



基于硅基光子器件的Fano共振研究进展

鹿利单 祝连庆 曾周末 崔一平 张东亮 袁配

Progress of silicon photonic devices-based Fano resonance

Lu Li-Dan Zhu Lian-Qing Zeng Zhou-Mo Cui Yi-Ping Zhang Dong-Liang Yuan Pei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 034204 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20200550

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200550>

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

硅基光波导开关技术综述

Reivew of silicon photonic switches

物理学报. 2019, 68(10): 104210 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190011>

石墨烯-硅基混合光子集成电路

Graphene-silicon hybrid photonic integrated circuits

物理学报. 2017, 66(21): 217802 <https://doi.org/10.7498/aps.66.217802>

硅基槽式纳米线多模干涉型模阶数转换器全矢量分析

Full-vectorial analysis of a silicon-based multimode interference mode-order converter for slot waveguide nanowires

物理学报. 2017, 66(7): 074203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.074203>

硅基光电子器件的辐射效应研究进展

Progress of radiation effects of silicon photonics devices

物理学报. 2019, 68(20): 204206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190543>

含双挡板金属-电介质-金属波导耦合方形腔的独立调谐双重Fano共振特性

Resonance characteristics of independently tuned dual Fano of metal-dielectric-metal waveguide coupling square cavity with double baffles

物理学报. 2019, 68(10): 107302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181985>

绝缘体上铌酸锂薄膜片上光子学器件的研究进展

Research progress of photonics devices on lithium-niobate-on-insulator thin films

物理学报. 2020, 69(15): 157801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200302>

综述

基于硅基光子器件的 Fano 共振研究进展*

鹿利单¹⁾ 祝连庆^{2)†} 曾周末^{1)‡} 崔一平³⁾ 张东亮²⁾ 袁配²⁾

1) (天津大学, 精密测试技术及仪器国家重点实验室, 天津 300072)

2) (北京信息科技大学, 光电测试技术及仪器教育部重点实验室, 北京 100192)

3) (东南大学, 先进光子学中心, 南京 210096)

(2020 年 4 月 14 日收到; 2020 年 9 月 24 日收到修改稿)

硅基光子技术的发展为新型微纳光学功能器件和片上系统提供了高可靠、高精度的实现手段. 采用硅基光子技术构建的具有连续(准连续)模式微腔与离散模式的微腔耦合产生的 Fano 共振现象得到了广泛关注. Fano 共振光谱在共振波长附近具有不对称且尖锐的谐振峰, 传输光的强度在共振波长附近从 0 突变为 1, 该机制可显著提高硅基光开关、探测器、传感器, 以及光非互易性全光信号处理的性能. 本综述分析了 Fano 共振的一般数学表述, 总结了当前硅基光子微腔耦合产生 Fano 共振的理论模型研究现状, 讨论了不同类型硅光器件实现 Fano 共振的方法, 比较各种方案优劣及适用场合, 梳理了 Fano 共振在全光信号处理方面的应用研究情况. 最后探讨存在的一些问题及未来可能的相关研究方向.

关键词: 谐振腔, 硅光子学, 光子集成, Fano 共振

PACS: 42.60.Da, 42.82.-m, 42.82.Et, 42.82.Fv

DOI: 10.7498/aps.70.20200550

1 引言

Fano 共振现象可追溯到 1935 年, 柏林大学的 Beutler 观察到的稀有气体的吸收光谱具有不对称性, 罗马物理学家 Fermi 建议其学生 Fano 研究这一现象的光谱特性^[1]. Fano 首次通过理论解释这种现象, 指出 Beutler 观察到的光谱是由自电离过程中的量子干涉产生的. 简单地来说就是在稀有气体原子中, 外界能量使多个电子跃迁到激发态, 且激发态处于第一电离能以上, 处于离散态与连续态能量的电子间发生量子干涉, 相应光谱被称为 Fano 共振光谱. Fano 虽然给出具有反对称线形的 Fano 公式, 但是并未进行定量分析^[2]. 需要指出的是, Fano 公式能够描述目前存在各种系统中

的 Fano 共振现象. 直到 1961 年, 得益于高分辨率电子光谱学和同步辐射加速器的发展, Fano 在实验上验证了量子干涉理论能够解释不对称光谱的产生^[3].

通常光学谐振腔的传输谱具有对称 Lorentzian 线形, 是许多光子学应用的核心. 若将窄带 Lorentzian 响应叠加在宽带背景场上, 出现一种反对称共振线形光谱, 形成的光谱称为 Fano 共振光谱. 近年来, 纳米光子学^[4,5]及其他研究分支如超晶格^[6]、超材料^[7,8]、等离子体^[9]及光子晶体(空间光及片上)都报道了 Fano 共振现象^[10]. 在纳米光子学中, 最初引入 Fano 共振的是等离子体结构, 但其热损耗限制了光学器件的性能, 而在全介质波导引入 Fano 器件中, 就没有此类问题. 基于绝缘衬底上硅(silicon-on-insulator, SOI)的平面波导回路具有^[11]体

* 高等学校学科创新引智计划(批准号: D17021)、北京市科技新星计划(批准号: Z191100001119052)和北京实验室纵向课题(批准号: GXKF2019002)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lqzhu_bistu@sina.com

‡ 通信作者. E-mail: zhzmeng@tju.edu.cn

积小、与 III-V 族有源光器件和互补金属氧化物半导体电路易实现单片/混合集成、驱动功耗低等优势. 硅及其扩展材料体系提供了非常强大的光子平台, 可实现片上光耦合、光传输、光调制及光探测. 硅光 Fano 共振的实现是通过谐振腔间的相互耦合, 谐振腔的强光子限制能力使其成为关键的通用器件, 它的优势来源于成熟微电子技术和光电子技术在微纳范畴内的有机结合. 目前部分硅光子谐振器件已发展较为成熟, 具体包括: 用于光通信的法布里-珀罗滤波器^[12]及基于阵列波导光栅波分复用器^[13], 用于微波光子链路的微环谐振腔调制器^[14], 以及实现多功能生化传感的阵列微环谐振腔^[15,16].

目前基于硅光器件的 Fano 共振现象受到广泛关注, 就理论研究而言, Fano 公式最初来源于电子能量跃迁后产生的量子干涉, 对于通信波长, 单光子能量不足以引起硅原子的外层电子发生能级跃迁, 不能用量子干涉理论理解硅光子产生 Fano 共振机理. Bekelee 等^[17]在 2019 年对二维光子晶体产生 Fano 共振现象进行了综述, 而利用硅光子器件包括微环谐振腔、光子晶体纳米梁腔及马赫-曾德尔干涉仪等其他片上结构产生的 Fano 共振的进展并未有综合性的总结及探讨, 仅 Miroshnichenko 等^[4]于 2010 年总结了部分关于硅光实现 Fano 共振的方法. 就应用层面而言, 目前基于 Fano 共振的光开关、光调制、光传感及光隔离等全光信号处理器件逐渐成熟, 针对不同的应用, Fano 共振器件从结构设计、参数优化及其他物理现象的结合的层面都不同.

本文主要从 4 个方面综述了硅光子平台产生 Fano 共振相关研究进展. 首先, 本文对硅光器件产生此现象的机理及分析方法进行梳理, 现有研究对于器件的关键参数提取略有不同, 我们列举了不同表达方式并进行了归纳; 其次, 归类硅光子器件中产生 Fano 现象的方法; 再次, 介绍 Fano 器件的全光信号处理及应用; 最后, 对硅光子器件 Fano 共振存在的难点和问题、国际学术界研究趋势及后续的发展方向展开探讨.

2 硅光子平台中的 Fano 共振机理及描述方法

2.1 Fano 共振的一般特征

当离散的量子态于连续态发生耦合时会产生

Fano 共振现象, 其吸收光谱由著名的 Fano 公式描述^[3], 考虑到整个系统除了吸收外, 还有非共振散射能量的分量^[18,19], Fano 共振吸收光谱 $\sigma(\varepsilon)$ 的标准化形式为

$$\sigma(\varepsilon) = |D|^2 \frac{(q + \varepsilon)^2}{1 + \varepsilon^2}, \quad (1)$$

其中, $\varepsilon = 2(\omega - \omega_0)/\Gamma$ 代表能量减少的无量纲标度, Γ 与 ω_0 分别代表共振峰的半高宽与共振峰中心角频率; $|D|^2 = 4 \sin^2 \delta$ 是非共振振幅传输系数 (δ 表示连续状态能量相对于分立状态的相移); 不对称参数 $q = \cot \delta$ 表示两个状态之间相互作用, 也可描述为“混合”状态和连续状态的比例.

我们来简单讨论一下 Fano 共振吸收光谱随各参数的变化情况. 如图 1(a) 所示, 参量 q 随 δ 以 π 为周期变化, 当 $\delta = n\pi$ (n 为整数) 时, $|q| \rightarrow \infty$, 吸收谱中离散信号强度占主导地位, 光谱表现为 Lorentzian 线形, 因此 Lorentzian 是 Fano 共振的特例; $\delta = (n + 1/2)\pi$, $q = 0$, 在共振频率处对称下陷, 表明离散状态和连续状态之间发生相消干涉, 而在文献 [4, 20] 中它被称为逆 Lorentzian 或反 Lorentzian 共振, Fano 线形演变成电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT), 它表示传输光谱的共振受到抑制, EIT 也是 Fano 共振的特例; $q = -1$ 和 $q = 1$ 的传输谱分别是由图 1(c) 和图 1(e) 表示, 从传输谱形状可以看出离散状态和连续状态之间同时存在相长和相消干涉, $q = -1$ ($+1$) 时, Fano 共振的光强最大值与最小值连线的斜率 (这里用 S 表示) 为正 (负). 如图 1(g) 中所示, Γ 描述 Fano 光谱的线宽, 线宽越窄, Fano 线形越陡峭. 吸收谱随共振频率的变化如图 1(h) 所示, 光谱形状保持不变, 对于实现可调谐 Fano 共振光谱具有重要意义.

2.2 硅光子平台中的 Fano 共振机理及理论描述方法

2002 年 Fan^[21] 利用全介质硅基耦合腔首次在理论上实现了 Fano 共振光谱, 采用经典传输矩阵法进行传输谱分析, 由于传输矩阵法易于理解, 且每种硅光器件都有各自的传输矩阵, 因此此种分析方式至今沿用^[22], 但是不适合直观地表示腔间耦合效应对 Fano 共振的影响; 有学者采用直接类比法解释硅光谐振腔产生的 Fano 共振现象, 将量子干涉中的离散态与连续态各自的衰减因子类比为

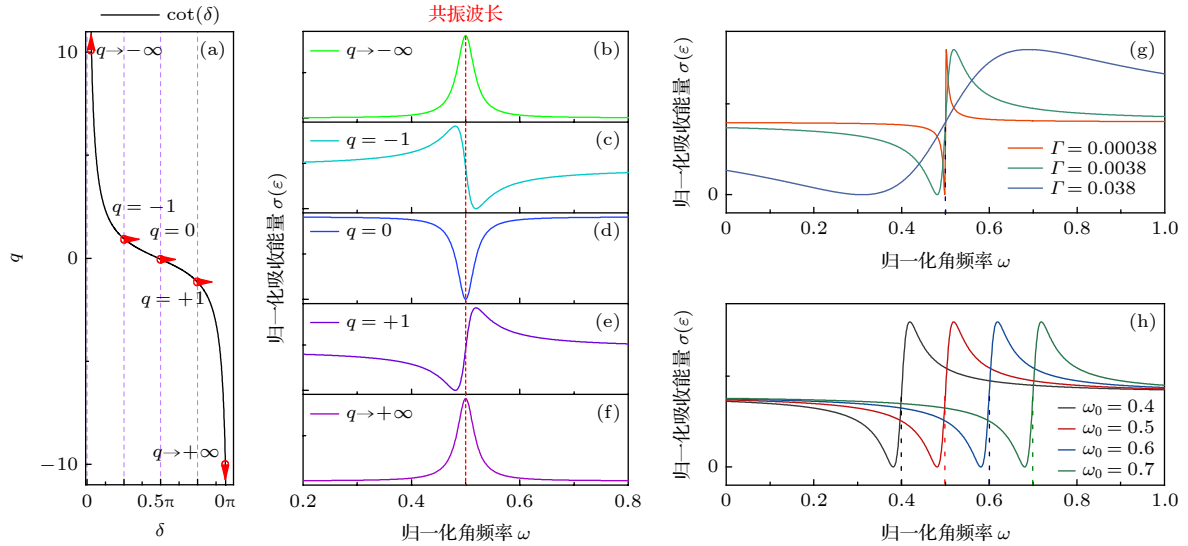


图 1 (a) q 与相移 δ 之间的关系曲线; (b)–(f) $q \rightarrow -\infty$, $q = -1$, $q = 0$, $q = +1$, $q \rightarrow +\infty$ 时对应的传输光谱; (g) 不同半高宽 Γ 对 Fano 线形的影响; (h) 不同共振波长 ω_0 对应的光谱

Fig. 1. (a) Relationship between q and the phase shift δ ; (b)–(f) transmitted spectra corresponding to $q \rightarrow -\infty$, $q = -1$, $q = 0$, $q = +1$, $q \rightarrow +\infty$, respectively; (g) effect of different half-widths Γ on Fano lineshapes; (h) different spectra corresponding to different resonance wavelengths ω_0 .

两个腔的光子寿命, 离散态与连续态的相互作用因子类比为两谐振腔的耦合系数, 得到谐振腔耦合的传输光谱的公式^[23]. 到目前为止, 已报道的用于 Fano 共振的物理性质和主要特征的 Fano-Anderson 模型^[4,24,25], 均采用类比法来描述 Fano 共振现象. 由于物理机制的不同, 采用类比法, 不利于理解硅光子产生 Fano 共振的机理; Limonov 等^[5] 采用耦合模式微扰理论分析了硅光子 Fano 共振, 虽然 Fano 公式中 q 并未具体化且忽略了高 Q 腔的损耗, 但是通过建立理论模型, 能够使得器件的物理参数与 Fano 公式的参数建立解析关系.

