光和泵浦光携带不同 OAM 时 CCD 观测的光斑图样 (a1)  $l_{S_1} = -1$ ,  $l_{P_1} = 0$ ; (b1)  $l_{S_1} = 0$ ,  $l_{P_1} = -1$ ; (c1)  $l_{S_2} = 0$ ,  $l_{P_2} = 2$ . (a2)–(c3) 分别对应图 (a1)–(c1) 中相应放大 FWM 信号的干涉图样

Fig. 5. (a1)–(c1) Under NRA condition, the spatial patterns observed by the CCD when the signal and pump lights carry different OAM: (a1)  $l_{S_1} = -1$ ,  $l_{P_1} = 0$ ; (b1)  $l_{S_1} = 0$ ,  $l_{P_1} = -1$ ; (c1)  $l_{S_2} = 0$ ,  $l_{P_2} = 2$ . (a2)–(c3) Interference patterns of the amplified FWM signals corresponding to panels (a1)–(c1).

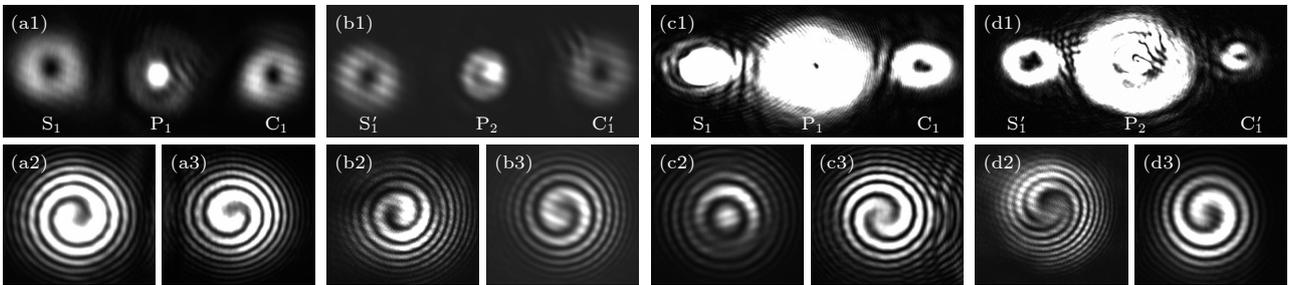


图 6 RA 条件下, 信号光和泵浦光携带不同 OAM 时 (a1), (c1) 前向 CCD 和 (b1), (d1) 后向 CCD 观测的光斑图样 (a1), (b1)  $l_{S_1} = -1$ ,  $l_{P_1} = l_{P_2} = 0$ ; (c1), (d1)  $l_{S_1} = 0$ ,  $l_{P_1} = -1$ ,  $l_{P_2} = 2$ . (a2)–(d3) 分别对应图 (a1)–(d1) 中相应放大 FWM 信号的干涉图样

Fig. 6. Under the condition of RA, the spatial patterns observed by the forward CCD (a1) and (c1), as well as the backward CCD (b1) and (d1) when the signal and pump lights carry different OAM: (a1), (b1)  $l_{S_1} = -1$ ,  $l_{P_1} = l_{P_2} = 0$ ; (c1), (d1)  $l_{S_1} = 0$ ,  $l_{P_1} = -1$ ,  $l_{P_2} = 2$ . (a2)–(d3) Interference patterns of the amplified FWM signals corresponding to panels (a1)–(d1).

该过程也满足 OAM 守恒, 即  $\Delta l_b = -2l_{P_2} + (l_{S_2} + l_{C_2}) = 0$ .

