

基于半导体量子阱中四波混频效应的高效光学非互易*

盖云冉 郑康 丁春玲 郝向英† 金锐博

(武汉工程大学, 光学信息与模式识别湖北省重点实验室, 武汉 430200)

(2023 年 7 月 26 日收到; 2023 年 9 月 9 日收到修改稿)

基于半导体量子阱纳米结构中的四波混频效应, 提出了一种无磁光学非互易的理论方案. 利用实验可得合适参数, 实现了具有高传输率的非互易传输和非互易相移. 此外, 将这种半导体量子阱纳米结构嵌入马赫-曾德尔干涉仪, 选择适当的参数, 可以实现隔离比为 92.39 dB、插入损耗为 0.25 dB 的双端口光隔离器, 以及保真度为 0.9993、光子存活率为 0.9518、低插入损耗的四端口光环行器. 半导体介质具有更容易集成和参数可调的优势, 此方案可以为基于半导体固态介质的非互易性和非互易光子器件的实现提供理论指导.

关键词: 光学非互易, 半导体量子阱, 四波混频

PACS: 42.50.Ct, 42.50.Nn, 42.50.Gy, 61.82.Fk

DOI: 10.7498/aps.73.20231212

1 引言

光在一般介质中具有双向传输的互易性, 而光学非互易性是指光场沿一个方向通过光学系统后, 不能沿原路径返回的特性. 隔离器、环行器和定向放大器等需要打破洛伦兹互易定理的非互易器件, 在光通信和量子信息中发挥着重要作用^[1-4]. 常见的非互易器件主要利用磁光晶体的磁光效应, 但很难集成应用^[5]. 近几十年来人们一直在寻求实现无磁光学非互易传输的方法^[6-8], 如利用动态时空调制^[9,10]、腔光力系统^[11-14]、手性量子系统^[15,16]、原子热运动^[17-19]等来实现无磁光学非互易传输. 此外, 利用量子系统中的非线性效应实现光学的非互易传输也引起了人们的研究兴趣, 如在四波混频 (four-wave mixing, FWM) 增益系统中实现光场的非互易透明^[20]; 利用 FWM 效应提出无磁光学非互易方案, 实现光子器件的良好隔离和循环性能^[21]; 探

索使用不同材料或改变器件结构实现无磁光学非互易传输等^[22,23].

半导体量子阱 (semiconductor quantum well, SQW) 在许多高性能光电器件中发挥着关键的作用^[24,25]. 这是由于 SQW 与原子气体介质相比具有很多优点, 如有效电子质量小, 电偶极矩大, 非线性光学系数高, 设计器件时可灵活选择材料和结构尺寸, 可按需设计跃迁能量、偶极矩和对称性等. 近年来, 人们研究了诸多 SQW 系统中的 FWM 效应, 目的是通过共振隧穿^[26]、Fano 型干涉^[27]等量子干涉^[28]效应来提高 FWM 效率, 有研究也分析了 SQW 中的涡旋 FWM 效应^[29,30]. 然而, SQW 纳米结构中的无磁光学非互易性及其相关应用研究较少.

本文提出了一个在半导体双量子阱 (semiconductor double quantum well, SDQW) 纳米结构中实现无磁光学非互易的方案. 结果表明, 通过选择适当的光学深度和驱动失谐, 可以实现具有高传

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074299, 11704290, 11705131) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xyhao.321@163.com

输率的最佳非互易传输和非互易相移. 随后, 通过将 SDQW 嵌入马赫-曾德尔 (Mach-Zehnder interferometer, MZI) 干涉仪, 分析并设计了一种基于高传输率非互易相移的可重构非互易器件, 该器件可作为隔离器或环行器使用. 研究发现, 光隔离器的隔离比和插入损耗可分别达到约 92.39 dB 和 0.25 dB, 光环行器的保真度为 0.9993, 光子存活率为 0.9518, 与以往方案的性能指标相比, 有了很大的改善 [15,21,31]. 因此, 在 SQW 纳米结构中可以利用增强的 FWM 效应实现无磁光学非互易和无腔非互易光子器件, 本文方案可以为在半导体固体介质中操纵无磁光学非互易及实现相关量子器件提供一个途径.

2 模型与方程

如图 1 所示, 本文考虑一个由 50 个调制掺杂的耦合量子阱组成的 SDQW 样品. 它们生长在 GaAs 衬底上, 每个周期由两个 GaAs 阱组成, 厚度分别为 70 和 60 Å (1 Å = 10^{-10} m), 由 20 Å 的 $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ 势垒隔开. 耦合阱周期由 950 Å $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ 间隔层分隔. 这里考虑的 SDQW 样本与文献 [28, 32, 33] 中的样本相似, 选择适当的参数, 可以将样品设计成具有所需的跃迁能级. 如图 1 所示, 两个连续的激光泵浦场 (频率为 ω_c 和 ω_d , 拉比频率为 $2\Omega_c$ 和 $2\Omega_d$) 与这个 SDQW 纳米结构相互作用, 分别耦合带内跃迁 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$,

一个脉冲探测场 (频率为 ω_p , 拉比频率为 $2\Omega_p$) 驱动带内跃迁 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. 探测场沿 $+z$ 轴正向传输时, 满足相位匹配条件 $\mathbf{k}_p + \mathbf{k}_d = \mathbf{k}_c + \mathbf{k}_m$, 其中 \mathbf{k}_j ($j = c, d, p, m$) 表示对应场的波矢, 产生一个 FWM 脉冲场 (频率为 ω_m , 拉比频率为 $2\Omega_m$). 探测场沿 $-z$ 轴反向传输时, 由于缺乏相位匹配, 不会产生 FWM 场.