耦合模式微扰理论^[26] 法能够通过严格的电磁理论计算波导器件传输谱, 从而可以反映器件的耦合参数对传输谱的影响. 2003 年 Fan 等^[27] 采用耦合模式理论结合时间反转对称性和耦合能量守恒推导出 Fano 共振光谱; 2010 年 Li 等^[28] 研究表明由腔模式耦合引起的模式分裂可以形成不同的类型透射谱, 包括模式分裂、EIT 和 Fano 共振等光谱; Du 等^[29,30] 证明波导耦合模式理论能够用来判断 Fano 共振与模式分裂产生的条件, 并建立了侧向耦合腔形成 Fano 共振传输光谱. 谐振腔间的耦合方式可归纳为如图 2 中所示的 5 种类型, 或者是这几种耦合形式的组合. 本文中所涉及的硅光器件耦合产生 Fano 共振的简化模型都可以采用上述模型来描述. 图 2(a)–(c) 对应两个谐振腔耦合后,

经低 Q 腔耦合回总线波导, 其中, 图 2(a) 为输入波导端面耦合低 Q 腔, 图 2(b) 为侧边耦合输入波导, 图 2(c) 为嵌入式波导结合侧边耦合输入波导. 图 2(d) 为经高 Q 腔端面耦合回总线波导, 图 2(e) 为两个谐振模式耦合后共同侧边耦合回总线波导.

图 2(a) 是侧边耦合的简化模型结构, 低 Q 腔与输入和输出波导相连, μ 是高 Q 腔和低 Q 腔的耦合系数, 低 Q 腔波导因耦合引起的衰减为 $1/\tau_c$, τ_c 为光子寿命. 低 Q 腔和高 Q 腔模式的振幅分别为 α_1 和 α_2 , 谐振频率为 ω_1 和 ω_2 , 总损耗为 $1/\tau_{t1}$ 和 $1/\tau_{t2}$. 因此, $\alpha_{1,2} = A_{1,2} \exp[(i\omega_{1,2} - 1/\tau_{t1,2})t]$. 仅考虑两个腔之间的耦合, 根据耦合模式理论^[29,30]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\alpha_1 &= \left(j\omega_1 - \frac{1}{\tau_{t1}}\right)\alpha_1 + \mu\alpha_2, \\ \frac{d}{dt}\alpha_2 &= \left(j\omega_2 - \frac{1}{\tau_{t2}}\right)\alpha_2 + \mu\alpha_1. \end{aligned} \quad (2)$$

将 (2) 式转化为

$$\begin{cases} \left[j(\omega - \omega_1) + \frac{1}{\tau_{t1}}\right]\alpha_1 - \mu\alpha_2 = 0, \\ \left[j(\omega - \omega_2) + \frac{1}{\tau_{t2}}\right]\alpha_2 - \mu\alpha_1 = 0, \end{cases} \quad (3)$$

其中 α_1, α_2 不为零, 该方程的系数为零, 得到方程的本征解:

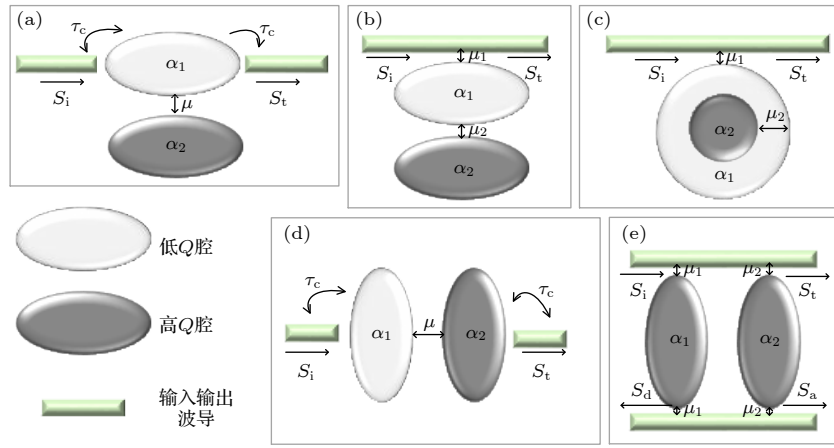


图 2 硅基光子谐振腔不同耦合方式的简化模型 (a)–(c) 侧边直接耦合腔; (d) 端面耦合腔; (e) 侧边间接耦合腔

Fig. 2. A simplified model of different coupling modes of the silicon-based photonic resonator: (a)–(c) Directly side coupled cavities; (d) end-coupled cavities; (e) indirectly side coupled cavities.

$$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} + j \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{11}} + \frac{1}{\tau_{12}} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left[\omega_1 - \omega_2 + j \left(\frac{1}{\tau_{11}} - \frac{1}{\tau_{12}} \right) \right]^2 + \mu^2}, \quad (4)$$

$$\text{令 } \Delta = \frac{1}{d} \left[\left(\frac{1}{\tau_{11}} - \frac{1}{\tau_{12}} \right)^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2 \right], \quad d = 4,$$

$$\omega \approx \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} + j \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{11}} + \frac{1}{\tau_{12}} \right) \pm \sqrt{\mu^2 - \Delta}. \quad (5)$$

Δ 与 μ^2 之间的关系可以用来判断传输谱是模式分裂还是 Fano 共振, d 被定义为判定系数. 当 $\mu^2 > \Delta$, 发生模式分裂, 因为此时开根号里面的是实数, 使得本征频率的实部由两部分组成, 即存在两个模式, 形成模式分裂; 而 $\mu^2 \leq \Delta$, 即耦合腔处

于弱耦合, 这种情况下才有可能产生 Fano 共振.

在 Fano 共振条件下, s_i 和 s_t 表示输入和输出的波导模式振幅, $s_i = S_i e^{i\omega t}$, 耦合模方程可以表示为 [26,29,30]

$$\begin{bmatrix} \omega - \omega_1 - i(1/\tau_{11} + 1/\tau_c) & iu \\ iu & \omega - \omega_2 + i1/\tau_{12} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = i \begin{bmatrix} \sqrt{1/\tau_c} s_i \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

谐振腔的光子寿命与品质因子 Q 的关系为 $Q = 2\omega\tau$. 输出模式振幅与低 Q 腔的模式振幅关系为 $s_t = \sqrt{1/\tau_c} \alpha_1$, $t = s_t/s_i$, 输出光功率 $T = |t|^2$, 因此由 (6) 式可以得到输出光谱的解析表达式为

$$T = \frac{\omega}{2Q_c} \left| \frac{\left(i\omega - i\omega_2 + \frac{\omega_2}{2Q_2} \right)}{\left(i\omega - i\omega_1 + \frac{\omega_1}{2Q_1} + \frac{\omega}{2Q_c} \right) \left(i\omega - i\omega_2 + \frac{\omega_2}{2Q_2} \right) - \mu^2} \right|^2. \quad (7)$$

文献 [19, 30–34] 中的结构可等效为图 2(a) 中侧边耦合模型, 综合考虑文献中谐振腔参数, 设定 $Q_c = 150$, $Q_2 = 50000$, $Q_1 = 50$, $\omega = 4.4 \times 10^{14} - 6.6 \times 10^{15}$ Hz ($\lambda = 1.3 - 2 \mu\text{m}$), 判定系数 $d = 1, 20$. Fano 共振形成条件及由 (7) 式获得的传输光谱如图 3 所示.

从图 3 及公式分析可以得出以下结论:

1) 两个谐振腔工作在弱耦合状态是形成 Fano 共振的前提. 如图 3(a) 所示, 耦合判定系数 $d < 4$ 时, $\mu^2 > \Delta$, 两个谐振腔处于强耦合状态, 输

出光谱发生模式分裂. d 远大于 4 时, Fano 共振非常显著. 因为耦合系数减小, 其物理实现方法是增大谐振腔耦合间隙, 因此 μ^2 不会无限制的减小.

2) 当 $\omega_1 > \omega_2$, 即低 Q 值的谐振波长大于高 Q 值的谐振波长时, 斜率 S 为正, 反之为负. 因此, 在其他条件固定的情况下, Fano 共振峰斜率的方向主要由两个腔的谐振频率差值决定. 因此 Fano 共振公式 (1) 中 Fano 谱形参数 q 共振线形部分取决于谐振腔谐振频率 $\omega_2 - \omega_1$ 的失谐量, 与文献 [5] 中描述一致. 两个谐振腔的谐振频率相同

时,如图 3(b) 所示,会形成 EIT 现象,因此 EIT 是 Fano 共振特定条件下的一种现象. EIT 可应用于光存储^[35],也可利用其慢光效应,增强光的能量密度,即增强光与被测物质的相互作用,可提高微量物质能检测极限^[36].

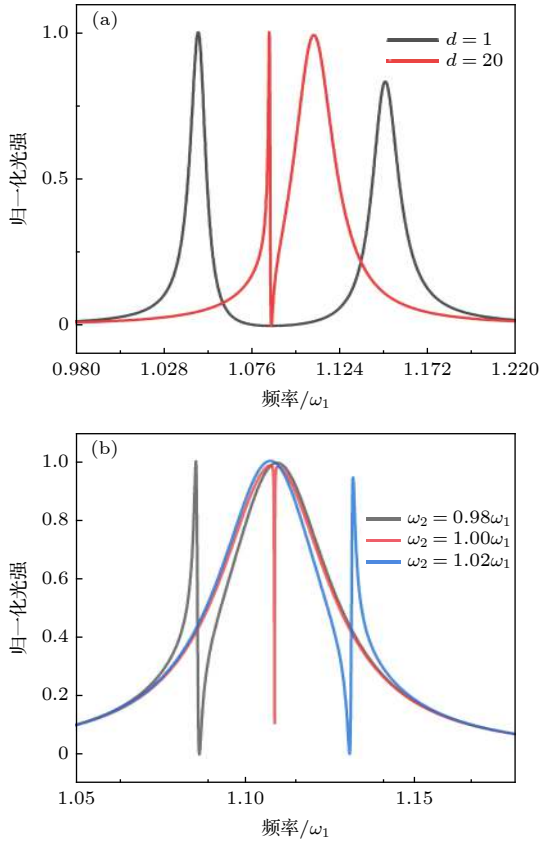


图 3 (a) Fano 共振形成条件; (b) $\omega_2 - \omega_1$ 的失谐量对 Fano 共振线形的影响

Fig. 3. (a) Formation conditions for Fano resonance; (b) the effect of $\omega_2 - \omega_1$ on Fano resonance.

为了方便后续讨论及比较 Fano 共振现象的基本参数,下面对 Fano 共振描述参数进行说明并纠正部分参数定义.

1) 斜率: 也称光谱分辨率,共振波长处的斜率定义为在 Fano 共振透射波谷和峰值之间光强相对于波长的变化率,可表示为 $S = \Delta I / \Delta \lambda$.

2) 消光比: 这部分与 Lorentzian 定义一样,透射波谷和峰值之间的功率差值,单位为 dB.

3) 共振波长: 对于共振波长很多文献定义不一样,如文献^[37]将 Fano 共振的谷底位置作为共振波长,文献^[20]将波谷对应波长与波峰对应波长的平均值作为共振波长.如图 1(c) 和图 1(e) 所示,共振波长位置可以描述为: 将波峰峰值功率降低一

半的基准线定义为 L_1 , 波峰与波谷构成的直线定义为 L_2 , L_1 与 L_2 的交叉点对应的波长即共振波长,并非 Fano 线形的峰值或者谷值.

4) 品质因子: Fano 线形的峰值与谷值之间的波长间隔作为半高宽 ω_{FWHM} , 品质因子为共振波长除以半高宽,即 $Q = \omega_0 / \omega_{\text{FWHM}}$.

3 Fano 共振在硅光器件中的产生方法

3.1 光子晶体纳米梁

文献^[10]和文献^[17]全面地介绍了光子晶体 Fano 共振及面内光子晶体 Fano 共振. 与二维平板光子晶体和三维光子晶体不同,线性周期性光波导中点缺陷称为光子晶体纳米梁腔 (photonic crystal nanobeam cavity, PCNC), 其除了具备光子晶体的特性外,且具有更小的加工尺寸,因此本部分主要总结平面内一维 PCNC 结构产生 Fano 共振方法. 如图 4 所示,利用 PCNC 结构对光子的限制作用,使得光的离散模式与连续模式、准连续模式或者光子晶体带隙边缘模式发生侧向耦合,可以获得不同性能参数的 Fano 共振光谱.

图 4(a) 是首次利用 PCNC 实现 Fano 共振的结构^[38],波导的基模能够被限制在中间部分空气孔内,具有奇对称性的二阶准 TE 模式的 40% 的功率以泄漏模存在. 其中,光引入/引出是通过衍射光栅进行实现,当单模光纤位于光栅耦合器的中心时,奇对称二阶模与光纤基模无重叠,只有一阶波导模式被激发,透射光谱为 Lorentzian 线形. 但是当输入和输出光纤都偏离中心时(微米量级),光纤基模与二阶模式部分重叠,此时二阶泄漏模与光子晶体腔基模进行耦合,产生 Fano 共振.

上述方式通过调节光纤位置来获得 Fano 共振,并不适合片上集成,而图 4(b) 中的 PCNC 侧耦合 F-P 谐振腔的结构^[39]有效地解决此问题,在具有周期性空气孔的直波导引入缺陷构成了 PCNC,直波导中的两个孔用作部分反射单元,形成 F-P 谐振腔. 由于纳米梁的两边各 8 个微孔反射镜,使得 PCNC 的光子寿命较低, Q 值仅为 1720, 实验最终获得的 Fano 光谱的斜率仅为 5.3 dB/nm, 消光比为 7.5 dB.