由于在双向泵浦场和单向信号光同时作用下, 相干原子会产生多重 FWM 过程, 从而产生双通道的 RA, 该过程同样会诱发泵浦光的 OAM 向放大的 FWM 场转移. 以  $P_1$ - $P_2$ - $S_1$  条件为例, 首先调制前向  $S_1$  光的拓扑电荷数为  $l_{S_1} = -1$ ,  $P_1$  光和  $P_2$  光为  $l_{P_1} = l_{P_2} = 0$ , 此时在前、后向产生的 FWM 信号均为 LG 模, 见图 6(a1) 和图 6(b1). 通过 M-Z 干涉法, 检测出此时前向的  $S_1$  光和  $C_1$  光的 OAM 与单向泵浦条件下的状态保持不变, 即  $l_{S_1} = -1$ ,  $l_{C_1} = 1$ , 如图 6(a2) 和图 6(a3) 所示. 而对于后向产生的  $S'_1$  光和  $C'_1$  光, 其拓扑电荷数分别为  $l_{S'_1} = -1$  和  $l_{C'_1} = 1$ , 如图 6(b2) 和图 6(b3) 所示. 对于  $S_1$  光的 RA 过程, 其角动量变化  $\Delta l_{S_1} = (l_{P_1} - l_{S_1}) - (l_{P_2} - l_{S'_1}) = 0$ ; 对于  $C_1$  的 RA 过程,  $\Delta l_{C_1} = (l_{P_1} -$

$l_{C_1}) - (l_{P_2} - l_{C'_1}) = 0$ , 二者同样均满足 OAM 守恒. 当调制  $S_1$  光的拓扑电荷数为  $l_{S_1} = 0$ ,  $P_1$  光和  $P_2$  光分别为  $l_{P_1} = -1$ ,  $l_{P_2} = 2$  时, 前向的  $S_1$  光和  $C_1$  光的光斑模式及干涉图样同样与单泵浦条件下相似, 即  $l_{S_1} = 0$  和  $l_{C_1} = -2$ , 见图 6(c1)–(c3), 说明该前向 FWM 过程的 OAM 守恒. 对于后向产生的 RA 场, 由于受  $P_2$  光的影响,  $S'_1$  光和  $C'_1$  光均呈现为 LG 光, 如图 6(d1) 所示. 经 M-Z 干涉,  $S'_1$  光的干涉条纹为具有 3 条旋臂且顺时针旋转的螺旋干涉条纹, 表明其拓扑电荷数为  $l_{S'_1} = 3$ , 见图 6(d2); 而  $C'_1$  光的为具有 1 条旋臂且也是顺时针旋转的螺旋干涉条纹, 表明其拓扑电荷数为  $l_{C'_1} = 1$ , 见图 6(d3), 此时对于  $S_1$  光和  $C_1$  的 RA 过程同样均满足 OAM 守恒.

图 6 结果表明, 在双向泵浦条件下, 当改变  $P_2$  光的 OAM 时,  $S_1$  光和  $C_1$  光相应的 RA 光场  $S'_1$  光

表 1 四路放大 FWM 信号光的 OAM 值  
Table 1. Value of OAM for 4 ways FWM signals.

	$l_{S_1}$	$l_{C_1}$	$l_{S'_1}$	$l_{C'_1}$	$l_{S_2}$	$l_{C_2}$	$l_{S'_2}$	$l_{C'_2}$
$l_{P_1} = -1, l_{P_2} = 0$	0	-2	1	-1	0	0	-1	-1
$l_{P_1} = -1, l_{P_2} = -1$	0	-2	0	-2	0	-2	0	-2
$l_{P_1} = -1, l_{P_2} = 1$	0	-2	2	0	0	2	-2	0
$l_{P_1} = -1, l_{P_2} = -2$	0	-2	-1	-3	0	-4	1	-3
$l_{P_1} = -1, l_{P_2} = 2$	0	-2	3	1	0	4	-3	1

和  $C'_1$  光的 OAM 也会发生相应变化. 对于  $P_1$ - $P_2$ - $S_2$  条件下同样会发生与图 6 相似的实验现象, 这里不再赘述. 表 1 列出了注入的  $S_1$ ( $S_2$ ) 光为  $TEM_{00}$  条件下, 当泵浦光  $P_1$  光和  $P_2$  光的拓扑电荷数为不同值时, 四路 FWM 光对应的拓扑电荷数值, 其均满足 OAM 守恒.