在本文的分析中, 采用了以下近似: 1) 忽略由电子-电子相互作用引起的多体效应; 2) 假设所有子带的有效质量相同. 在相互作用绘景中, 采用旋转波近似和电偶极近似, 当弱探测场前向传输时, 该系统的相互作用哈密顿量可表示为

$$H_I^f = -\hbar[\Delta_p|3\rangle\langle 3| + \Delta_c|2\rangle\langle 2| + \Delta_d|4\rangle\langle 4| + (\Omega_c e^{i\mathbf{k}_c \cdot \mathbf{r}}|3\rangle\langle 2| + \Omega_d e^{i\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r}}|4\rangle\langle 2| + \Omega_p^f e^{i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}}|3\rangle\langle 1| + \Omega_m^f e^{i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}}|4\rangle\langle 1| + \text{H.c.})], \quad (1)$$

其中, H.c. 代表厄米共轭, $\Delta_p = \delta_p$ 表示单光子失谐, $\Delta_c = \delta_p - \delta_c$ 表示双光子失谐, $\Delta_d = \delta_p - \delta_c + \delta_d$ 表示三光子失谐. $\delta_p = \omega_p - \omega_{31}$, $\delta_c = \omega_c - \omega_{32}$, $\delta_d = \omega_d - \omega_{42}$ 分别是探测场、耦合场和驱动场的失谐. ω_{21} , ω_{31} 和 ω_{41} 分别是带内跃迁 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$, $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$, $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$ 之间的能级差. $\Omega_c = \mu_{32}E_c/2\hbar$, $\Omega_d = \mu_{42}E_d/2\hbar$, $\Omega_p^{f,b} = \mu_{31}E_p^{f,b}/2\hbar$, $\Omega_m^f = \mu_{41}E_m^f/2\hbar$ 分别是耦合场、驱动场、探测场和 FWM 场拉比频率的一半. $\mu_{kl} = \mu_{kl} \cdot \mathbf{e}_L$ (\mathbf{e}_L 是对应激光场的单位极化矢量) 表示能带 $|k\rangle$ 和 $|l\rangle$ 之间跃迁的偶极矩. 满足相位匹配条件下, 密度矩阵元的运动方程为

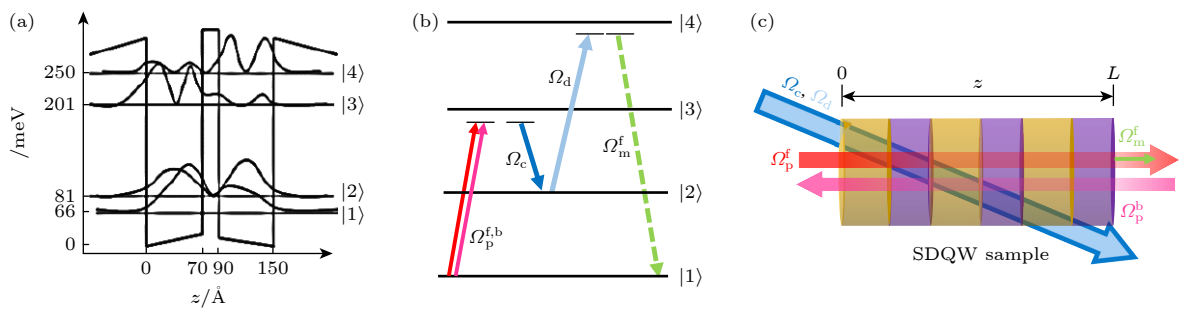


图 1 本文考虑的理论模型 (a) 被 $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ 势垒隔开的 GaAs 调制掺杂量子阱结构的单周期能带示意图, 图中还显示了电子能级的位置及相应的波函数. (b) 能级排列示意图. 前向传输时光场 Ω_p^f (红色), Ω_c (深蓝色), Ω_d (浅蓝色) 与相应能级跃迁相互作用, 产生混频场 Ω_m^f (绿色); 后向传输时, 三个光场 Ω_p^b (玫红色), Ω_c , Ω_d 耦合相应的能级跃迁. (c) SDQW 样品与光场相互作用示意图

Fig. 1. Theoretical model considered in this paper: (a) Schematic band diagram of a single period of the GaAs modulation-doped quantum wells structure separated by a $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ barrier. The positions of the calculated energy subbands and the corresponding modulus squared of the electronic wave functions are also displayed. (b) Schematic of the energy level arrangement. During forward transmission, the light fields Ω_p^f (red), Ω_c (dark blue), Ω_d (light blue) interact with the corresponding energy level transitions to generate a mixing field Ω_m^f (green); during backward transmission, the three light fields Ω_p^b (rose red), Ω_c , Ω_d are coupled with corresponding energy level transitions. (c) Schematic diagram of the SDQW sample interacting with all optical fields.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{21}^f}{\partial t} = & i(\Delta_c + i\gamma_{21})\rho_{21}^f + i(\rho_{31}^f \Omega_c^* \\ & + \rho_{41}^f \Omega_d^* - \rho_{23}^f \Omega_p^f - \rho_{24}^f \Omega_m^f), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{31}^f}{\partial t} = & i(\Delta_p + i\gamma_{31})\rho_{31}^f + i(\rho_{21}^f \Omega_c \\ & + \rho_{11}^f \Omega_p^f - \rho_{34}^f \Omega_m^f - \rho_{33}^f \Omega_p^f), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{41}^f}{\partial t} = & i(\Delta_d + i\gamma_{41})\rho_{41}^f + i(\rho_{11}^f \Omega_m^f \\ & - \rho_{43}^f \Omega_p^f + \rho_{21}^f \Omega_d - \rho_{44}^f \Omega_m^f), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{32}^f}{\partial t} = & i(\Delta_p - \Delta_c + i\gamma_{32})\rho_{32}^f + i(\rho_{12}^f \Omega_p^f \\ & + \rho_{22}^f \Omega_c - \rho_{33}^f \Omega_c - \rho_{34}^f \Omega_d), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{42}^f}{\partial t} = & i(\Delta_d - \Delta_c + i\gamma_{42})\rho_{42}^f + i(\rho_{22}^f \Omega_d \\ & - \rho_{44}^f \Omega_d - \rho_{43}^f \Omega_c + \rho_{12}^f \Omega_m^f), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{43}^f}{\partial t} = & i(\Delta_d - \Delta_p + i\gamma_{43})\rho_{43}^f + i(\rho_{23}^f \Omega_d \\ & - \rho_{42}^f \Omega_c^* - \rho_{41}^f \Omega_p^{f*} + \rho_{13}^f \Omega_m^f), \end{aligned} \quad (7)$$

其中 γ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3, 4$) 是能级 $|i\rangle$ 到 $|j\rangle$ 之间衰减率的一半. 假设 $\Omega_p^f, \Omega_m^f \ll \Omega_c, \Omega_d$, 因此几乎所有的布居都将保持在基态 $|1\rangle$, 即 $\rho_{11}^f = 1, \rho_{22}^f = \rho_{33}^f = \rho_{44}^f = 0$. 根据 (2) 式—(7) 式, 对应的非对角矩阵元 ρ_{31}^f 和 ρ_{41}^f 的稳态解为

$$\rho_{31}^f = \frac{(d_{21}d_{41} - \Omega_d^2)\Omega_p^f + \Omega_c\Omega_d^*\Omega_m^f}{d_{31}\Omega_d^2 + d_{41}\Omega_c^2 - d_{21}d_{31}d_{41}}, \quad (8)$$

$$\rho_{41}^f = \frac{(d_{21}d_{31} - \Omega_c^2)\Omega_m^f + \Omega_c^*\Omega_d\Omega_p^f}{d_{31}\Omega_d^2 + d_{41}\Omega_c^2 - d_{21}d_{31}d_{41}}, \quad (9)$$

其中, $d_{21} = \Delta_c + i\gamma_{21}$, $d_{31} = \Delta_p + i\gamma_{31}$, $d_{41} = \Delta_d + i\gamma_{41}$.