由 2.2 节理论分析可知,调节两个谐振腔的耦合系数可调控 Fano 共振光谱,图 4(c) 所示结构为图 4(b) 结构的基础上增加了动态控制纳米微机电

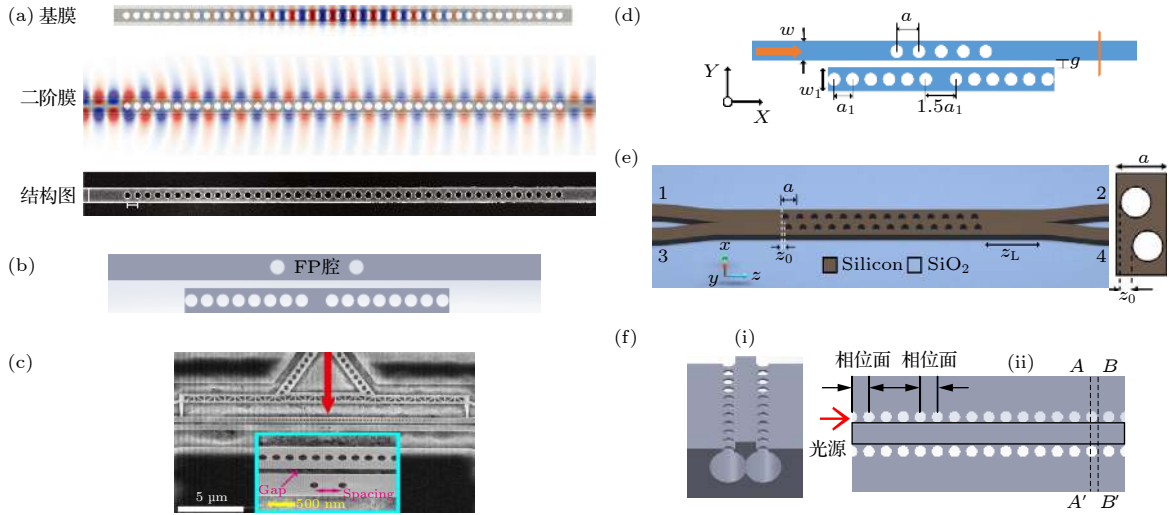


图 4 各种 PCNC 产生 Fano 共振的方法 (a) 单 PCNC^[38]; (b) PCNC 侧耦合 F-P 谐振器^[39]; (c) 纳米机电结构动态控制 Fano 共振光谱^[37]; (d) PCN 的带隙边缘模式耦合 PCNC^[40]; (e) 具有简并带隙边缘模式的双 PCNC^[43]; (f) 双排 PCN 构建的布拉格反射结构的 (i) 整体结构图和 (ii) 俯视图^[44]

Fig. 4. Various PCNC structures for Fano resonance: (a) Single PCNC^[38]; (b) PCNC side coupled F-P resonator^[39]; (c) dynamic control of Fano resonance with a nanoelectromechanical structure^[37]; (d) band edge mode of PCN couple with PCNC^[40]; (e) double PCNCs with degenerate band edges mode^[43]; (f) the overall structure (i) and top view (ii) Bragg reflection structure constructed with double-row PCN^[44].

系统^[37], PCNC 两边各 39 个反射空气孔, 因此具有较高的 Q 值. 悬空波导 F-P 腔被固定, PCNC 连接到双向梳齿驱动器, 当用电压驱动执行器时, PCNC 以高位移分辨率双向平移, 实现两个腔之间的间隙调节 (耦合系数), 从而控制 Fano 共振的形状, 此种方法需要波导结构悬空, 工艺复杂度高.

为了增大 Fano 器件的消光比及光谱斜率, Meng 等^[40] 采用光子晶体纳米梁 (photonic crystal nanobeam, PCN) 的带隙边缘模式作为连续状态, 将 PCNC 模式作为离散状态, 结构如图 4(d) 所示, 通过改变光子晶体的光子带隙的位置, 利用高或低频带边缘模式, 进一步控制 Fano 传输曲线, 改变纳米梁腔的间距, 能够调整带隙边缘模式, 同时调整双腔的耦合系数, 可实现较高的性能 Fano 光谱. 此结构衍生出很多应用, 如高灵敏度的 Fano 共振折射率传感^[41] 及高对比度且低功耗 Fano 共振光开关^[33,42].

图 4(e)^[43] 结构同样利用光子晶体带隙边缘模式进行 Fano 共振光谱优化. 在硅波导上引入两排平行周期性的纳米孔, 两排孔沿横向 (x 轴) 偏移距离为 x_0 , 孔纵向 (z 轴) 偏移 $z_0 = 90$ nm, 能够实现简并带隙边缘色散的设计. 常规能带边缘 ($z_0 = 0$) 在相同频率下, 边缘共振腔模式与倏逝场模式电场的矢量不同, 偏移值 $z_0 = 90$ nm, 两种模式的能带

边缘简并, 边缘共振腔模式与倏逝场模式的两个简并态耦合发生 Fano 共振.

上述 PCN 是基于 SOI 平台设计加工的, 而图 4(f) 中结构上是利用硅材料加工悬空结构形成双排周期性光子晶体结构^[44], 实现布拉格反射, 而硅-空气界面的 $\sim 55\%$ 的端面反射宽带光, 两反射光进行耦合, 通过改变两个反射的相对相位实现单结构反射式 Fano 共振, 光谱的消光比仅为 3 dB, 器件的温度灵敏度为 77 pm/°C.

PCNC 产生 Fano 共振方案及其对应的性能指标如表 1 所列.

3.2 微环谐振腔

微环谐振腔 (micro ring resonator, MRR) 作为硅光器件中最基本的结构, 具有较高的光子寿命且结构紧凑. 这种结构共振模式通常作为离散模式, 通过与其他连续/准连续模式的硅光结构耦合, 可以实现多种类型的 Fano 共振. 从 Fano 共振实现方式来看, 主要可以分为两类, 一类是 MRR 的模式作为离散态, 总线波导直接引入连续态/准连续态模式. 此类结构不牺牲 MRR 的尺寸, 基本简化模型都可以用图 2(a) 表示; 另外一类是由多个微环相互耦合构成的, 此类结构易于其他材料体系结合, 形成性能较高的器件.

表 1 不同 PCNC 产生 Fano 共振的参数表
Table 1. Parameters for Fano resonance based on different PCNCs.

结构	尺寸/($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	消光比/dB	斜率/(dB·nm ⁻¹)	应用	文献
PCNC结合光纤	~13.2 × 0.47	17			[38]
F-P 侧边耦合 PCNC	~6 × 0.45	7.3	5.3		[39]
F-P 侧边耦合 PCNC	~18 × 0.72	14—18			[37]
F-P 侧边耦合 PCNC	~10.5 × 1.5	22			[40]
F-P 侧边耦合狭缝 PCNC	~10.5 × 1.5	24		折射率灵敏度778 nm/RIU	[41]
双 PCNCs	~5.18 × 0.74	20			[43]
交叉耦合四端口PCNC	~4	16		光开关	[45]

3.2.1 紧凑型微环谐振腔产生 Fano 共振的方法

为了不牺牲 MRR 的紧凑性, 通常在总线波导中直接引入部分反射单元 (如 F-P 腔). 首次实现的紧凑型微环 Fano 共振的结构如图 5(a) 所示, 总线波导中间部分与总线波导错位^[46]连接 (形成 F-P 腔), 形成的部分反射单元引入后向传播的光场, 这些光场干扰前向传输波的相位, 形成 Fano 共振.

图 5(b) 为双模式 Fano 共振的结构图, 其由两个波导输入端、模式发生器、多模总线波导、单模环、模式滤波器及双输出端组成. 总线波导^[47]同时激发基模 TE_{0,0} 与二阶模式 TE_{1,0}, 单模 MRR 耦合双模总线波导, 输出的 Fano 光谱线形取决于两个输入模式的耦合系数、相对功率分布和相对相位差. “输入 1”端口激发 TE_{0,0} 模式, “输入 2”端口激发 TE_{1,0} 模式, 波导中双模模式的功率和相对相位由“输入 1”和“输入 2”独立控制. 模式滤波器在结构上类似模式发生器, 用于将两种不同模式进行分离, 最终两端口输出的 Fano 共振光谱斜率相反.

如图 5(c) 所示, 总线波导的端面反射形成 F-P 谐振腔^[48], 跑道型 MRR 谐振器的离散模式与 F-P 谐振模式耦合产生 Fano 共振. 当 F-P 和 MRR 的共振具有 π 相位差时, 光谱斜率变得陡峭, 消光比达到 30 dB, 折射率检测极限为 $\sim 10^{-8}$ RIU (refractive index unit). 图 5(d) 给出了复合 MRR 产生 Fano 共振^[49], add-drop 环形谐振腔中 drop 端口和输入端口环路连接. 光的传播路径有两条: 一条是双耦合的环形谐振器, 另一条包含反馈回路, Fano 共振线形可以通过调整反馈回路的长度来调整. Zhao 等^[50]对这种 Fano 共振的调谐特性及其反馈耦合波导的参数进行了详细研究, 在反馈波导加上电光调制及在 MRR 加上热调制, 获得了消光

比为 30.8 dB、光谱分辨率为 226.5 dB/nm 的 Fano 共振光谱. 由于 MRR 的 drop 与 through 端口的共振峰的位置一致, 因此每个共振峰处具有一致性较好的 Fano 线形.

图 5(e) 的结构是通过在 MRR 外圈引入布拉格光栅的方式实现 Fano 共振^[51]. 布拉格光栅引入部分缺陷, 光栅缺陷的长度稍微偏离布拉格周期形成 π 相移, 得到具有相移光栅的 MRR, 具有准连续状态的相移光栅与具有离散状态的 MRR 相互耦合形成 Fano 共振.

下面介绍在总线波导中引入部分反射结构 (PCNC、相移光栅及 F-P 谐振腔) 形成 Fano 共振的方法. 如图 5(f) 中 (i) 结构所示, MRR 与由两个布拉格光栅形成的 F-P 谐振器耦合^[52], 获得了消光比为 22.54 dB、斜率为 250.4 dB/nm 的 Fano 共振光谱. 利用其在共振波长处强双光子吸收引起的非线性热光效应, 可实现 Fano 共振波长的调谐^[31]. 由于这种 Fano 共振的频谱响应具有陡峭的边缘, 可用于将微波信号的频率信息转换为光功率变化信息, 使得器件在 15 GHz 的频率测量范围内, 分辨率优于 ± 0.5 GHz. 调节 MRR 与由两个布拉格光栅形成的 F-P 谐振器之间的耦合强度^[53], 结构如图 5(f) 中 (ii), MRR 谐振器中的模式突变 π 相移, 两个谐振器之间从相长干涉转换为相消干涉形成 EIT. 在 MRR 谐振器从过耦合到欠耦合状态转变过程中, EIT 传输谱到 Fano 共振传输谱演变具有连续性, 光谱的消光比可达 43 dB.

总线波导引入空气孔/狭缝 (三类结构) 可提高 Fano 共振折射率灵敏度, 因此多用于生化检测. 亚波长周期的梯形硅 MRR 与矩形亚波长光栅总线波导进行耦合^[54], MRR 的光栅具有部分反射效果与 MRR 自身的离散模式相互作用, 在共振波长处形成尖锐的不对称 Fano 共振; 狭缝 MRR 与狭

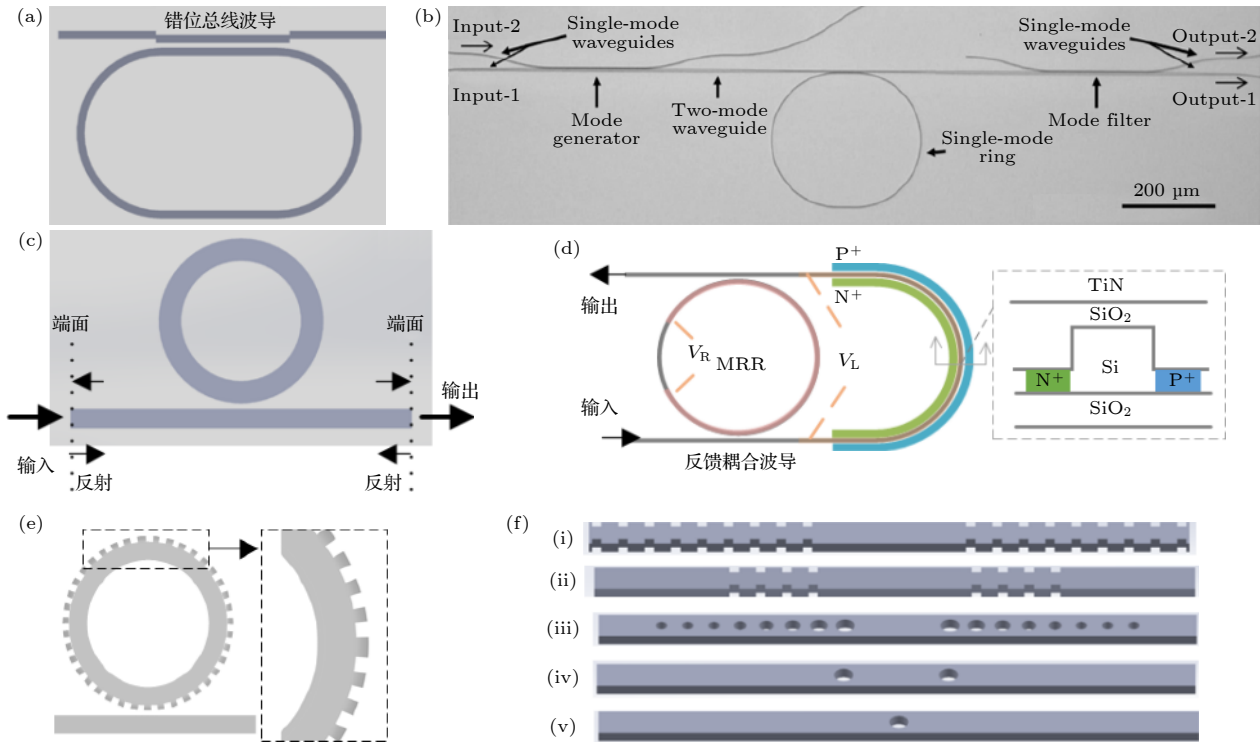


图 5 紧凑型 MRR 产生 Fano 共振的方法 (a) 错位总线波导耦合 MRR^[46]; (b) 双模式总线波导耦合 MRR^[47]; (c) 直波导端面反射耦合 MRR^[48]; (d) 反馈直波导耦合 MRR^[50]; (e) 直波导耦合带有相移布拉格光栅的 MRR^[51]; (f) 总线波导结合光栅/空气孔/狭缝耦合 MRR^[20,34,54–56]

Fig. 5. Various MRRs with compact footprint for Fano resonance: (a) Straight waveguide with misalignment^[46]; (b) dual-mode bus waveguide^[47]; (c) straight waveguide with end face reflection^[48]; (d) straight waveguide with feedback^[50]; (e) MRR with phase-shifted Bragg grating^[51]; (f) bus waveguide combined Bragg grating/air holes/slots^[20,34,54–56].