## 5 结 论

基于铯原子 D1 线的简并二能级原子系统, 通过引入对向入射的驻波泵浦场实现了基于多重 FWM 的双通道无磁非互易-互易放大传输方案. 在此基础上, 将信号光和泵浦光调制为携带 OAM 的高阶 LG 光束参与到 FWM 过程中, 在非互易-互易放大转换条件下分析并验证了 OAM 在各路放大共轭光场之间的转移及守恒性, 从而为光学互易-非互易放大实验系统下利用 OAM 进行信道容量扩充提供了可行的方案. 由于光学非互易器件如光隔离器、环行器和移相器等是全光通信的基本单元, 因此, 该结论在实现大容量光通信和多通道信号处理领域具有潜在的应用前景.

## 参考文献

- [1] Sounas D L, Alù A 2017 *Nat. Photonics* **11** 774
- [2] Yang H, Zhang S, Niu Y, Gong S 2022 *Opt. Commun.* **515** 128195
- [3] Cirac J I, Zoller P, Kimble H J, Mabuchi H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3221
- [4] Yu Z F, Fan S H 2009 *Nat. Photonics* **3** 91
- [5] Aplet L J, Carson J W 1964 *Appl. Opt.* **3** 544
- [6] Bi L, Hu J, Jiang P, Kim D H, Dionne G F, Kimerling L C, Ross C A 2011 *Nat. Photonics* **5** 758
- [7] Wang J L, Huangfu L G, Chen H M 2021 *Acta Opt. Sin.* **41** 0713001 (in Chinese) [汪静丽, 皇甫利国, 陈鹤鸣 2021 光学学报 **41** 0713001]
- [8] Poo Y, Wu R X, Lin Z, Yang Y, Chan C T 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 093903
- [9] Zhu L, Fan S 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 134303
- [10] Muñoz de las Heras A, Carusotto I 2022 *Phys. Rev. A* **106** 063523
- [11] Tian H, Liu J Q, Siddharth A, Wang R N, Blésin T, He J J, Kippenberg T J, Bhawe S A 2021 *Nat. Photonics* **15** 828
- [12] Yu Y, Hu H, Oxenløwe L K, Yvind K, Mørk J 2015 *Opt. Lett.* **40** 2357
- [13] Fan L, Wang J, Varghese L T, Shen H, Niu B, Xuan Y, Weiner A M, Qi M 2012 *Science* **335** 447
- [14] Sounas D L, Caloz C, Alù A 2013 *Nat. Commun.* **4** 2407
- [15] Zhou H, Zhou K F, Hu W, Guo Q, Lan S, Lin X S, Gopal A V 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 123111
- [16] Li E Z, Ding D S, Yu Y C, Dong M X, Zeng L, Zhang W H 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 033517
- [17] Sayrin C, Junge C, Mitsch R, et al. 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041036
- [18] Scheucher M, Hilico A, Will E, Volz J, Rauschenbeutel A 2016 *Science* **354** 1577
- [19] Tang L, Tang J, Zhang W, Lu G, Zhang H, Zhang Y, Xia K, Xiao M 2019 *Phys. Rev. A* **99** 043833
- [20] Wang J, Herrmann J F, Witmer J D, Safavi-Naeini A H, Fan S 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 193901
- [21] Yu Z, Fan S 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 171116
- [22] Hafezi M, Rabl P 2012 *Opt. Express* **20** 7672
- [23] Xu H, Jiang L Y, Clerk A A, Harris G E 2019 *Nature* **568** 65
- [24] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [25] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, Zhang J X, Evers J, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093901
- [26] Dong M X, Xia K Y, Zhang W H, et al. 2021 *Sci. Adv.* **7** 8924
- [27] Zhang S, Hu Y, Lin G, Niu Y, Xia K, Gong J, Gong S 2018 *Nat. Photonics* **12** 744
- [28] Li X, Xie S Y, Li L F, Zhou H T, Wang D, Yang B D 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 184202 (in Chinese) [李鑫, 解舒云, 李林帆, 周海涛, 王丹, 杨保东 2022 物理学报 **71** 184202]
- [29] Li G R, Zheng Y T, Xu Q Y, Pei X S, Geng Y, Yan D, Yang H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 126401 (in Chinese) [李观荣, 郑怡婷, 徐琼怡, 裴笑山, 耿玥, 严冬, 杨红 2024 物理学报 **73** 126401]
- [30] Lin G, Zhang S, Hu Y, Niu Y, Gong J, Gong S 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 033902
- [31] Lü S, Jing J 2017 *Phys. Rev. A* **96** 043873
- [32] Liu S, Lou Y, Jing J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 113602
- [33] Yu S, Liu H Z, Liu S S, Jing J T 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 090303 (in Chinese) [余胜, 刘焕章, 刘胜帅, 荆杰泰 2020 物理学报 **69** 090303]
- [34] Liang C, Liu B, Xu A N, Wen X, Lu C, Xia K, Tey M K, Liu Y C, You L 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 123901
- [35] Lassen M, Delaubert V, Harb C C, Treps N, Lam P K, Bachor H A 2006 *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.* **1** 06003
- [36] Lassen M, Leuchs G, Andersen U L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 163602