在探测场后向传输的情况下, 由于不满足相位匹配条件, 不会产生 FWM 场. 此时的相互作用哈密顿量可表示为

$$\begin{aligned} H_I^b = & -\hbar[\Delta_p|3\rangle\langle 3| + \Delta_c|2\rangle\langle 2| + \Delta_d|4\rangle\langle 4| \\ & + (\Omega_c e^{i\mathbf{k}_c \cdot \mathbf{r}}|3\rangle\langle 2| + \Omega_d e^{i\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r}}|4\rangle\langle 2| \\ & + \Omega_p^b e^{i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}}|3\rangle\langle 1| + \text{H.c.})]. \end{aligned} \quad (10)$$

为简单起见, 令 $\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_c + \mathbf{k}_d = 0$, 则密度矩阵元的运动方程为

$$\frac{\partial \rho_{21}^b}{\partial t} = i(\Delta_c + i\gamma_{21})\rho_{21}^b + i(\rho_{31}^b \Omega_c^* + \rho_{41}^b \Omega_d^* - \rho_{23}^b \Omega_p^b), \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho_{31}^b}{\partial t} = i(\Delta_p + i\gamma_{31})\rho_{31}^b + i(\rho_{11}^b \Omega_p^b - \rho_{33}^b \Omega_p^b + \rho_{21}^b \Omega_c), \quad (12)$$

$$\frac{\partial \rho_{41}^b}{\partial t} = i(\Delta_d + i\gamma_{41})\rho_{41}^b + i(\rho_{21}^b \Omega_d - \rho_{43}^b \Omega_p^b). \quad (13)$$

根据 (11) 式—(13) 式, 对应的非对角矩阵元 ρ_{31}^b 的稳态解为

$$\rho_{31}^b = \frac{(d_{21}d_{41} - \Omega_d^2)\Omega_p^b}{d_{31}\Omega_d^2 + d_{41}\Omega_c^2 - d_{21}d_{31}d_{41}}. \quad (14)$$

(8) 式, (9) 式与 (14) 式可以被化简为如下形式:

$$\rho_{31}^f = \frac{-D_p \Omega_p^f}{D} + \frac{\Omega_c \Omega_d^* \Omega_m^f}{D}, \quad (15)$$

$$\rho_{41}^f = \frac{-D_m \Omega_m^f}{D} + \frac{\Omega_c^* \Omega_d \Omega_p^f}{D}, \quad (16)$$

$$\rho_{31}^b = \frac{-D_p \Omega_p^b}{D}, \quad (17)$$

其中, $D_p = \Omega_d^2 - d_{21}d_{41}$, $D_m = \Omega_c^2 - d_{21}d_{31}$, $D = d_{31}\Omega_d^2 + d_{41}\Omega_c^2 - d_{21}d_{31}d_{41}$.

在缓慢振幅变化近似下, 前向探测场和产生的 FWM 场的一维麦克斯韦方程为

$$\frac{\partial \Omega_p^f(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_p^f(z, t)}{\partial t} = i \frac{\alpha_p \gamma_{31}}{2L} \rho_{31}^f, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \Omega_m^f(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_m^f(z, t)}{\partial t} = i \frac{\alpha_m \gamma_{41}}{2L} \rho_{41}^f. \quad (19)$$

后向探测场的一维麦克斯韦方程为

$$\frac{\partial \Omega_p^b(z', t)}{\partial z'} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_p^b(z', t)}{\partial t} = i \frac{\alpha_p \gamma_{31}}{2L} \rho_{31}^b, \quad (20)$$

其中, $z' = L - z$. $\alpha_p = N\sigma_{13}L$ ($\alpha_m = N\sigma_{14}L$) 为探测 (FWM) 跃迁的光学深度, N 是量子阱导带中的电子数密度, σ_{13} (σ_{14}) 对应探测 (FWM) 跃迁的量子阱吸收截面, L 是 SQW 纳米结构的长度. 为简单起见, 令 $\alpha_p = \alpha_m = \alpha$, $\gamma_{31} = \gamma_{41} = 0.5\Gamma$ (Γ 是激发态自发衰减率的一半). 在本文的假设中, 探测和混频场强度远小于耦合场和驱动场的强度, 考虑弱探测场和混频场的响应, 在稳态情况 ($1/c \partial \Omega_i^j / \partial t = 0$ ($i = p, m; j = f, b$)) 下, 通过长度为 L 的 SDQW 纳米结构后, 前向探测场和 FWM 场变为

$$\Omega_p^f(\alpha) = \Omega_p^f(0)(A_{p+}^f e^{iK_+^f \alpha} - A_{p-}^f e^{iK_-^f \alpha}), \quad (21)$$

$$\Omega_m^f(\alpha) = \Omega_p^f(0)(B_{m+}^f e^{iK_+^f \alpha} + B_{m-}^f e^{iK_-^f \alpha}), \quad (22)$$

$$\Omega_p^b(\alpha) = \Omega_p^b(0)e^{-i\Gamma \alpha \frac{D_p}{4D}}, \quad (23)$$

其中,

$$K_{\pm}^f = \frac{(\pm\sqrt{G} - D_p - D_m)\Gamma}{8D},$$

$$A_{p\pm}^f = \frac{\pm\sqrt{G} - D_p + D_m}{2\sqrt{G}},$$

$$B_{m\pm}^f = \pm \frac{\Omega_c^* \Omega_d}{\sqrt{G}},$$

$$G = (D_p - D_m)^2 + 4\Omega_c^2 \Omega_d^2.$$

这里重点关注前向和后向探测场的传输特性, (21) 式和 (23) 式中的探测场可以重新表述为以下内容:

$$\begin{pmatrix} \Omega_p^f(\alpha) \\ \Omega_p^b(\alpha) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \zeta_p^f e^{i\phi_p^f} & 0 \\ 0 & \zeta_p^b e^{i\phi_p^b} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Omega_p^f(0) \\ \Omega_p^b(0) \end{pmatrix}, \quad (24)$$

其中, $\zeta_p^f e^{i\phi_p^f} = A_{p+}^f e^{iK_+^f \alpha} - A_{p-}^f e^{iK_-^f \alpha}$ 和 $\zeta_p^b e^{i\phi_p^b} = e^{-i\Gamma \alpha \frac{D_p}{4D}}$. $\zeta_p^{f(b)}$, $\phi_p^{f(b)}$ 分别表示前向 (后向) 探测场的传输振幅和相移. 可以看出, 定向的 FWM 可以打破洛伦兹互易性和动态互易性, 导致非互易性的光学反应 (即 $\zeta_p^f \neq \zeta_p^b$) 和非互易相移 (即 $\phi_p^f \neq \phi_p^b$).