缝相移布拉格光栅总线波导进行耦合^[55]; PCNC 与 MRR 进行耦合 (图 5(f) 中 (iii))^[56], 或者总线波导中两个气孔形成的 F-P 与 MRR 进行耦合 (图 5(f) 中 (iv))^[34]. 带宽较窄的离散状态和带宽较宽的非离散状态, 两个腔室的共振波长不是每个都重合, 所以产生 Fano 共振的同时, 在相近的共振波长可能出现 EIT 或者 Lorentzian 光谱. 除了上述方案, 最简单的方法是在总线波导引入 1 个空气孔^[20], 结构如图 5(f) 中 (v), 单个空气孔的引入使连续传播模式的直波导与离散传播模式的 MRR 之间产生相移, 形成 Fano 共振, 且所有共振波长处都为 Fano 线形.

紧凑型 MRR 产生 Fano 共振方案及其对应的性能指标如表 2 所列.

3.2.2 多微环谐振腔产生 Fano 共振的方法

多微环谐振腔产生 Fano 共振的理论分析方法主要有三种. 第一种采用耦合模式理论分析间接耦合腔 (图 6(a))^[57], MRR 之间通过总线波导间接耦合, 调整耦合强度和传播相位差, 能够获得 Fano

共振光谱; 第二种是将图 2(a) 总线波导上的 F-P 侧边耦合谐振腔等效为两个 F-P 腔^[36] (图 6(b)), 形成单个 Fano 共振单元, 这种分析方式适合研究多单元级联结构, 如用于分析两个 Fano 单元级联形成频率可调的 EIT; 第三种采用耦合模传输矩阵法分析以 MRR 为单元的级联谐振腔, 能够得出系统的色散及模式之间的相互作用对 Fano 共振的影响, 此方法可单独分析每个通道的 Fano 共振, 对多通道 Fano 滤波、传感及波分复用具有重要的指导意义^[58].

按照 MRR 的耦合方式来区分, 多 MRR 耦合产生 Fano 共振的结构主要分为两类: 一类是 MRR 嵌套结构, 另外一类是 MRR 串并联结构.

首先介绍 MRR 嵌套结构实现 Fano 共振的方案. 浙江大学 Qiu 等^[59] 设计跑道型 MRR 内部嵌入 MRR, 结构见图 6(c) (边缘滤波器 1), 当两个 MRR 的相位比例接近整数时, 消光比比单跑道型 MRR 高 3 倍, 对应的增量为 20 dB. 将中间 MRR 移到离输入总线波导较近的位置, 同时对 MRR 及跑道进行热光调制, 可获得斜率可调且消光比为

40 dB 的 Fano 共振光谱^[60]. 两个嵌入式 MRR 形成的双边缘滤波器^[61]在特定波长范围内能够实现“X 型”光谱响应, 其在 0.47 nm 宽波长范围内具

有 0.8 pm 的超高分辨率. 采用同样的结构, 天津大学团队采用氮化硅材料实现 Fano 共振, 通过调节两个 MRR 的相位差, 获得了 EIT 光谱, 并将此

表 2 不同紧凑型 MRR 产生 Fano 共振的参数表
Table 2. Parameters for Fano resonance based on different compact MRRs.

结构	尺寸/($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	消光比/dB	斜率	性能	文献
总线错位波导耦合MRR	$\sim 20 \times 30$	30		葡萄糖灵敏度 24 mg/dl	[46]
多模总线波导耦合MRR	$\sim 1020 \times 230$	6	27.1/nm		[47]
端面反射总线波导耦合MRR	$\sim 22 \times 10000$	30		折射率探测极限 $\sim 10^{-8}$ RIU	[48]
MRR耦合反馈总线波导	$\sim 20 \times 350$	30.8	226.5 dB/nm		[49,50]
MRR耦合相移光栅	$\sim 60 \times 60$	20			[51]
MRR耦合由两个布拉格光栅形成的F-P腔	$\sim 17 \times 140$	22.54	250.4 dB/nm		[52]
MRR耦合由光子晶体形成的F-P腔	$\sim 6 \times 10$	23		折射率灵敏度 $\sim 1.76 \times 10^{-4}$	[56]
亚波长光栅耦合MRR	$\sim 6 \times 10$	12		折射率灵敏度 366 nm/RIU	[54]
狭缝F-P耦合狭缝MRR	$\sim 4 \times 10$	20		折射率灵敏度 297.13 nm/RIU	[55]
PCNC侧耦合结合Kerr非线性材料的PCN	~ 16			关开关功耗 0.76 pJ, 切换时间 0.707 ps	[42]

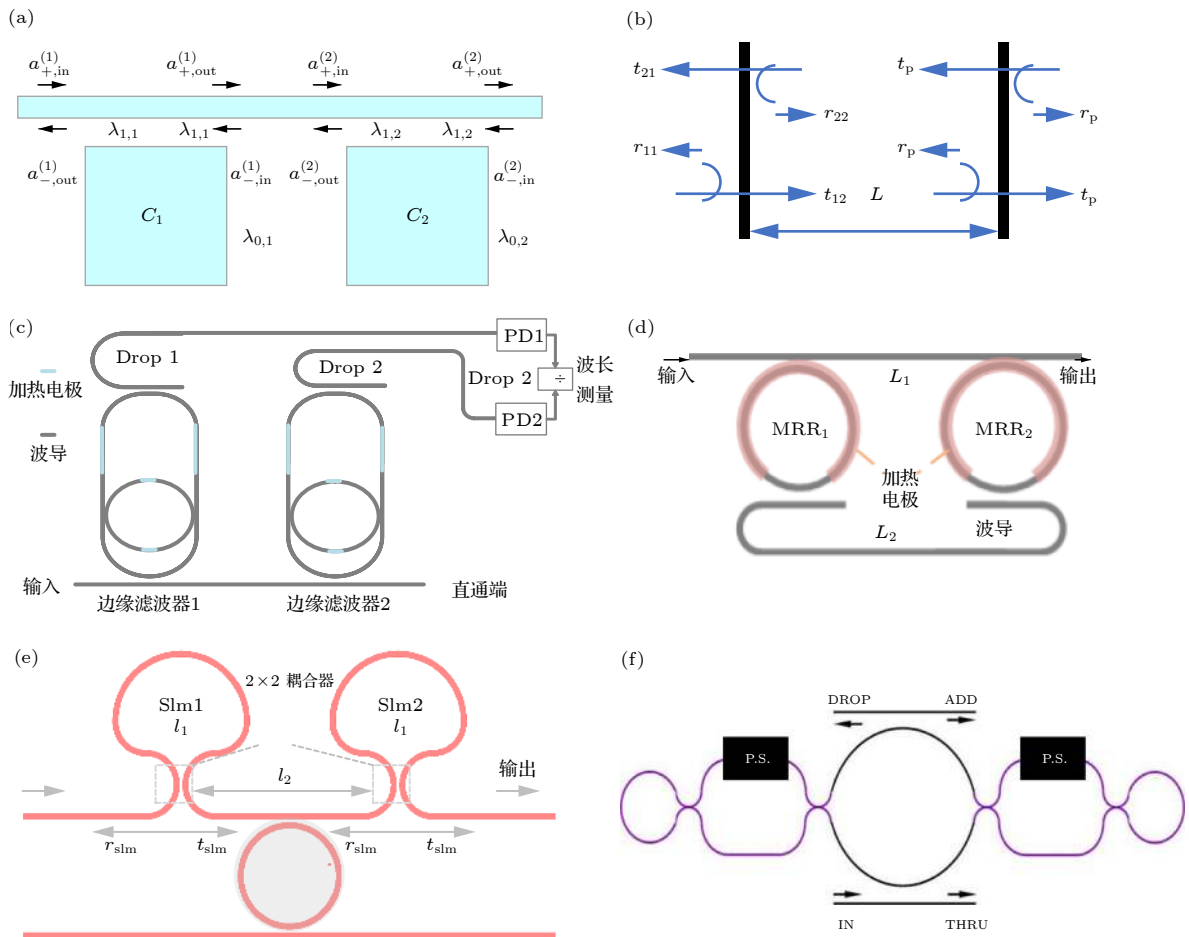


图 6 各种复合 MRR 产生 Fano 共振的方法 (a) 耦合模式理论分析双 MRR 结构^[57]; (b) 等效 F-P 单元分析多环耦合结构^[36]; (c) 双环嵌套结构^[59–64]; (d) 双环反馈耦合结构^[67,68]; (e) Sagnac 形成 F-P 腔耦合 MRR^[75]; (f) 等效双马赫-曾德尔干涉仪^[35,76–78]

Fig. 6. Various complex MRRs for Fano resonance: (a) Analysis of double MRR using coupling mode theory^[57]; (b) analysis of multi-ring coupling with equivalent F-P unit^[36]; (c) double-MRRs nested structure^[59–64]; (d) double-MRRs with feedback configuration^[67,68]; (e) Sagnac formed F-P cavity couples MRR^[75]; (f) equivalent double Mach-Zehnder interferometer^[35,76–78].

结构应用到液体及气体传感中^[62–64]. 目前也有一些特殊嵌套结构在理论上可以实现 Fano 共振, 如双跑道结构嵌套、三维结构中上下微环耦合中间总线波导^[65] 或 MRR 嵌套 U 型结构^[66].

下面介绍 MRR 串并联结构实现 Fano 共振方案. 兰州大学 Xiao 等^[67] 设计图 6(d) 所示结构, 两个微环通过反馈的方式进行耦合, 得到 Fano 共振光谱. 为了提高折射率灵敏度, 东南大学 Wen 等^[68] 将该结构用亚波长光栅代替, 获得了 500 nm/RIU 的折射率灵敏度. 兰州大学 Zhao 等^[69] 在图 5(d) 的结构基础上加上 1 个环, 使得器件的 Fano 共振光谱具有周期性且独立可调, 获得的光谱最高消光比为 29.20 dB. 土耳其科奇大学 Chaudhry 等^[70] 采用 5 个相同的定向耦合器组成 5 个 MRR, 通过改变定向耦合器的耦合长度, 获得的 Fano 线形消光比大于 26 dB, 光谱分辨率为 368 dB/nm. 此种结构在每个共振点都形成了 Fano 共振.

MRR 串并联结构中的 1 个 MRR 可由相变材料或者增益介质组成. 如图 6(a) 所示, 两个 MRR 侧耦合到总线波导, 其中 1 个 MRR 由相变材料 VO₂ 组成^[71], 当 VO₂ 自感应加热到一定阈值时, 会发生从绝缘相到金属相的相变, 此时对光的吸收较强, 使得 MRR 的 Q 因子降低. 对于低入射光能量来说, 结构可双向产生 Fano 共振, 较高的光功率输入时, Fano 共振是单向的, Fano 共振传输谱的消光比高达 45 dB. 宇称-时间对称 (parity-time, PT) 结构被认为是继光子晶体和电磁特异性材料之后又一种新型的人工合成结构^[72], 改变增益损耗比时, PT 结构能够发生相位突变. 将图 6(a) 的结构中谐振腔 1 侧边加入 1 个增益腔, 组成了 PT 对称的三腔阵列, 其折射率灵敏度比两个间接耦合腔高 10⁵ 倍以上^[73]. 在 PT 辅助三腔阵列的基础上, 图 6(a) 无谐振腔 2 的结构^[74] 在理论上可实现非对称双 Fano 共振光谱.

MRR 和两个级联的 Sagnac 环形成的 F-P 组

成的耦合系统如图 6(e) 所示^[75], 两谐振腔过耦合时会形成 EIT 的传输谱, 欠耦合是会形成 Fano 共振传输谱. 利用热光效应动态地调整 MRR 的谐振波长, 能够获得最大消光比为 23.22 dB, 最大斜率为 252 dB/nm 的可调谐 Fano 共振光谱. 将 MRR 用两个 Sagnac 环代替, 实验获得了 Fano 共振光谱最大斜率为 770 dB/nm^[30].

高消光比的 MRR 环谐振器在其顺时针和逆时针模式之间存在寄生耦合, 并且从输入到两种循环模式之间也存在寄生耦合, 可能造成响应失真. Ghent 大学 Li 等^[76–78] 设计如图 6(f) 所示的结构, 1 个单环谐振器内部集成两个可调反射器, 每个可调反射器本身是 1 个子光路 (马赫-曾德尔干涉仪), 实现了最大斜率超过 700 dB/nm 的可调 Fano 共振、可调 EIT 在共振波长处延时超过 1100 ps、光谱的自由光谱范围超过 150 nm、调谐效率是传统 MRR 谐振器的 11 倍以上, 从根本上抑制了反向散射. 此结构还能实现在非线性共振情况下的光路的非互易性, 相对的传播方向具有超过 30 dB 的消光比, 插入损耗仅为 1.5 dB^[35].

多 MRR 产生 Fano 共振方法方案及其对应的性能指标如表 3 所列.