- [37] Wang X, Jing J 2022 *Phys. Rev. A* **18** 024057  
 [38] Nicolas A, Veissier L, Giner L, Giacobino E, Maxein D, Laurat J 2014 *Nat. Photonics* **8** 234  
 [39] Ding D S, Zhou Z Y, Shi B S, Guo G C 2013 *Nat. Commun.* **4** 2527  
 [40] Arita Y, Chen M, Wright E M, Dholakia K 2017 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **34** C14  
 [41] Liang Y, Lei M, Yan S, Li M, Cai Y, Wang Z, Yu X, Yao B 2018 *Appl. Opt.* **57** 79  
 [42] Pan X, Yu S, Zhou Y, Zhang K, Zhang K, Lü S, Li S, Wang W, Jing J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 070506  
 [43] Li S, Pan X, Ren Y, Liu H, Yu S, Jing J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 083605  
 [44] Zhou H T, Guo M J, Wang D, Gao J R, Zhang J X, Zhu S Y 2011 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44** 225503  
 [45] Grischokowsky D 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 866

# Transfer of optical orbital angular momentum under nonreciprocity-reciprocity amplification conversion\*

LI Ruonan<sup>1)</sup> XUE Jingjing<sup>1)</sup> SONG Dan<sup>1)</sup> LI Xin<sup>1)</sup>  
 WANG Dan<sup>1)2)</sup> YANG Baodong<sup>1)2)</sup> ZHOU Haitao<sup>1)2)†</sup>

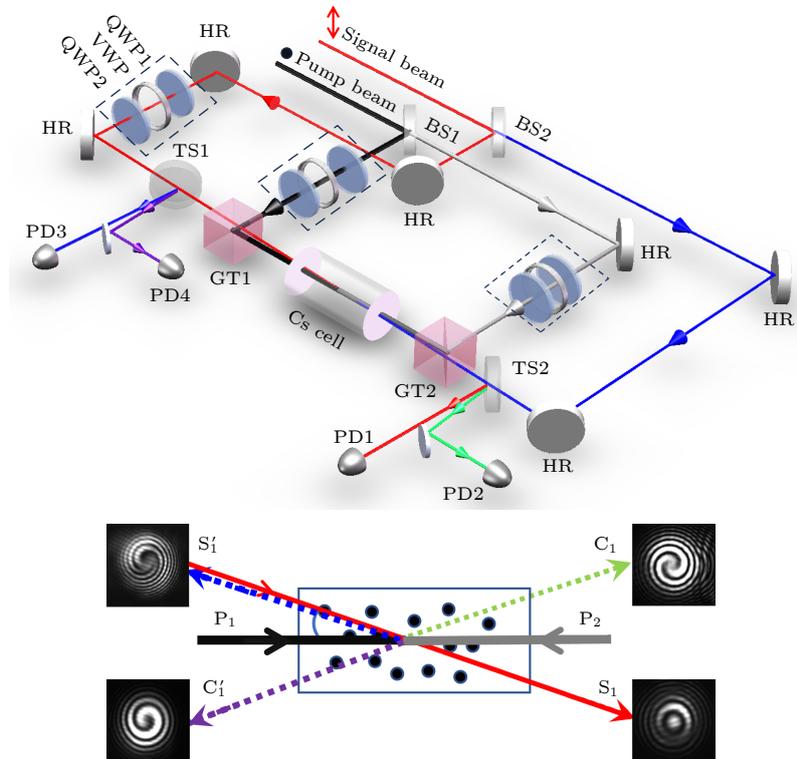
1) (School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