3 结果和讨论

3.1 非互易性

首先研究通过 SDQW 纳米结构的探测场的非互易传输特性. 根据 (21) 式和 (23) 式, 当光学深度 α 从 0 到 800 变化时, 前向和后向传输的探测场的相图绘制在图 2(a) 中. 其中 $\gamma_{21} = 0.2$ meV, $\gamma_{31} =$

$\gamma_{41} = 0.5\Gamma$, 激发态的自发衰变率为 $2\Gamma = 8$ meV. 如图 2(a) 所示, 当 $\delta_p = \delta_c = 0$ 和 $\delta_d = 100.25\Gamma$ 时, 前向和后向探测场的振幅和相位演变轨迹完全不同, 即出现了光学非互易性. 图 2(b) 和图 2(c) 分别绘制了前向和后向探测场的传输振幅和相移与 α 的关系. 从图中可以发现前向探测场的振幅和相移随着光学深度 α 的增加而振荡, 而后向探测场的振幅随着光学深度 α 的增加而下降. 当 $\alpha = 314$ 时, 达到非互易传输的最佳值, 即 $\zeta_p^f = 0.0153$, $\zeta_p^b = 0.9717$. 在 $\alpha = 630$ 时, 前向和后向探测场的相移和振幅分别为 $\phi_p^f = 0$, $\phi_p^b = -\pi$, $\zeta_p^f = 0.957$, $\zeta_p^b = 0.9441$, 此时达到具有高传输性能的最佳非互易相移. 因此, 可以通过改变探测场跃迁的光学深度来控制非互易的光学响应.

图 3(a) 和图 3(b) 分别显示了前向和后向探测场的振幅和相位随驱动失谐 δ_d 的变化. 可以发现 δ_d 对前向和后向探测场的振幅和相移影响很大. 图中清晰地表明, 非互易相移在 $\delta_d = 100.25\Gamma$ 时达到了最佳效果, 即 $\Delta\phi_p = \pi$, 非互易传输在 $\delta_d = 201.5\Gamma$ 达到最佳效果. 因此, 通过调节驱动场的失谐可以操纵前向和后向探测场的非互易特性. 这表明, 在 SQW 纳米结构中, 可以利用增强的 FWM 效应实现无磁光学非互易性和完全的光学可控性.

3.2 应用: 光学隔离器和环行器

以前的研究表明, 嵌入 MZI 的非互易相移器为设计无腔光隔离器和环行器提供了一种实用而有效的方法. 如图 4 所示, 本文的 MZI 是由两个光

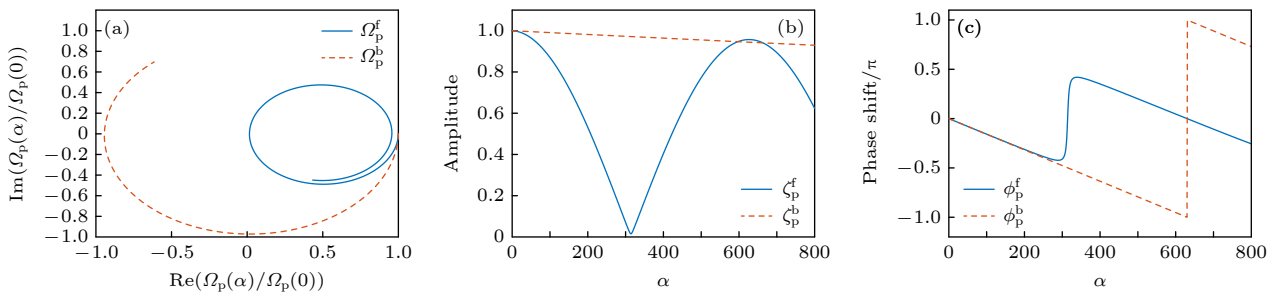


图 2 前向探测场和后向探测场不同光学深度时的仿真图 (a) 前向探测场 Ω_p^f 和后向探测场 Ω_p^b 在光学深度范围 0—800 内变化的相位图; (b) 前向探测场和后向探测场的振幅随 α 的变化; (c) 前向探测场和后向探测场的相移随 α 的变化. 其他参数取值为 $\gamma_{21} = 0.2$ meV, $\gamma_{31} = \gamma_{41} = 2$ meV, $\Omega_c = \Omega_d = 24.5\Gamma$, $\delta_p = \delta_c = 0$, $\delta_d = 100.25\Gamma$, $\Gamma = 4$ meV

Fig. 2. Simulation diagrams of the forward probe field and the backward probe field at different optical depths: (a) Phase diagram of the forward probe field Ω_p^f and the backward probe field Ω_p^b in the optical depth range 0 to 800; (b) diagram of the amplitude of the forward probe field and the backward probe field changing with α ; (c) diagram of the phase shift of the forward probe field and the backward probe field changing with α . Other parameters are $\gamma_{21} = 0.2$ meV, $\gamma_{31} = \gamma_{41} = 2$ meV, $\Omega_c = \Omega_d = 24.5\Gamma$, $\delta_p = \delta_c = 0$, $\delta_d = 100.25\Gamma$, and $\Gamma = 4$ meV.