3.3 马赫-曾德尔干涉仪

本部分解析 MRR 与各种等效马赫-曾德尔干涉仪 (Mach-Zehnder interferometer, MZI) 耦合产生 Fano 共振的方法, 结构可以简化成图 7(a) 所示模型. 模型中两个臂通过多模耦合器/方向耦合器进行耦合, MZI 是由两个耦合器加上中间两个臂构成, 高 Q 值 MRR 耦合的上臂作为离散模式, 低 Q 值 MRR 耦合的下臂 (单直波导臂) 作为准连续 (连续) 模式, 两种模式通过合束器相互作用.

首先介绍 MRR 耦合 MZI 结构产生 Fano 共振的方法. 理论上图 7(a) 所示结构可以明显提高调制器的线性度^[79], Chen 等^[80] 在实验上证明此

表 3 多 MRR 产生 Fano 共振的参数表
Table 3. Parameters for Fano resonance based on multiple MRRs.

结构	尺寸/($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	消光比/dB	斜率	性能	文献
MRR 嵌入跑道微环	$\sim 5 \times 40$	20			[59]
热调 MRR 嵌入跑道微环	$\sim 5 \times 40$	40	35–93 dB/nm		[60]
亚波长光栅式 MRR 嵌入跑道微环	$\sim 20 \times 100$	21.53		折射率灵敏度 500 nm/RIU	[68]
Sagnac 形成的双 F-P 耦合	$\sim 100 \times 300$	20	770 dB/pm		[30]
Sagnac 形成的 F-P 耦合 MRR	$\sim 25 \times 30$	23.22	252 dB/nm		[75]

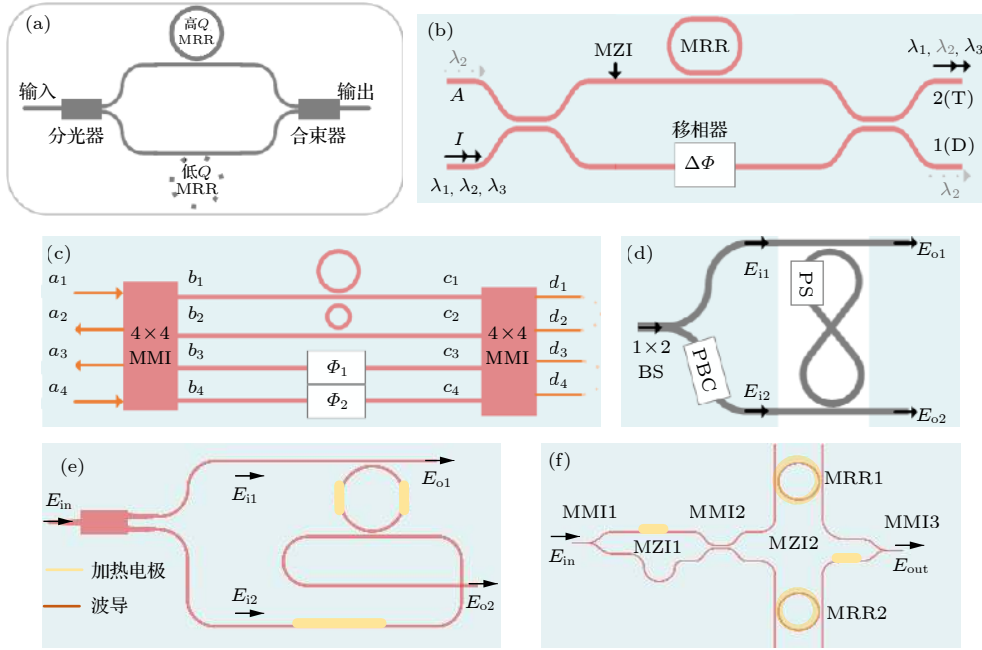


图 7 MRR 与各种变异结构 MZI 耦合产生 Fano 共振的方法 (a) MZI 耦合 MRR 模型^[79]; (b) MZI 侧边耦合 MRR^[83]; (c) 双 4×4 多模耦合器组成双 MZI^[85]; (d) MZI 双臂耦合交叉环^[86]; (e) MZI 双臂耦合 MRR 及交叉波导^[87]; (f) 双 MZI 耦合双 MRR^[22]

Fig. 7. MRR coupled with variant MZI for Fano resonance: (a) Model for MZI coupled MRR^[79]; (b) MZI side coupled MRR^[83]; (c) dual 4×4 multimode couplers form dual MZI^[85]; (d) dual-arm of MZI coupled cross-loop waveguide^[86]; (e) dual-arm of MZI coupled MRR and cross waveguide^[87]; (f) dual MZI coupled dual MRR^[22].

结构可以有效地应用在硅基 MZI 调制器中, 另外, 该结构也可以在中红外波段 $3.8 \mu\text{m}$ 范围实现 Fano 共振^[81], 斜率比单个 MRR 共振的斜率高 35.5%. Zheng 等^[82] 采用多模波导组成 MZI, 同时在输入端激发出多模, 可在输出端口同时获得基模及高阶模式 Fano 共振. 此状态的 MRR 与波导臂过耦合, 能够弱化 MRR 的作用, 仅用来实现可调波长的离散状态. 如图 7(b) 所示, Zhou 和 Poon^[83] 将分光器与合束器替换成 2×2 端口的分光器件, 调整下臂的有效折射率, 同时改变共振离散模式和背景连续模式之间的相对相位, 能够在实验上获得一对互补的 Fano 共振光谱, 但工艺误差引入的损耗较大, 最终获得的光谱消光较低. Lu 等^[84] 在上臂侧耦合高 Q 值 MRR (欠耦合), 同时在下臂中间嵌入 1 个低 Q 值 MRR (过耦合), 当两个 MRR 的共振波长相同时, 理论上会在输出谱中同时发生 EIT 和电磁诱导透明吸收. 若 MRR 是具有 Kerr 效应的非线性材料, 在 EIT 共振波长处, 输出光谱会出现光双稳现象. 如图 7(c) 所示, Le 和 Cahill^[85] 采用两个 4×4 多模耦合器组成的双 MZI, 两条通道分别耦合 MRR, 另外两条通道控制相位差, 该结构可以产生两个独立的 Fano 线形, 若将输出端口反馈闭合, 可形成两路独立的 EIT 光谱.

接下来解析 MRR 耦合等效 MZI 结构的方法. 如图 7(d) 所示, 双总线耦合交叉 MRR 形成的等效 MZI 能够在光谱中产生 Fano 线形^[86]. 器件作为光开关能够减少光开关切换所需的相变, 若设置合适相位偏置, 能够在两种开关状态下实现完全消光. 如图 7(e) 所示, 用单个 MRR 结合“十”交叉波导作为 MZI 的上下臂耦合点, 设置合适的相位条件, 能够获得较大的 Fano 共振斜率, 解决了不同 Fano 共振波长色散带来的消光比小的问题^[87]. 双 MRR 作为 MZI 的上下臂耦合点, 可实现“X”型 Fano 共振光谱, 两个互补的输出和在 -3 dB 的传输点有两个固定的波长 (自对准效应), 获得光谱斜率为 127.4 dB/nm , 波长分辨率为 1 pm ^[88]. 上述结构是将 MZI 的合束器进行等效, 也有研究者将 MZI 的分光器用复合结构代替. 如图 7(e) 所示, 将 MRR 的两个总线波导直通端口和 drop 端口组合起来形成 MZI, 实现了消光比为 30.2 dB , 斜率为 41 dB/nm 的 Fano 共振光谱. 采用热光调制, 能够将 Fano 参数 q 从 -0.98 调整为 0.95 , 且最大波长偏移为 15.97 nm ^[89].

目前基于硅光平台实现的最优光谱参数的结构如图 7(f) 所示^[22], 两个具有不同耦合间隙的 MRR 插入到 MZI 的上下臂, 小耦合间隙的 MRR

表 4 不同基于 MZI 单元产生 Fano 共振的参数表
Table 4. Parameters for Fano resonance based on MZI unit.

结构	尺寸/($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	消光比/dB	斜率/(dB·nm ⁻¹)	应用	文献
多模MZI耦合MRR	~65×85	33	113	模式开关	[82]
双总线耦合交叉MRR形成的等效MZI				光开关	[86]
MRR结合“十”交叉波导作为MZI的干涉臂	~100×370	20			[87]
MRR的两总线波导反馈形成MZI	~390×850	30.2	41		[88]
双MRR辅助双MZI		56.8	3388.1		[22]

提供 1 个低 Q 值准连续背景模式, 大耦合间隙的 MRR 提供 1 个高 Q 值的离散模式, 两个可调谐的 MZI 用来调节两个模式的传输光的振幅和相位差. Fano 共振光谱的消光比、斜率及共振波长能够独立调整, 实验上获得了消光比为 56.8 dB 且最高斜率为 3388.1 dB/nm 的光谱参数.

基于 MZI 单元产生 Fano 共振方案及其对应的性能指标如表 4 所列.

3.4 其他特殊硅光器件

除了常见的硅光子基本器件用来实现 Fano 共振外, 一些特殊的波导结构也能实现 Fano 共振, 主要包括自耦合波导和狭缝波导.

自耦合波导结构如图 8(a) 所示, 输入和输出端口有两个定向耦合器, 理论上光在两个耦合器之间同时能够反向和正向谐振, 这两种谐振模式通过中央“桥”波导自耦合成 Fano 共振光谱^[90]. 若并联两个图 8(a) 中的结构, 在两个外部定向耦合器处于弱耦合状态而两个内部定向耦合器处于强耦

合状态的特殊条件下, 结构内部形成了驻波共振模式, 获得的传输谱类似 EIT 共振模式^[91].

狭缝波导形成 Fano 共振结构如图 8(b) 所示^[92], 其由 3 个平行的缝隙波导组成. 狭缝波导对低折射率介质 (空气) 具有光场限制能力, 光栅的相移量可以对 Fano 共振形状进行微调, 这种结构的器件灵敏度相对较低 (92 nm/RIU), 总尺寸较小 ($61 \mu\text{m} \times 1.3 \mu\text{m}$).

3.5 比较各种产生 Fano 共振方法

通过前面对各种硅光子器件产生 Fano 共振方法的介绍, 我们了解了每种方法的具体实现过程, 在实际应用选择时, 每种方案存在优劣之分.

PCNC 是由线性周期性介电波导中产生的点缺陷组成, 能够提供高品质因数 ($Q > 10^5$) 和更小的模式体积 ($\sim(\lambda/n)^3$), 光与物质能够更有效地相互作用, 光能量密度也被提高, 从而实现能耗低的器件, 如低功耗光开关及调制器. 波导结构本身引入空气孔, 因此适合辅助其他类型的器件. 具有更加紧凑的尺寸 ($\sim\mu\text{m}^3$) 适用于波导集成, 其中利用光子晶体带隙边缘作为准连续光的方式可以实现自由光谱范围较宽的 Fano 共振, 可以提高复用能力. 光子晶体结构是由空气孔阵列组成, 若将模式限制在空气孔内, 则传输模式易受外界液体的影响, 液体与光模式的重合面积较大, 能够实现高灵敏度生化传感. 但是由于其特征尺寸纳米孔阵列小于百纳米, 一般都采用电子束曝光工艺, 与其他类型的硅光器件相比, PCNC 对加工工艺要求较高.

MRR 作为硅光器件中最基本的结构, 具有较高的光子寿命及紧凑的尺寸, 共振模式通常作为离散模式, 与其他连续/准连续模式的光子结构耦合, 实现了硅光子中种类最多的 Fano 共振. MRR 由总线波导与微环两部分组成, 因此特别适合在结构上引入相位差或者引入具有准连续模式的单元, 且易在总线波导中引入其他空气孔或者光栅结构, 尤

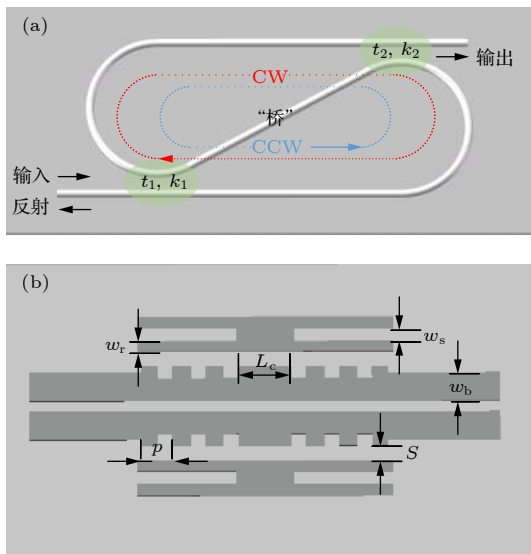


图 8 (a) 自耦合波导^[90]; (b) 狭缝波导耦合光栅式 F-P^[92]
Fig. 8. (a) Self-coupling waveguide^[90]; (b) slot waveguide coupling F-P composed by Bragg grating^[92].

其适合做生化传感, 但是不适合应用于对插入损耗要求较高的场合. MRR 结构本身适合作为波分复用或者滤波器件, 以 MRR 为基础平台的 Fano 器件也具有相应的性质. MRR 非常适合与其他物理效应/材料体系结合, 如非线性材料或增益介质, 可实现光双稳或者光非互易性传输.

由于 MZI 可调性较高, 通常在波导臂上耦合 MRR 结构, 能够实现性能较高的可调 Fano 光谱, 目前光谱参数最优的结构是 MRR 与 MZI 结合实现的^[22]. 图 6(f) 由 MRR 组成的 Fano 光谱综合性能较优, 其结构本质上可以等效成两个 MZI 的级联耦合 MRR. MZI 能够作为基本单元, 可应用在消光比、共振波长、斜率及相位偏置可调的应用需求中, 又或者提高调制线性度的情况下.

我们归纳了各种硅光器件产生 Fano 共振方法的参数及使用场合, 如表 5 所列.

表 5 各种硅光器件产生 Fano 共振的方法对比
Table 5. Comparison of different silicon waveguide unit for Fano resonance.