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

(Received 7 November 2024; revised manuscript received 21 December 2024)

## Abstract

Magnet-free optical nonreciprocity has significant applications in quantum communication, quantum networks, and optical information processing. In this research, considering a degenerate two-level thermal



\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61975102, 11704235) and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 20210302123437).

† Corresponding author. E-mail: zht007@sxu.edu.cn

atomic system with the Doppler effect of thermal atoms, the nonreciprocal amplification (NRA) of dual-path degenerate four-wave mixing (FWM) signals is achieved under the action of a co-propagating pumping field. On this basis, spatially multiplexed multiple FWM processes are formed by introducing another counter-propagating pumping field, thereby achieving the reciprocal amplification (RA) of the dual-channel FWM signals. Furthermore, by using multiple sets of spiral phase plates to load spiral phases on the signal light and the pumping light respectively, higher-order Laguerre-Gaussian vortex beams carrying different optical orbital angular momentum (OAM) are generated and participate in the FWM process, achieving the transfer of the OAM of the pumping light to the amplified FWM fields. Simultaneously, using the Mach-Zehnder interferometer, the conservation characteristics of the OAM of each FWM signal in the NRA-RA conversion are further analyzed. Furthermore, experimental results demonstrate that in the multiple FWM process induced by a pair of counter-propagating pump fields, the OAM of the amplified FWM signal in each channel varies with that of the pump field. However, the overall process maintains the OAM conservation. This study provides a feasible solution for expanding the channel capacity using OAM based on NRA-RA system, showing that the OAM has potential application prospects in achieving high-capacity optical communication and multi-channel signal processing.

**Keywords:** optical nonreciprocity, four-wave mixing, optical orbital angular momentum, vortex beam

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.-p, 42.65.Pc, 32.80.Qk

**DOI:** [10.7498/aps.74.20241565](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241565)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20241565](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20241565)

## 非互易-互易放大转换下光学轨道角动量的转移

李若楠 薛晶晶 宋丹 李鑫 王丹 杨保东 周海涛

### Transfer of optical orbital angular momentum under nonreciprocity–reciprocity amplification conversion

LI Ruonan XUE Jingjing SONG Dan LI Xin WANG Dan YANG Baodong ZHOU Haitao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 044203 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241565

CSTR: 32037.14.aps.74.20241565

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241565>

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

#### 基于半导体量子阱中四波混频效应的高效光学非互易

Efficient optical nonreciprocity based on four-wave mixing effect in semiconductor quantum well

物理学报. 2024, 73(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231212>

#### 基于四波混频过程的纠缠光放大

Amplification of entangled beam based on four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(5): 050301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211324>

#### 基于光学非互易的双路多信道全光操控

All-optical manipulation of two-way multi-channel based on optical nonreciprocity

物理学报. 2022, 71(18): 184202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220506>

#### 基于平面相控阵的轨道角动量涡旋电磁波扫描特性

Beam steering of orbital angular momentum vortex wave based on planar phased array

物理学报. 2021, 70(23): 238401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211119>

#### 基于光束偏移器的光的轨道角动量分束器

Orbital angular momentum splitter of light based on beam displacer

物理学报. 2024, 73(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231874>

#### 小型化涡旋光模式解复用器: 原理、制备及应用

Miniaturized optical vortex mode demultiplexer: Principle, fabrication, and applications

物理学报. 2023, 72(20): 204207 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231521>