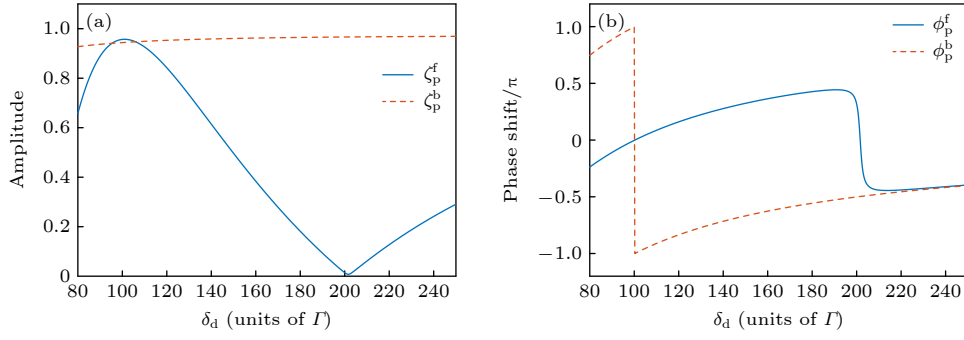


图 3 不同探测场的振幅和相移在不同驱动失谐 δ_d 时的仿真结果 (a) 前向探测场和后向探测场的振幅随 δ_d 的变化; (b) 前向探测场和后向探测场的相移随 δ_d 的变化. 其他参数取值与图 2 相同, 除了 $\alpha = 630$

Fig. 3. Simulation results of the amplitude and phase shift of different probe fields under different detuning of driving fields δ_d : (a) Change graph of the amplitude of the forward probe field and the backward probe field with δ_d ; (b) change graph of the phase shift of the forward probe field and the backward probe field with δ_d . Other parameters are the same as in Fig. 2, except for $\alpha = 630$.

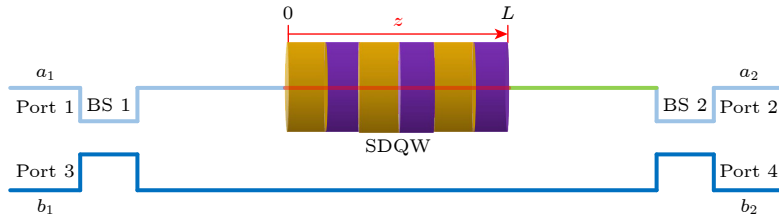


图 4 光隔离器和环形器装置的简单示意图. 对于光隔离器, 只考虑嵌入 SDQW 纳米结构的上分支. 为了实现光环行器, 下分支与上分支使用分束器 BS 1 和 BS 2 组成 MZI

Fig. 4. A simple schematic of the optical isolator and circulator devices. For the optical isolator, we consider only the upper branch embedded in the SDQW nanostructure. To implement the optical circulator, the lower branch and the upper branch use beam splitters BS 1 and BS 2 to form the MZI.

纤分束器 (beam splitter, BS) 构成的. 这两个 BS 首先将输入探测场分为两个分支, 然后将其混合. SDQW 纳米结构相当于一个非互易相移器, 被连接到 MZI 的上部分支. 入射的探测场通过 SDQW 纳米结构, 产生的前向 FWM 场, 由于定向 FWM 效应引起的非互易相移, 探测光子在沿 MZI 的上支和下支传输时积累了不同的相移, 然后在干涉仪的末端发生相长或相消干涉. 如果探测场穿过 SDQW 纳米结构后, 前向和后向传输的振幅 ζ_p^f 和 ζ_p^b 有足够的不同, 那么就可以实现一个双端口光隔离器. 通过选择合理的参数, 可以得到接近 π 的相位差 $\Delta\phi_p$, 从而实现一个四端口光环行器. 这里选择两个相同的 BS, 两个 BS 之间的输入输出关系可以写为^[34]

$$\hat{a}_{\text{out}}^\dagger = \cos\theta \hat{a}_{\text{in}}^\dagger + i e^{-i\varphi} \sin\theta \hat{b}_{\text{in}}^\dagger, \quad (25)$$

$$\hat{b}_{\text{out}}^\dagger = \cos\theta \hat{b}_{\text{in}}^\dagger + i e^{i\varphi} \sin\theta \hat{a}_{\text{in}}^\dagger, \quad (26)$$

其中, $\sin\theta$ 和 $\cos\theta$ 分别为分束器的反射和透射幅

值, φ 表示反射与透射之间的相对相位.

结合方程 (24)–(26), 输入输出端口之间的传输矩阵元为

$$T_{12} = \left| \frac{a_{2,\text{out}}}{a_{1,\text{in}}} \right|^2 = \left| \zeta_p^f e^{i\phi_p^f} \cos^2\theta - \sin^2\theta \right|^2, \quad (27)$$

$$T_{21} = \left| \frac{a_{1,\text{out}}}{a_{2,\text{in}}} \right|^2 = \left| \zeta_p^b e^{i\phi_p^b} \cos^2\theta - \sin^2\theta \right|^2, \quad (28)$$

$$T_{14} = \left| \frac{b_{2,\text{out}}}{a_{1,\text{in}}} \right|^2 = \left| (1 + \zeta_p^f e^{i\phi_p^f}) \cos\theta \sin\theta \right|^2, \quad (29)$$

$$T_{41} = \left| \frac{a_{1,\text{out}}}{b_{2,\text{in}}} \right|^2 = \left| (1 + \zeta_p^b e^{i\phi_p^b}) \cos\theta \sin\theta \right|^2, \quad (30)$$

$$T_{32} = \left| \frac{a_{2,\text{out}}}{b_{1,\text{in}}} \right|^2 = \left| (1 + \zeta_p^f e^{i\phi_p^f}) \cos\theta \sin\theta \right|^2, \quad (31)$$

$$T_{23} = \left| \frac{b_{1,\text{out}}}{a_{2,\text{in}}} \right|^2 = \left| (1 + \zeta_p^b e^{i\phi_p^b}) \cos\theta \sin\theta \right|^2, \quad (32)$$

$$T_{34} = \left| \frac{b_{2,\text{out}}}{b_{1,\text{in}}} \right|^2 = \left| \cos^2\theta - \zeta_p^f e^{i\phi_p^f} \sin^2\theta \right|^2, \quad (33)$$

$$T_{43} = |b_{1,\text{out}}/b_{2,\text{in}}|^2 = |\cos^2 \theta - \zeta_p^b e^{i\phi_p^b} \sin^2 \theta|^2, \quad (34)$$

其中 T_{mn} ($m, n = 1, 2, 3, 4$) 为端口 m 到端口 n 的传输系数. 忽略后向散射, 因此 $T_{mm} = 0$. 同样地, 从端口 1 注入的光子不能通过端口 3, 这意味着 $T_{13} = 0$. 还有 $T_{24} = T_{31} = T_{42} = 0$. 此外, 其他相关参数为 $\alpha = 630$, $\Omega_c = \Omega_d = 24.5\Gamma$, $\delta_c = 0$ 和 $\delta_d = 100.25\Gamma$.