方法	尺寸	消光比	斜率	工艺要求	应用
PCNC	小	适中	小	高	光开关/传感
MRR	中	适中	大	一般	传感/滤波器
MZI	大	大	大	一般	调制器/隔离器

4 Fano 共振全光信号处理应用器件

片上全光信息处理可以满足大数据对大量信息传输和处理的严格要求. Fano 共振光谱非对称性决定其在短波长范围内光功率可以由最大变为最小, 其所需的能量较小或者调制需要的相位改变量较小, 使得其适合应用于光开关及传感. 在最大最小功率范围内线性度较好, 使得其适合应用于提高光调制器件的性能.

4.1 Fano 光开关器件

作为片上全光信号处理必不可少的组成部分, 全光开关一直备受关注, 近年来, 在实现高性能全光开关方面已经取得了广泛而显著的进步. 下面介绍 Fano 共振光谱应用于光开关的优势, 图 9 为 Lorentzian 线形 (黑线) 和 Fano 共振 (红色) 线形, 光强为“1”代表开关的开状态, 光强为“0.01”代表开关的关状态. 两者共振波长相同, 3 dB 带宽相等, 因此 Q 因子相同. 此处的主要区别是 Lorentzian 共振需要具有比 Fano 共振更大的频谱偏移,

以实现同等的信号抑制水平, 即 $\Delta\lambda_L > \Delta\lambda_F$. 这意味着 Fano 共振通过减少相同波长变化量所需的能量而具有显著优势, 适用于节能集成光开关.

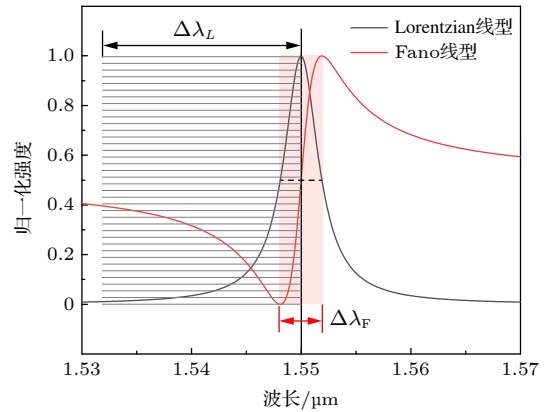


图 9 Fano 共振与 Lorentzian 线形的开关性能

Fig. 9. Switching performance of Fano resonance and Lorentzian lineshapes.

2009 年的一项研究表明^[86], 交叉微环作为 MZI 合束器的器件可显著减少开关切换所需的相变, 通过调节 MZI 的波导臂之间的相位差, 开关一端处于“开”状态下, 另外一个端口能够在大范围波长内保持完全消光. 适当地调整环形波导中的相位变化, 可以控制谐振频率的偏移和透射光谱的不对称性, 从而最终在“开”状态下以高消光比甚至完全消光的方式实现光开关. 尽管 Fano 共振已成功应用于实现全光切换, 但切换时间仍在数百皮秒的范围内^[93], 2018 年的一项研究表明与典型的 Lorentzian 共振相比^[33], 利用结构如图 4(b) 所示的 PCNC 侧耦合 F-P 得到的 Fano 共振光谱可以实现更大的消光比、更短的开关恢复时间和更低的功耗, 仅需亚皮焦耳的能量就能够获得亚皮秒量级的开关关断特性.

最新一项研究表明, Fano 共振能够在亚皮秒级的切换时间内实现超快的全光切换, 结构见图 10(a), 多项研究证明该结构可产生性能优越的 Fano 共振光谱^[40,41]. SOI 基的 PCNC 侧耦合 PCN 可实现双 Fano 共振^[42] (图 10(b)), 通过将具有 Kerr 非线性的有机共轭聚合物材料 (聚苯乙烯) 填充进光子晶体空气孔中, 构建硅聚合物复合非线性光子晶体. Fano 共振光谱的陡峭斜率可以在中等抽运功率下实现高对比度切换, 并可抑制 Lorentzian 光谱拖尾效应. 与垂直抽运方案相比, 面内抽运方案 (光开关的信号光与抽运光同时注入) 具有

更低的峰值功率. 主要是由于抽运光与 PCNC 模式之间的耦合效率被提高, 使得抽运峰值功率或能量大幅降低. 若引入高能抽运光, 硅的双光子吸收效应显著增强, 同时由于硅的 Kerr 系数比聚苯乙烯低两个数量级, 将增加开关的能量消耗, 通过结构设计, 将能量主要限制在纳米孔内部, 即光主要与聚苯乙烯相互作用, 可以进一步降低开关能量, 避免了硅的非线性响应, 最终获得功耗为亚皮焦耳 (0.76 pJ), 开关切换时间为亚皮秒 (0.707 ps) 的开关开断特性, 且封装尺寸仅为 $16 \mu\text{m}^2$.

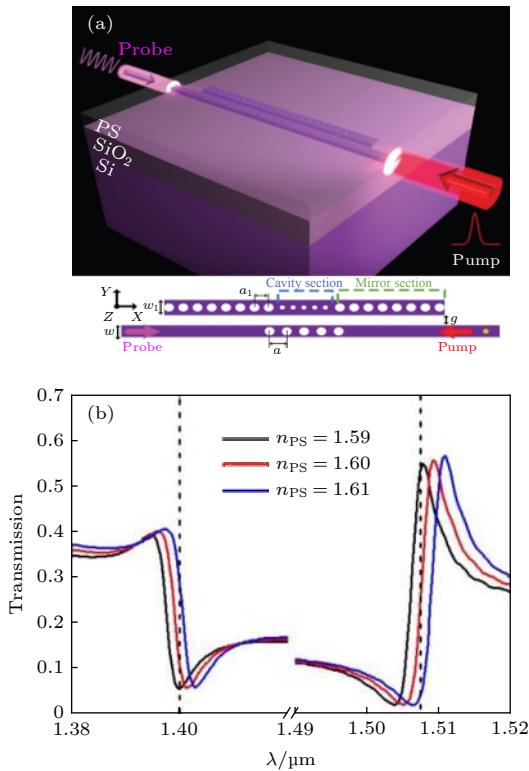


图 10 Fano 共振硅光开关^[42] (a) PCNC 耦合 PCN; (b) PCNC 耦合 PCN 的光谱
Fig. 10. Silicon optical switch based on Fano resonant^[42]: (a) PCNC couple PCN; (b) corresponding spectra.

上述纳米腔光开关基本上是双端口, 而不是通用的四端口纵横开关, 主要是由于多个端口与腔耦合时, 腔中具有无方向性驻波的功率会平均泄漏到每个端口, 从而降低传输效率^[94]. Cheng 等^[45]提出单个交叉耦合 PCNC 结构的四端口光开关, 交叉状态下端口的插入损耗仅 1.5 dB, 核心结构中尺寸为 $14 \mu\text{m}^2$.

4.2 Fano 调制器

利用硅光 Fano 共振优化电光调制器目前有两

种方式: 一种主要通过 MRR 辅助 (micro ring resonator assistant, MRA) MZI 结构实现, 基本结构如图 7(a) 所示; 另外一种是基于 PCNC 的新方案, 用于优化调制器带宽及功耗的平衡点.

MZI 调制器的非线性主要是由正弦调制曲线引起的, 可通过对 MZI 的臂施加超线性相位调制来提高线性度. 2003 年 Xie 等^[95]提出了基于 MRR 的全通滤波器可用于改善 MZI 调制器的线性度, 虽然没有分析光谱特性, 但从光谱上可知该器件工作在 Fano 共振波长处. 波导损耗在 MRA-MZI 强度调制器中的作用非常重要, 2004 年 Yang 等^[79]表明在低损耗情况下, MRA-MZI 调制器能够保持较高的线性度, 但应当设置合适的相位偏置, 否则较大的损耗会使得 MZI 两臂之间的功率不平衡, 导致调制深度受限. 2005 年 Tazawa 和 Steier^[96]研究超线性相位调制, 分析了线性化 MRA-MZI 电光调制器具有较好的动态范围和调制频率特性. 2013 年 Cardenas 等^[97]实验证明 MRA-MZI 的调制线性度被提高, 但是 MRR 具有固定的耦合系数, 因此缺乏灵活性, 难以达到最佳工作点.

最新研究表明^[80], 在 MZI 的臂上加上光衰减器用于调节双臂的功率比值 (图 11(a)), 可灵活调节最佳工作点, 验证了 Cardenas 等^[97]提高线性度的方法. 同时, 该团队专门研究了限制微波光子学系统的三阶互调失真 (third-order intermodulation distortion, IMD3) 的因素, 并通过载波失真比 (carrier-to-distortion ratio, CDR) 和无杂散动态范围 (spurious-free dynamic range, SFDR) 来评估线性度, 最终通过 MRA-MZI 调制器实现了在插入损耗 5 dB 的情况下, $\text{SFDR}_{\text{IMD3}}$ 为 $111.3@1 \text{ GHz}$. 该器件可在两种情况下工作并获得高调制线性度, 第一种是在反 Fano 共振波长附近, 它具有较宽的线性调制间隔和较高的 CDR_{IMD3} , 第二种在 Fano 共振波长附近, 尽管线性范围较窄且 CDR_{IMD3} 较低, 但调制效率较高, 使得 $\text{SFDR}_{\text{IMD3}}$ 较高. 与传统的硅 MZI 和 MRR 调制器相比, MRA-MZI 调制线性度及 $\text{SFDR}_{\text{IMD3}}$ 得到了显著改善.

单波导实现的 Fano 共振的电光调制器^[98]结构如图 11(b) 所示, 单模输入波导连接到多模干涉结构 (MMI), 同时激发零阶与一阶模, PCNC 和亚波长光栅组成模式混频器. MMI 的宽度使其激发的两种 TE 波导模式的有效折射率之间的差异较大, 从而使得零阶 TE 模式与 PCNC 发生强烈相

相互作用,产生窄带离散模式,而一阶 TE 模式对纳米梁的周期性波纹不敏感,从而产生平坦的连续模式. 亚波长模式混频器使得离散和连续模式发生耦合,形成了两个 Fano 共振(零阶及一阶 TE 模式). 最后定向耦合器将一阶 TE 模式耦合到单模输出波导. 此种方法产生双模式 Fano 共振与文献 [82] 有异曲同工之妙,这对拓展于多模式 Fano 共振并增强通信复用能力具有重要意义. 该结构利用等离子体色散效应进行调制,能量消耗小于几个 fJ/bit,为高数据比特率 ($\gg 1$ Gbits) 下工作的低功耗硅光调制器提供了竞争潜力.

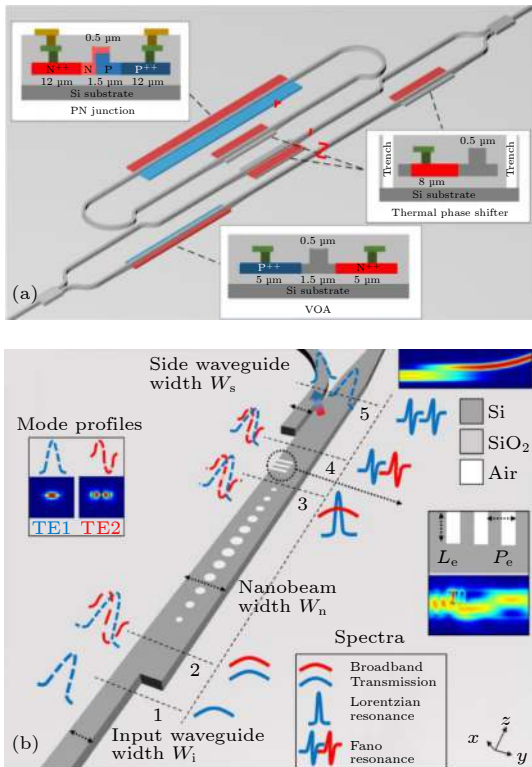


图 11 Fano 共振硅基电光调制器 (a) MZI 耦合 MRR^[80]; (b) 单波导 PCNC^[98]

Fig. 11. Silicon electro-optic modulator based on Fano resonant: (a) MZI couple MRR^[80]; (b) single waveguide PCNC^[98].

4.3 Fano 传感器

虽然 Fano 共振适合应用于光开关、调制器,以及传感应用,但由于光开关、调制器和传感器的设计要求不同,因此针对光开关及调制器进行的优化方案不适用于传感器件. 如 MRA-MZI 结构可应用实现光开关、调制器及传感器,在应用到光开关时,主要通过优化 MZI 两臂的相位差来实现输

出端口的高消光比,旨在降低开关恢复时间和功耗^[86];调制器中 MRR 的损耗对线性调制深度影响较大,同时需要优化 MZI 两个臂功率比值,旨在减小一阶及高阶失真度^[82];应用到基于强度检测的光传感时,目标是透射光谱的具有高的斜率. 因此, Fano 共振在传感应用中参数优化具有特殊性.

Terrel 等^[99]及 Zhou 等^[63,64]研究了 Fano 共振用于检测物理量 γ 的灵敏度,灵敏度可以表示为 $S_p = S_1 S_2 S_3$, 其中, $S_1 = dP_{diff}/d\lambda$ 表示光强度 P_{diff} 相对于波长 λ 变化的光谱分辨率 (Fano 共振光谱的斜率); $S_2 = d\lambda/d\phi$ 是波长 λ 相对于相位 ϕ 变化率,通常为常数; $S_3 = d\phi/d\gamma$ 是波长相位 ϕ 相对于被测量 γ 变化率, $\phi = L_{eff}n_{eff}/\lambda$ (L_{eff} 代表谐振腔的长度, n_{eff} 代表波导有效折射率). 被测对象通过影响谐振器相位实现传感,对于生化传感器,波导模式倏逝场与分析物的相互作用会改变波导模式的有效折射率 n_{eff} ,从而改变 ϕ . 如果被测量是温度 T ,波导的热膨胀系数(改变 L_{eff})和热光系数(改变 n_{eff})随温度发生变化量决定灵敏度. 接下来介绍几种实现 Fano 共振的结构并优化增强灵敏度 S_1 和 S_3 的方法,优化 S_1 是为了获得高斜率光谱,提高 S_3 可以通过优化波导截面或者将波导模式限制在空气孔内,增加物质与模式的有效重叠面积.