首先, 为了实现无腔光隔离器, 选择 MZI 的端口 1 和 2, 根据 (27) 式和 (28) 式, 分束器的反射被设置为 $\sin^2 \theta = \zeta_p^{\text{f,opt}}/(1 + \zeta_p^{\text{f,opt}}) \approx 0.4890$, 此时, 探测场的前向传输 T_{12} 和后向传输 T_{21} 随探测失谐 δ_p 的变化如图 5(a) 所示. 可以很明显地看到, 前向和后向的传输系数有很大的不同. 前向传输 T_{12} 处于很低的水平, 而后向传输 T_{21} 较高, 随着 $|\delta_p|$ 增加, T_{12} 有所增加而 T_{21} 呈下降趋势. 在 δ_p 从 -1.3Γ 到 1.3Γ 的区域, 后向传输的 T_{21} 比 T_{12} 大得多, 这表明探测光子在前向传输中被阻挡, 只在后向传输. 因此, 实现了单向传输的无腔光隔离器.

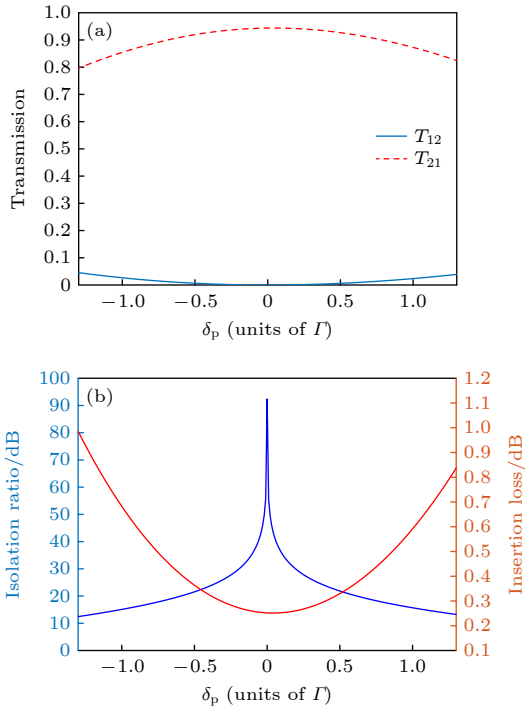


图 5 用作光隔离器时的仿真结果 (a) 传输系数 T_{12} 和 T_{21} 随探测失谐 δ_p 的变化图; (b) 隔离比 IR 和插入损耗 IL 随探测失谐 δ_p 的变化图. 除了 $\alpha = 630$, 其他参数取值与图 2 相同

Fig. 5. Simulation results when used as an optical isolator: (a) Graph of transmission coefficients T_{12} and T_{21} with probe detuning δ_p ; (b) graph of isolation ratio IR and insertion loss IL with probe detuning δ_p . Parameters are the same as in Fig. 2, except that $\alpha = 630$.

光隔离器的性能可以通过隔离比 IR 和插入损耗 IL 进行评估, 它们分别被定义为 $\text{IR} = 10 \lg \left| \frac{a_{1,\text{out}}}{a_{2,\text{out}}} \right|^2 = -10 \lg \left(\frac{T_{12}}{T_{21}} \right)$ 和 $\text{IL} = 10 \lg \left| \frac{a_{2,\text{in}}}{a_{1,\text{out}}} \right|^2 = -10 \lg T_{21}$. 图 5(b) 给出了光隔离器的隔离比 IR 和插入损耗 IL 随探测失谐 δ_p 的变化情况. 在最佳点 $\delta_p^{\text{opt}} = 0$ 时, 隔离比达到最大值 92.39 dB, 并随着 δ_p 的变化迅速下降. 同时, 在最佳隔离比时, 插入损耗只有 0.25 dB. 插入损耗是指在光路中加入隔离器后所造成的额外损耗, 对于光隔离器来说, 插入损耗越小, 光隔离器的性能就越好, 本文的方案在最佳点的插入损耗非常小. 如表 1 所列, 该方案的光隔离器的隔离比与以前的方案相比有了明显的提高 [15,21,35], 在低插入损耗 (即 $\text{IL} < 1$ dB) 下, 大约是参考文献 [15] 中最大隔离比 (即 $\text{IR} \approx 40$ dB) 的 2.3 倍, 是文献 [21] 中最大隔离比 (即 $\text{IR} \approx 80$ dB) 的 1.15 倍. 本文方案选择了适当的参数, 在最佳点 $\delta_p^{\text{opt}} = 0$ 时前向传输系数 T_{12} 和后向传输系数 T_{21} 分别达到 5.43×10^{-10} 的低值和 0.9436 的高值, 因此在最佳点达到了最高隔离比. 此外, 在范围 $-0.6\Gamma \leq \delta_p \leq 0.6\Gamma$ 内, 隔离比可以达到 20 dB 以上, 其中插入损耗小于 0.41 dB (图 5(c)). 这表明利用本文的 SQW 纳米结构可以实现性能优异的无腔光隔离器.

表 1 4 个光隔离器性能指标的比较

Table 1. Comparing of the performance metrics for four optical isolators.

光隔离器	IR/dB	IL/dB
文献[35]	20	—
文献[15]	~ 40	< 1
文献[21]	79.70	0.35
本文方案	92.39	0.25

下面利用 MZI 的四个端口实现无腔光环形器. 为平衡在 MZI 中传输的探测光子, 根据 (27) 式—(34) 式选择一个反射率为 $\sin^2 \theta = 1/2$ 的分束器. 图 6(a) 和图 6(b) 分别给出了在前向循环方向 ($1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$) 和后向循环方向 ($1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$) 的传输系数随探测失谐 δ_p 的变化. 可以发现, 探测光子在前向和后向循环方向上表现出非互易的传输. 随着 δ_p 的增加, 前向循环传输 $T_{i,i+1}$ ($i = 1, 2, 3, 4$) 先减少后增加, 后向循环传输 $T_{i+1,i}$ ($i = 1, 2, 3, 4$) 呈现相反趋势. 在最佳点 $\delta_p^{\text{opt}} = 0$ 时, 前向循环传输率最低, 后向循环传输率最高, 探测光子沿 $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ 方向循环.

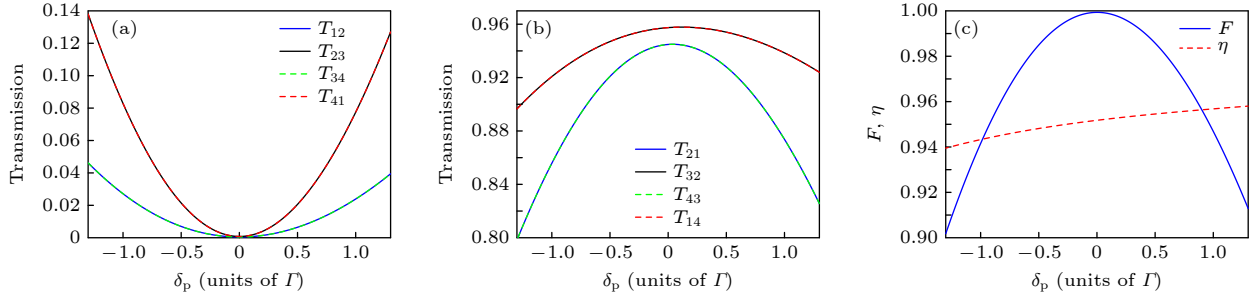


图 6 用作光环行器时的仿真结果 (a), (b) 前向循环和后向循环传输系数与探测失谐 δ_p 的关系; (c) 光环行器的保真度 F 和平均光子存活率 η 与探测失谐 δ_p 的关系. 除了 $\alpha = 630$, 其他参数取值与图 2 相同

Fig. 6. Simulation results when used as an optical circulator: (a), (b) Relationship between the transmission coefficients of the forward cycle and the backward cycle and the probe detuning δ_p ; (c) fidelity F and average survival probability η of the optical circulator versus probe detuning δ_p . Parameters are the same as in Fig. 2 except for $\alpha = 630$.

保真度 F 和平均光子存活率 η 被用来评估光环行器的循环性能. 光环行器的保真度用 $F = \text{Tr}[\tilde{T}T^{\text{id},T}]/\text{Tr}[T^{\text{id}}T^{\text{id},T}]$ 计算, 其中 $T^{\text{id}} = [0, 0, 0, 1; 1, 0, 0, 0; 0, 1, 0, 0; 0, 0, 1, 0]$ 和 $\tilde{T} = (T_{ij}/\eta_i)$ 分别为理想和重整化后的传输矩阵. 平均光子存活率由公式 $\eta = \sum_i \eta_i/4$ 计算, 其中 $\eta_i = \sum_k T_{i,k}$ 是进入端口 i 的探测光子存活率. 从图 6(c) 可以看出, 在 $\delta_p^{\text{opt}} = 0$ 时的最大保真度为 0.9993, 平均光子存活率为 0.9518. 此外, 可以通过 $\text{IR}_i = -10 \log_{10}(T_{i,i+1}/T_{i+1,i})$ 和 $\text{IL}_i = -10 \log_{10}(T_{i+1,i})$ 分别计算每个通道的隔离比和插入损耗. 当 $\delta_p^{\text{opt}} = 0$ 时, 有 $\{\text{IR}_i\} = \{33.10, 30.87, 33.10, 30.87\}$ dB 和 $\{\text{IL}_i\} = \{0.25, 0.19, 0.25, 0.19\}$ dB ($i = \{1, 2, 3, 4\}$). 可以看出, 平均插入损耗 IL 只有 0.22 dB. 表 2 列出了本文方案实现的环行器与之前其他方案的对比, 可以看出, 本文方案实现的光环行器的三个性能指标, 包括保真度 F 、平均光子存活率 η 和平均插入损耗 IL, 相比其他方案都有所改善.

表 2 4 个光环行器性能指标的比较
Table 2. Comparing of the performance metrics for four optical circulators.

光环行器	F	η	IL/dB
文献[15]	0.94	0.72	1.42
文献[31]	0.98	0.85	0.7
文献[21]	0.9985	0.9278	0.33
本文方案	0.9993	0.9518	0.22

通过对比发现, 相比之前的其他研究方案, 本文方案中的光隔离器和光环行器具有更高的隔离比、保真度、光子存活率和更低的插入损耗, 这主要是由于本文方案所考虑的是半导体介质. 从上面

的仿真结果可以看出, 调节光学深度和驱动失谐能够控制非互易行为, 而光学深度由原子数密度、吸收截面、介质长度来决定. 近年来在实验上已经证明, 冷原子介质中光学深度可达到 1000 的量级^[36], 而在半导体固态介质中可以得到更大的电子数密度 (可达 10^{14} cm^{-3} ^[32] 甚至更高^[37,38]) 以及大的带间跃迁偶极矩 (与吸收截面正相关^[39]). 因此, 本文理论方案中光学深度的取值是合理的, 计算过程中的其他参数如能级衰减率也是基于实验^[32], 所以, 本文方案有望在实验上实现. 此外, 半导体量子阱、量子点具有较高的非线性光学系数, 跃迁能级和对称性可以根据需要进行设计, 具有很强的灵活性. 更重要的是, 与气体介质相比, 半导体介质更容易集成, 这也是实现大规模量子器件的关键.

4 结 论

本文从理论上提出了一种在 SDQW 纳米结构中实现和控制光学非互易性的方案. 由于 FWM 效应依赖于定向相位匹配, 因此在探测传输和相移过程中, 前向和后向探测场具有不同的演变. 结果表明, 调整光学深度和驱动失谐可以有效地控制 SQW 的非互易传输和非互易相移. 此外, 通过将此 SDQW 纳米结构嵌入 MZI 中并选择适当的参数, 两端口光隔离器实现了 92.39 dB 的最佳隔离比和 0.25 dB 的插入损耗. 四端口光环行器达到了 0.9993 的保真度和 0.9518 的光子存活率. 与以前的方案相比, 这些性能指标都有所改善. 该方案可以为基于更易集成、参数可调的半导体介质的无磁光学非互易和非互易光子器件的实现提供理论指导.