Chao 和 Guo 等^[46]在实现 Fano 共振时将截面设计如图 12(a) 所示,实现了 0.024% 浓度的葡萄糖探测; Terrel 等^[99]将 MRR 与 MRA-MZI 折射率灵敏度进行了对比, S_3 是一个固定值,因此灵敏度由 S_1 决定,调节 MRA-MZI 实现了高斜率 Fano 光谱,能够使 MRA-MZI 灵敏度与传统 MRR 灵敏度相比提高 30.5%; Zhou 等^[63,64]在理论上分析了图 6(c) 结构应用在液体及气体传感,采用氮化硅作为波导芯区,测量装置如图 12(c) 所示,其液体探测极限达到 3.24×10^{-8} RIU^[63],气体传感探测极限为 6×10^{-8} RIU^[64].

在优化 Fano 共振的 S_1 基础上,优化 S_3 的方法主要包括引入狭缝、光栅或空气孔. Meng 和 Li^[41]在图 4(d) 结构基础上优化 S_3 ,通过在中间几个孔引入狭缝,但是灵敏度的提高是有限的,最大值为 217 nm/RIU. 为了进一步提高灵敏度,在 PCNC 加入单抛物线形缝隙,同时在该腔的侧面添加了间距为 0.1 μm 的光子晶体. 由于大部分电场分布于细长的狭缝区域,折射率灵敏度可以提

高到 778 nm/RIU; Tu 等^[54]采用亚波长光栅波导制作 MRR 以增强光-分析物的重叠量,总线波导上的 F-P 与 MRR 共振态相互作用,在 1550 nm 波长处形成了尖锐的不对称 Fano 共振,实现了 366 nm/RIU (实部折射率)和 9700/RIU (虚部折

射率)灵敏度; Zhao 等^[55]设计的狭缝 MRR 和狭缝相移布拉格光栅总线波导耦合结构的灵敏度为 297.13 nm/RIU; Peng 等^[56]采用 PCNC 耦合 MRR, 折射率灵敏度约为 1.76×10^4 dB/RIU, 光谱随折射率变化示意曲线如图 12(d) 所示, 而单

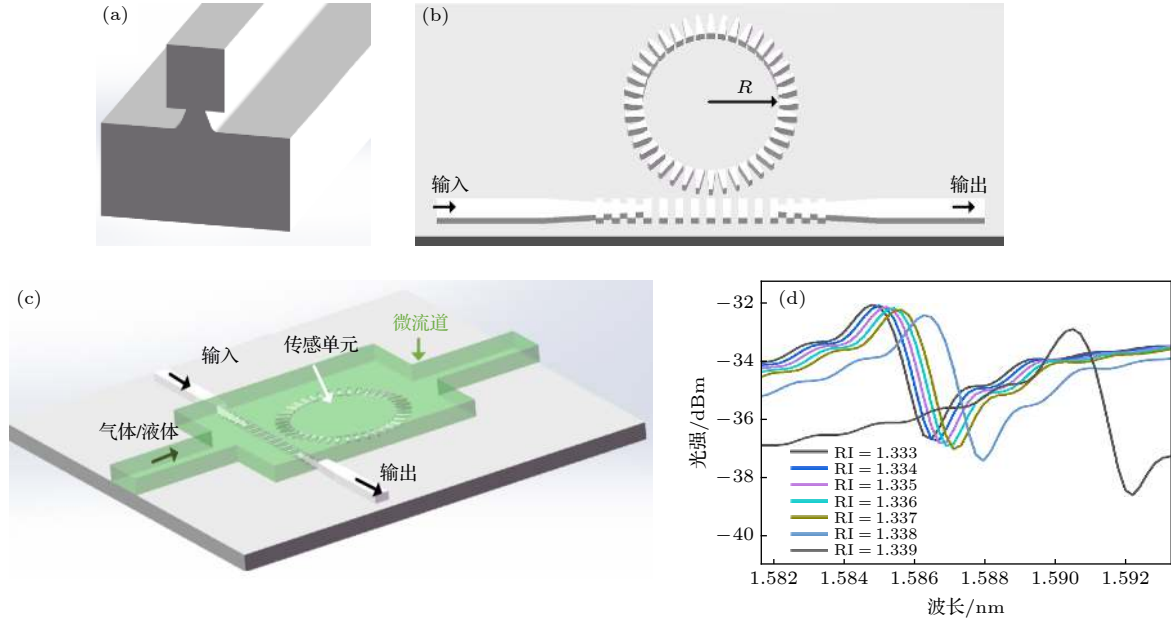


图 12 Fano 共振传感 (a) 波导截面^[46]; (b) 光栅式 MRR^[68]; (c) 传感测试装置^[63,64]; (d) Fano 共振光谱随折射率传感变化曲线, 图中 RI (refractive index) 代表折射率^[56]

Fig. 12. Fano resonance for sensing applications: (a) Cross section of waveguide^[46]; (b) MRR composed of grating^[68]; (c) setup for sensor^[63,64]; (d) spectrum of Fano resonance versus refractive index (RI)^[56].

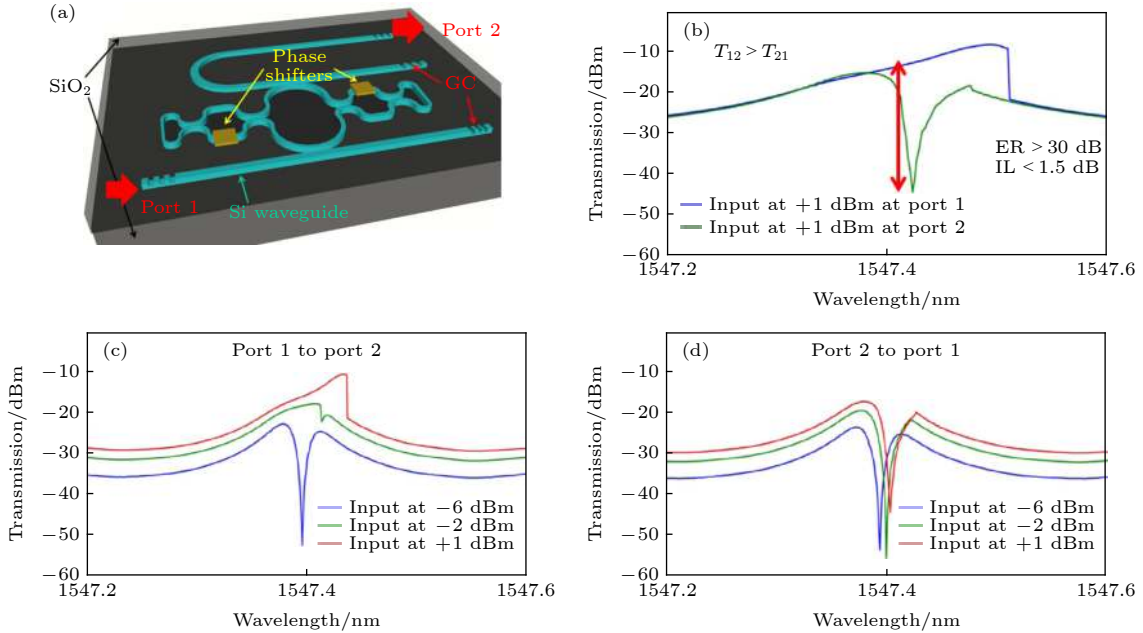


图 13 基于 EIT 的光非互易性传输 (a) 微环形成双 MZI 结构^[35]; (b) 非互易性光谱特征^[35]; (c) 端口 1 波长随输入功率变化曲线^[35]; (d) 端口 2 波长随输入功率变化曲线^[101]

Fig. 13. EIT-based optical nonreciprocal transmission: (a) Microrings forming a dual MZIs^[35]; (b) characteristics of optical nonreciprocity spectral^[35]; (c) wavelength of port 1 versus input power^[35]; (d) wavelength of port 2 versus input power^[101].

MRR 的折射率灵敏度仅约为 3.1×10^3 dB/RIU, 可以说明 Fano 共振能够有效提高传感灵敏度; Wen 等^[68]用亚波长光栅替代图 6(e) 中的结构, 实现如图 12(b) 所示结构, 最终获得 500 nm/RIU 的折射率灵敏度.

4.4 基于光非互易性的 Fano 光器件

集成的纳米结构是实现具有不可逆光传输特性的理想基本单元, 非互易性传输可以实现隔离器的功能. Li 和 Bogaerts^[35]在实验上验证了此种方法, 结构如图 6(f) 所示, 由 MRR 组成的双 MZI 结构在圆环处相互耦合, 测试方法如图 13(a) 所示. 该结构的关键之处在于, 利用腔增强材料的非线性特性, 结合空间对称性破坏和 Fano 共振, 实现超低功率和良好的波长可调效果, 达到了光不可逆传输传播效果. 器件的非线性取决于超快的载流子动力学特征, 而不是通常考虑的热效应^[100], 最终获得以 10 Gbit/s 的比特率和 4.5 fJ/bit 低能耗的光非互易传输. 在 Fano 共振或 EIT 模式下, 由于腔内各模式之间的强度分布不对称所致, 该器件表现出非线性的不可逆行为. 具体来说, 在一个传输方向上, 非线性引起的共振失真可以消除 EIT 的传输谷, 形成高传输率的 Lorentzian 共振 (图 13(c)), 而在相反的方向上, EIT 的传输谱形状不变 (图 13(d)). 从图 13(b) 可以看出, 该器件利用 Fano 共振效应, 实现了具有超过 30 dB 的超高消光比和 1.5 dB 的低插入损耗的光非互易性传输.

Yang 等^[101]采用反向设计方法构造了 MRR 与空气孔缺陷形成部分反射单元相耦合的结构, 使得 Fano 共振光谱具有非互易性. 该器件利用谐振器的 $\chi^{(3)}$ 非线性实现了全无源、低损耗 (1.1 dB)、无偏置的非互易传输, 非常适合应用于集成光子雷达.

5 结 论

基于 Fano 共振的器件与基于 Lorentzian 共振的常规器件相比, 器件的性能得到了显著的改善, 为未来光子芯片实现重构性和单片集成化提供一类新的器件. 本文综述并讨论了一类与未来集成光子芯片相关的基于硅基材料的器件产生 Fano 共振的方法及光信号处理的应用.

未来发展可以从 Fano 效应理论、器件性能参

数及应用等方面进行研究. 在理论上建立硅光器件的物理描述参数 (品质因子、耦合系数等) 与 Fano 线形参数 q 之间的解析关系, 简化器件设计流程并加深对器件物理本质的理解; 在器件性能参数上, 需要进一步提高光谱分辨率 (光谱的斜率). 可以结合其他物理分支, 如连续体束缚态概念^[102], 如在光子晶体实际结构中引入各向异性^[103], 使得 Fano 的品质因子 Q 达 10^8 以上, 从而有效地提高 Fano 器件光谱分辨率; 结合拓扑结构^[104], 提高 Fano 共振结构的鲁棒性; 除了在通信波段实现 Fano 共振光谱, 还可以通过扩展材料体系来拓展 Fano 共振光谱的波段范围; 目前 Fano 共振最多实现双模式传输, 可以通过扩展多模式 Fano 共振来提高复用能力; 目前传输谱的所有共振模式里仅有部分共振波长是 Fano 线形, 考虑到应用, 可以研究全波长 Fano 共振光谱实现方法; 在应用方面, 目前实际应用都还处于开始研究阶段, 包括应用于微波光子链路的光开关及光调制器、用于光非互易性的集成光子雷达和芯片化的生化传感分析等, 尚未有商业产品. 同时, 也需要在硅光子 Fano 器件工艺实现上开展大量的研究工作, 为实际应用打下基础.

参考文献

- [1] Lide D R 2017 *A Century of Excellence in Measurements, Standards, and Technology* (Boston: Government Printing Office) pp116–119
- [2] Fano U 1935 *Nuovo Cimento* **12** 154
- [3] Fano U 1961 *Phys. Rev. A* **124** 1866
- [4] Miroshnichenko A E, Flach S, Kivshar Y S 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2257
- [5] Limonov M F, Rybin M V, Poddubny A N, Kivshar Y S 2017 *Nat. Photonics* **11** 543
- [6] Holfeld C, Löser F, Sudzius M, Leo K, Whittaker D, Köhler K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 874
- [7] Luk'yanchuk B, Zheludev N I, Maier S A, Halas N J, Nordlander P, Giessen H, Chong C T 2010 *Nat. Mater.* **9** 707
- [8] Khanikaev A B, Wu C, Shvets G 2013 *Nanophotonics* **2** 247
- [9] Rahmani M, Luk'yanchuk B, Hong M 2013 *Laser Photon. Rev.* **7** 329
- [10] Zhou W, Zhao D, Shuai Y C, Yang H, Chuwongin S, Chadha A, Seo J H, Wang K X, Liu V, Ma Z 2014 *Prog. Quantum Electron.* **38** 1
- [11] Tu X, Chen Z M, Fu H Y 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 104210 (in Chinese) [涂鑫, 陈震旻, 付红岩 2019 *物理学报* **68** 104210]
- [12] Kanbara N, Suzuki K, Watanabe T, Iwaoka 2002 *H IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMs* Lugano, Switzerland, August 20–23, 2002 p173
- [13] Fang Q, Liow T Y, Song J F, Ang K W, Yu M B, Lo G Q, Kwong D L 2010 *Opt. Express* **18** 5106

- [14] Ayazi A, Baehr Jones T, Liu Y, Lim A E J, Hochberg M 2012 *Opt. Express* **20** 13115
- [15] Wade J H, Alsop A T, Vertin N R, Yang H, Johnson M D, Bailey R C 2015 *ACS Central Sci.* **1** 374
- [16] Sasi M, Sophia d A, Randy R, Carli C, Alice W, Jue W, Martin A G, Muzammil I, Rufus W B 2017 *J. Immunol. Methods* **448** 34
- [17] Bekele D, Yu Y, Yvind K, Mork J 2019 *Laser Photon. Rev.* **13** 1900054
- [18] Genet C, van Exter M P, Woerdman J 2003 *Opt. Commun.* **225** 331
- [19] Connerade J P, Lane A 1988 *Rep. Prog. Phys.* **51** 1439
- [20] Gu L, Fang L, Fang H, Li J, Zheng J, Zhao J, Zhao Q, Gan X 2020 *APL Photonics* **5** 016108
- [21] Fan S 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 908
- [22] Liu X, Yu Y, Zhang X 2019 *Opt. Lett.* **44** 251
- [23] Smith D D, Chang H, Fuller K A, Rosenberger A, Boyd R W 2004 *Phys. Rev. A* **69** 063804
- [24] Mahan G D 2013 *Many-particle Physics* (Boston: Springer) pp205–218
- [25] Miroschnichenko A E, Mingaleev S F, Flach S, Kivshar Y S 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036626
- [26] Manolatu C, Khan M, Fan S, Villeneuve P R, Haus H, Joannopoulos J 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 1322
- [27] Fan S, Suh W, Joannopoulos J D 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 569
- [28] Li Q, Wang T, Su Y, Yan M, Qiu M 2010 *Opt. Express* **18** 8367
- [29] Du H, Zhang X, Chen G, Deng J, Chau F S, Zhou G 2016 *Sci. Rep.* **6** 24766
- [30] Du H, Zhang W, Littlejohns C, Stankovic S, Yan X, Tran D, Sharp G, Gardes F, Thomson D, Sorel M 2019 *Opt. Express* **27** 7365
- [31] Zhu B, Zhang W, Pan S, Yao J 2018 *J. Lightwave Technol.* **37** 2527
- [32] Xu Z, Wu Z, Chen Y, Zhang S, Liu L, Zhou L, Yang C, Zhang Y, Yu S 2019 *Asia Communications and Photonics Conference* Chengdu, China, November 2–5, 2019 p294
- [33] Dong G, Wang Y, Zhang X 2018 *Opt. Lett.* **43** 5977
- [34] Gu L, Fang H, Li J, Fang L, Chua S J, Zhao J, Gan X 2019 *Nanophotonics* **8** 841
- [35] Li A, Bogaerts W 2020 *Optica* **7** 7
- [36] Tu X, Mario L Y, Mei T 2010 *Opt. Express* **18** 18820
- [37] Lin T, Chau F S, Deng J, Zhou G 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 223105
- [38] Mehta K K, Orcutt J S, Ram R J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 081109
- [39] Yu P, Hu T, Qiu H, Ge F, Yu H, Jiang X, Yang J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 091104
- [40] Meng Z M, Liang A, Li Z Y 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 193102
- [41] Meng Z M, Li Z Y 2018 *J. Phys. D-Appl. Phys.* **51** 095106
- [42] Meng Z M, Chen C B, Qin F 2020 *J. Phys. D-Appl. Phys.* **53** 205105
- [43] Burr J R, Wood M G, Reano R M 2016 *IEEE Photonics J.* **8** 1
- [44] Chang C M, Solgaard O 2013 *Opt. Express* **21** 27209
- [45] Cheng Z, Dong J, Zhang X 2020 *Opt. Lett.* **45** 2363
- [46] Chao C Y, Guo L J 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 1527
- [47] Ruege A C, Reano R M 2010 *J. Lightwave Technol.* **28** 2964
- [48] Yi H, Citrin D, Zhou Z 2010 *Opt. Express* **18** 2967
- [49] Lu Y, Fu X, Chu D, Wen W, Yao J 2011 *Opt. Commun.* **284** 476
- [50] Zhao G, Zhao T, Xiao H, Liu Z, Liu G, Yang J, Ren Z, Bai J, Tian Y 2016 *Opt. Express* **24** 20187
- [51] Huang Q, Ma K, He S 2015 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **27** 1402
- [52] Zhang W, Li W, Yao J 2016 *Opt. Lett.* **41** 2474
- [53] Zhang Z, Ng G I, Hu T, Qiu H, Guo X, Wang W, Rouified M S, Liu C, Wang H 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 081105
- [54] Tu Z, Gao D, Zhang M, Zhang D 2017 *Opt. Express* **25** 20911
- [55] Zhao C Y, Zhang L, Zhang C M 2018 *Opt. Commun.* **414** 212
- [56] Peng F, Wang Z, Yuan G, Guan L, Peng Z 2018 *IEEE Photonics J.* **10** 1
- [57] Xiao Y F, Li M, Liu Y C, Li Y, Sun X, Gong Q 2010 *Phys. Rev. A* **82** 065804
- [58] Zhou J, Han W, Meng Y, Song H, Mu D, Park W 2014 *J. Lightwave Technol.* **32** 4104
- [59] Qiu C, Yu P, Hu T, Wang F, Jiang X, Yang J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 021110
- [60] Wang G, Dai T, Jiang J, Yu H, Hao Y, Wang Y, Li Y, Jiang X, Yang J 2017 *J. Opt.* **19** 025803
- [61] Wang G, Shen A, Zhao C, Yang L, Dai T, Wang Y, Li Y, Jiang X, Yang J 2016 *Opt. Lett.* **41** 544
- [62] Zhou X, Zhang L, Armani A M, Beausoleil R G, Willner A E, Pang W 2013 *Opt. Express* **21** 20179
- [63] Zhou X Y, Zhang L, Armani A M, Zhang D, Duan X, Liu J, Zhang H, Pang W 2013 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20** 35
- [64] Zhou X Y, Zhang L, Armani A M, Liu J, Duan X, Zhang D, Zhang H, Pang W 2015 *J. Lightwave Technol.* **33** 4521
- [65] Dotan I E, Scheuer J 2012 *Opt. Commun.* **285** 3475
- [66] Yu C, Tian H, Qian Z, Bai R, Zhu L, Zhang Y 2017 *Appl. Phys. Express* **10** 122202
- [67] Xiao H, Wu X, Liu Z, Zhao G, Guo X, Meng Y, Deng L, Chen W, Tian Y, Yang J 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 091901
- [68] Wen Y, Sun Y, Deng C, Huang L, Hu G, Yun B, Zhang R, Cui Y 2019 *Opt. Commun.* **446** 141
- [69] Zhao T, Xiao H, Li Y, Yang J, Jia H, Ren G, Mitchell A, Tian Y 2019 *Opt. Lett.* **44** 3154
- [70] Chaudhry M R, Zakwan M, Onbasli M C, Serpengizel A 2019 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **26** 1
- [71] Thomas R, Makri E, Kottos T, Shapiro B, Vitebskiy I 2018 *Phys. Rev. A* **98** 053806
- [72] Whitlock M C, Phillips P C, Moore F B G, Tonsor S J 1995 *Annu. Rev. Ecol. Syst.* **26** 601
- [73] Li J, Yu R, Ding C, Wu Y 2016 *Phys. Rev. A* **93** 023814
- [74] Lu Y, Xu L, Yu Y, Wang P, Yao J 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 1718
- [75] Zheng S, Ruan Z, Gao S, Long Y, Li S, He M, Zhou N, Du J, Shen L, Cai X, Wang J 2017 *Opt. Express* **25** 25655
- [76] Li A, Bogaerts W 2017 *APL Photonics* **2** 096101
- [77] Li A, Bogaerts W 2017 *Opt. Express* **25** 31688
- [78] Li A, Bogaerts W 2019 *Laser Photon. Rev.* **13** 1800244
- [79] Yang J, Wang F, Jiang X, Qu H, Wang M, Wang Y 2004 *Opt. Express* **12** 4178
- [80] Chen S, Zhou G, Zhou L, Lu L, Chen J 2020 *J. Lightwave Technol.* **18** 3395
- [81] Troia B, Penades J S, Qu Z, Khokhar A Z, Osman A, Wu Y, Stirling C, Nedeljkovic M, Passaro V M, Mashanovich G Z 2017 *Appl. Optics* **56** 8769
- [82] Zheng S, Cao X, Wang J 2020 *Opt. Lett.* **45** 1035
- [83] Zhou L, Poon A W 2007 *Opt. Lett.* **32** 781
- [84] Lu Y, Xu L, Shu M, Wang P, Yao J 2008 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **20** 529

- [85] Le T T, Cahill L 2013 *Opt. Commun.* **301** 100
- [86] Wang F, Wang X, Zhou H, Zhou Q, Hao Y, Jiang X, Wang M, Yang J 2009 *Opt. Express* **17** 7708
- [87] Hu T, Yu P, Qiu C, Qiu H, Wang F, Yang M, Jiang X, Yu H, Yang J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 011112
- [88] Guo X, Dai T, Chen B, Yu H, Wang Y, Yang J 2019 *Opt. Lett.* **44** 4527
- [89] Zhang W, Yao J 2018 *Opt. Lett.* **43** 5415
- [90] Zhou L, Ye T, Chen J 2011 *Opt. Lett.* **36** 13
- [91] Tang H, Zhou L, Xie J, Lu L, Chen J 2018 *J. Lightwave Technol.* **36** 2188
- [92] Bera A, Kuittinen M, Honkanen S, Roussey M 2018 *Opt. Lett.* **43** 3489
- [93] Yu Y, Heuck M, Hu H, Xue W, Peucheret C, Chen Y, Oxenløwe L K, Yvind K, Mork J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 061117
- [94] Poulton C V, Zeng X, Wade M T, Popović M A 2015 *Opt. Lett.* **40** 4206
- [95] Xie X, Khurgin J, Kang J, Chow F S 2003 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **15** 531
- [96] Tazawa H, Steier W H 2005 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17** 1851
- [97] Cardenas J, Morton P A, Khurgin J B, Griffith A, Poitras C B, Preston K, Lipson M 2013 *Opt. Express* **21** 22549
- [98] Zhang J, Leroux X, Duraan-Valdeiglesias E, Alonso-Ramos C, Marris-Morini D, Vivien L, He S, Cassan E 2018 *ACS Photonics* **5** 4229
- [99] Terrel M, Digonnet M J, Fan S 2009 *Appl. Optics* **48** 4874
- [100] Yu Y, Chen Y, Hu H, Xue W, Yvind K, Mork J 2015 *Laser Photon. Rev.* **9** 241
- [101] Yang K Y, Skarda J, Cotrufo M, Dutt A, Ahn G H, Sawaby M, Vercruyse D, Arbabian A, Fan S, Alù A J 2019 *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) San Jose, USA, May 1-5, 2019* pSW4J.3
- [102] Kivshar Y, Rybin M 2017 *Nat. Photonics* **11** 212
- [103] An Y, Fu T, Liu Q, Ouyang Z 2020 *Appl. Phys. Express* **13** 032006
- [104] Zangeneh-Nejad F, Fleury R 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 014301

REVIEW

Progress of silicon photonic devices-based Fano resonance*Lu Li-Dan¹⁾ Zhu Lian-Qing^{2)†} Zeng Zhou-Mo^{1)‡} Cui Yi-Ping³⁾Zhang Dong-Liang²⁾ Yuan Pei²⁾¹⁾ (*State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Tianjin University, Tianjin 300072, China*)²⁾ (*Key Laboratory of the Ministry of Education for Optoelectronic Measurement Technology and Instrument, Beijing Information Science & Technology University, Beijing 100192, China*)³⁾ (*Advanced Photonics Center, Southeast University, Nanjing 210096, China*)

(Received 14 April 2020; revised manuscript received 24 September 2020)

Abstract

The development of silicon photonics provides a method of implementing high reliability and high precision for new micro-nano optical functional devices and system-on-chips. The asymmetric Fano resonance phenomenon caused by the mutual coupling of optical resonant cavities is extensively studied. The spectrum of Fano resonance has an asymmetric and sharp slope near the resonance wavelength. The wavelength range for tuning the transmission from zero to one is much narrow in Fano lineshape, therefore improving the figure of merits of power consumption, sensing sensitivity, and extinction ratio. The mechanism can significantly improve silicon-based optical switches, detectors, sensors, and optical non-reciprocal all-optical signal processing. Therefore, the mechanism and method of generating the Fano resonance, the applications of silicon-based photonic technology, and the physical meaning of the Fano formula's parameters are discussed in detail. It can be concluded that the primary condition for creating the Fano resonance is that the dual-cavity coupling is a weak coupling, and the detuning of resonance frequency of the two cavities partly determines Fano resonance lineshapes. Furthermore, the electromagnetically induced transparency is generated when the frequency detuning is zero. The methods of generating Fano resonance by using different types of devices in silicon photonics (besides the two-dimensional photonic crystals) and the corresponding evolutions of Fano resonance are introduced and categorized, including simple photonic crystal nanobeam, micro-ring resonator cavity without sacrificing the compact footprint, micro-ring resonator coupling with other structures (mainly double micro-ring resonators), adjustable Mach-Zehnder interferometer, and others such as slit waveguide and self-coupling waveguide. Then, we explain the all-optical signal processing based on the Fano resonance phenomenon, and also discuss the differences among the design concepts of Fano resonance in optimizing optical switches, modulators, optical sensing, and optical non-reciprocity. Finally, the future development direction is discussed from the perspective of improving Fano resonance parameters. The topology structure can improve the robustness of the Fano resonance spectrum; the bound states in continuous mode can increase the slope of Fano spectrum; the Fano resonance can expand the bandwidth of resonance spectrum by combining other material systems besides silicon photonics; the multi-mode Fano resonances can enhance the capability of the spectral multiplexing; the reverse design methods can improve the performance of the device. We believe that this review can provide an excellent reference for researchers who are studying the silicon photonic devices.

Keywords: optical resonant cavity, silicon photonics, photonic integration, Fano resonance**PACS:** 42.60.Da, 42.82.-m, 42.82.Et, 42.82.Fv**DOI:** 10.7498/aps.70.20200550

* Project supported by the 111 Project of China (Grant No. D17021), the Beijing New-star Plan of Science and Technology of China (Grant No. Z191100001119052), and the Vertical Subject of Beijing Laboratory of China (Grant No. GXKF2019002).

† Corresponding author. E-mail: lqzhu_bistu@sina.com

‡ Corresponding author. E-mail: zhmzeng@tju.edu.cn