参考文献

- [1] Malz D, Tóth L D, Bernier N R, Feofanov A K, Kippenberg T J, Nunnenkamp A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 023601
- [2] Hu Y, Qi Y, You Y, Zhang S, Lin G, Li X, Gong J, Gong S, Niu Y 2021 *Phys. Rev. Appl.* **16** 014046
- [3] Muñoz H A, Carusotto I 2022 *Phys. Rev. A* **106** 063523
- [4] Singh N, Kärtner F X 2022 *Opt. Express* **30** 5973
- [5] Bi L, Hu J, Jiang P, Kim D H, Dionne G F, Kimerling L C, Ross C A 2011 *Nat. Photonics* **5** 758
- [6] Gao J, Wang X, Han F, Wan J, Gu W 2023 *Micromachines-basel* **14** 33
- [7] Yang Z, Cheng Y, Wang N, Chen Y, Wang S 2022 *Opt. Express* **30** 27993
- [8] Liang J, Li Y, Dai T, Zhang Y, Zhang X, Liu H, Wang P 2023 *Opt. Express* **31** 8375
- [9] Wang X, Ptitcyn G, Asadchy V S, Díaz R A, Mirmoosa M S, Fan S, Tret'yakov S A 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 266102
- [10] Shah M, Briggs I, Chen P K, Hou S, Fan L 2023 *Opt. Lett.* **48** 1978
- [11] Zhang L W, Li X L, Yang L 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 170701 (in Chinese) [张利巍, 李贤丽, 杨柳 2019 物理学报 **68** 170701]
- [12] Tang J S, Nie W, Tang L, Chen M, Su X, Lu Y, Nori F, Xia K 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 203602
- [13] Lan Y T, Su W J, Wu H, Li Y, Zheng S B 2022 *Opt. Lett.* **47** 1182
- [14] Liu N, Ma S, Liang J Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 060702 (in Chinese) [刘妮, 马硕, 梁九卿 2023 物理学报 **72** 060702]
- [15] Xia K, Nori F, Xiao M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203602
- [16] You Y, Hu Y, Lin G, Qi Y, Niu Y, Gong S 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063706
- [17] Liang C, Liu B, Xu A N, Wen X, Lu C, Xia K, Tey M K, Liu Y C, You L 2021 *Phys. Rev. Lett.* **125** 123901
- [18] Hu X X, Wang Z B, Zhang P, Chen G J, Zhang Y L, Li G, Zou X B, Zhang T, Tang H X, Dong C H 2021 *Nat. Commun.* **12** 2389
- [19] 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]
- [20] Zheng Y, Yang J, Shen Z, Cao J, Chen X, Liang X, Wan W 2015 *Light-Sci. Appl.* **5** e16072
- [21] Shui T, Yang W X, Cheng M T, Lee R K 2022 *Opt. Express* **30** 6284
- [22] Rashidi S, Entezar S R, Rashidi A 2021 *Appl. Opt.* **60** 8651
- [23] Mai J, Cheah K W 2022 *Opt. Express* **30** 46357
- [24] Al M M, Xiang Q, Miura Y, Belmoubarik M, Masuda K, Kasai S, Sukegawa H, Mitani S 2021 *Phys. Rev. B* **103** L180408
- [25] Bouscher S, Panna D, Balasubramanian K, Cohen S, Ritter D, Hayat A 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 127701
- [26] Kinoshita K, Moriya R, Okazaki S, Zhang Y, Masubuchi S, Watanabe K, Taniguchi T, Sasagawa T, Machida T 2022 *Nano Lett.* **22** 4640
- [27] Liu S, Yang W X, Chuang Y L, Chen A X, Liu A, Huang Y, Lee R K 2014 *Opt. Express* **22** 29179
- [28] Hao X, Li J, Liu J, Song P, Yang X 2008 *Phys. Lett. A* **372** 2509
- [29] Zhang Y, Wang Z, Qiu J, Hong Y, Yu B 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 171905
- [30] Qiu J, Wang Z, Ding D, Li W, Yu B 2020 *Opt. Express* **28** 2975
- [31] Zhang S, Lin G, Hu Y, Qi Y, Gong S 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 024032
- [32] Faist J, Sirtori C, Capasso F, Pfeiffer L, West K W 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 872
- [33] Wang Z, Zhang Y, Paspalakis E, Yu B 2020 *Phys. Rev. A* **102** 063509
- [34] Kok P, Munro W J, Nemoto K, Ralph T C, Dowling J P, Milburn G J 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 135
- [35] Li E Z, Ding D S, Yu Y C, Dong M X, Zeng L, Zhang W H, Ye Y H, Wu H Z, Zhu Z H, Gao W, Guo G C, Shi B S 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 033517
- [36] Hsiao Y F, Chen H S, Tsai P J, Chen Y C 2014 *Phys. Rev. A* **90** 055401
- [37] Cong G W, Akimoto R, Akita K, Hasama T, Ishikawa H 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 181919
- [38] Zhang C, Yang W, Song X, Xu Z 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **42** 125604
- [39] Wu X L, Zhao K, Jia H H, Wang F Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 233301 (in Chinese) [武香莲, 赵珂, 贾海洪, 王富青 2015 物理学报 **64** 233301]

Efficient optical nonreciprocity based on four-wave mixing effect in semiconductor quantum well^{*}

Ge Yun-Ran Zheng Kang Ding Chun-Ling Hao Xiang-Ying[†] Jin Rui-Bo

(Hubei Key Laboratory of Optical Information and Pattern Recognition, Wuhan Institute of Technology, Wuhan 430200, China)

(Received 26 July 2023; revised manuscript received 9 September 2023)

Abstract

Optical nonreciprocity has been a popular research topic in recent years. Semiconductor quantum wells (SQWs) play a key role in many high-performance optoelectronic devices. In this paper, we propose a theoretical scheme to achieve nonmagnetic optical nonreciprocity based on the four-wave mixing effect in SQW nanostructures. Using the experimentally available parameters, the nonreciprocal behavior of the probe field in forward direction and backward direction is achieved through this SQW, where both nonreciprocal transmission and nonreciprocal phase shift have high transmission rates. Furthermore, by embedding this SQW nanostructure into a Mach-Zender interferometer, a reconfigurable nonreciprocal device based on high transmission nonreciprocal phase shift that can be used as an isolator or a circulator, is designed and analyzed. The device can be realized as a two-port optical isolator with an isolation ratio of 92.39 dB and an insertion loss of 0.25 dB, and as a four-port optical circulator with a fidelity of 0.9993, a photon survival probability of 0.9518 and a low insertion loss with suitable parameters. Semiconductor media have the advantages of easier integration and tunable parameters, and this scheme can provide theoretical guidance for implementing nonreciprocal and nonreciprocal photonic devices based on semiconductor solid-state media.

Keywords: optical nonreciprocity, semiconductor quantum well, four-wave mixing

PACS: 42.50.Ct, 42.50.Nn, 42.50.Gy, 61.82.Fk

DOI: [10.7498/aps.73.20231212](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231212)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12074299, 11704290, 11705131).

[†] Corresponding author. E-mail: xyhao.321@163.com



基于半导体量子阱中四波混频效应的高效光学非互易

盖云冉 郑康 丁春玲 郝向英 金锐博

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

Ge Yun-Ran Zheng Kang Ding Chun-Ling Hao Xiang-Ying Jin Rui-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 014201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231212

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231212>

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

基于级联四波混频过程的量子导引

Quantum steering based on cascaded four-wave mixing processes

物理学报. 2021, 70(16): 160301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201981>

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>

基于四波混频过程产生介于锥形探针光和锥形共轭光之间的多模量子关联

Experimental generation of multimode quantum correlations between a conical probe and a conical conjugate based on a four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(16): 160306 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220081>

基于级联四波混频过程产生四模簇态

Generation of four-mode cluster states based on cascade four-wave mixing process

物理学报. 2022, 71(16): 160304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220433>

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>