

光学腔的共振线型

甘雪涛^{1,2,3*}, 赵建林^{1,2,3**}¹西北工业大学物理科学与技术学院, 陕西 西安 710129;²西北工业大学陕西省光信息技术重点实验室, 陕西 西安 710129;³西北工业大学光场调控与信息感知工业和信息化部重点实验室, 陕西 西安 710129

摘要 光学腔借助其特殊的共振线型, 成为激光、精密检测、光传感、光开关等技术中尤为重要的光波器件。对已报道的光学腔中几种不同共振线型(洛伦兹型尖峰、洛伦兹型凹谷、不对称 Fano 型等)进行评述, 并分析形成机制。最后, 以硅基微环腔为例, 提出调控这些共振线型的方法和器件结构。

关键词 光学器件; 光学腔; 共振线型; 微环腔

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0823007

Resonance Lineshapes in Optical Cavity

Gan Xuetao^{1,2,3*}, Zhao Jianlin^{1,2,3**}¹ School of Physical Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an, Shaanxi 710129, China;² Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an, Shaanxi 710129, China;³ Key Laboratory of Light Field Manipulation and Information Acquisition, Ministry of Industry and Information Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an, Shaanxi 710129, China

Abstract Based on special resonance lineshapes, optical cavity becomes a particularly important lightwave device in technologies like laser, precision detection, optical sensing, optical switching, and so on. In this work, we review the reported different resonance lineshapes in the optical cavity (including Lorentzian peak, Lorentzian dip, asymmetric Fano shape, etc.), and then discuss their physical mechanisms. Finally, with the silicon-based microring cavity as an example, we propose methods and corresponding device structures to control these resonance lineshapes.

Key words optical devices; optical cavity; resonance lineshape; microring cavity

OCIS codes 230.5750; 260.5740

1 引言

光学腔是一种支持光波在其中以稳定模式长时间循环存在的光波元件。在光学领域的基础研究和工程技术应用方面, 许多突破性进展均是基于光学腔取得的。例如, 1960 年, T. H. 梅曼基于法布里-珀罗腔制成了第一台红宝石激光器; 2015 年, 激光

干涉引力波天文台(LIGO)首次实现人类对引力波的观测, 而这也得益于法布里-珀罗腔对干涉仪灵敏度的极大改善。在现代光学蓬勃发展的量子光学、纳米光学、非线性光学、生物光学等重要分支中, 光学腔也发挥着必不可少的作用。传统光学腔由两个或多个反射镜构成, 当光波在反射镜间不断反射, 并在一个折返周期内产生波长整数倍光程时, 便可形

收稿日期: 2020-11-05; 修回日期: 2020-12-12; 录用日期: 2020-12-17

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFA0303800)、国家自然科学基金(11634010, 91950119)、陕西省自然科学基金基础研究计划(2020JZ-10)

* E-mail: xuetaogan@nwpu.edu.cn; ** E-mail: jlzhao@nwpu.edu.cn

成共振模式。近年来,随着微米及纳米尺度光子结构的不断发展,出现了诸如微球腔、微环腔、光子晶体纳腔、表面等离激元纳腔等。根据光波在这些光学腔中传输并形成共振模式的方式,可以分为驻波腔(如法布里-珀罗腔、光子晶体纳腔等)和行波腔(如微球腔、微环腔等)。

光学腔对光波中光子的时间和空间有效局域特性可分别利用品质因子(Q)和模场体积(V_{mode})两个特征参量来进行描述。 Q 表征了光学腔对共振模式中光子局域时间的长短,即 $Q = \omega_0 \tau$, 其中 ω_0 和 τ 分别为共振模式中光子的角频率和腔内寿命; V_{mode} 描述光学腔对共振模式的空间局域能力。光学腔的 Q 越大,对光子的局限时间越长,使得耦合进光学腔的光波产生的有效光功率越高; V_{mode} 越小,腔内光子局域空间越小,使得光功率密度越高。因此,腔内电场强度 E 正比于 Q/V_{mode} 因子。在具有高 Q/V_{mode} 因子的光学腔中,可以利用强烈增强的电场强度实现有效的光与物质相互作用,如高效激光产生、高灵敏光传感、全光开关、腔量子电动力学等。

虽然光学腔中光场的物理特性是由 Q 和 V_{mode} 两个参量决定的,但基于光学腔的技术应用强烈依赖于共振模式的光谱特征。本文将光学腔共振模式所呈现的光谱形状称为共振线型。例如,基于光学腔的光学传感、全光开关等均是通过对共振模式在被传感物理量变化或者泵浦光扰动后的光谱特征改变实现的,包括中心波长的移动、光谱线宽的改变等。可以借助两面反射镜构成的法布里-珀罗腔中的光场特性对光学腔共振模式的光谱特征进行简单分析,法布里-珀罗腔结构如图 1(a) 所示。假设在 X 点振幅为 U_0 的光波沿着光学腔的轴线自左向右传输,然后被反射镜 2 所反射并返回反射镜 1,并被再次反射,在 X 点形成复振幅为 U_1 的光波,之后将再次发生下一个折返反射。假设光波在光学腔中折

返一次的振幅衰减因子是 r ,产生的相位延迟为 φ ,则 $U_1 = rU_0 e^{-i\varphi}$ 。复振幅为 U_1 的光波经过一个折返周期后,其复振幅变为 $U_2 = rU_1 e^{-i\varphi}$,以此循环折返,亦形成复振幅 U_3, U_4, \dots 。因此在稳态情况下, X 点处的总光波复振幅为这些复振幅的叠加,即 $U = U_0 + U_1 + U_2 + U_3 + U_4 + \dots = U_0 / (1 - r e^{-i\varphi})$ 。假设光学腔的两面反射镜间距为 d ,其间为真空,则频率为 ν 的单色波在光学腔中传输一周产生的相位延迟 φ 可表示为 $\varphi = 4\pi\nu d/c$,其中 c 为腔内光速。于是,该单色波在光学腔中的稳态复振幅为

$$U(\nu) = U_0 / (1 - r e^{-i4\pi\nu d/c}) \quad (1)$$

据此,可以得到不同频率单色波在光学腔中的强度和相位随频率的分布,如图 1(b)、(c) 所示,其中 ν_0 满足 $4\pi\nu_0 d/c = 2l\pi$ (l 为任意整数),表示在该频率处形成了光学腔的共振模式。从图 1(b) 和 (c) 中的光谱特征可以看出,光学腔中光场的强度谱型为以共振频率 ν_0 为中心的洛伦兹线型,而相位谱从 $-\pi/2$ 到 $\pi/2$ 围绕共振频率呈反对称变化,且在共振频率处有最大的相位变化斜率。光学腔中光强的光谱特征所呈现的洛伦兹型共振峰表明,在共振频率处,光场的相长干涉使得腔中光强具有最大值,且该洛伦兹峰的宽度 $\Delta\nu$ 与品质因子 Q 具有关系,即 $Q = \Delta\nu/\nu_0$ 。上述结果虽然是通过法布里-珀罗干涉仪型的驻波腔得到的,在行波腔中亦有相同的结论。在依赖于光学腔光谱共振峰变化所实现的技术应用中,该洛伦兹型共振峰的线型至为重要。例如,在基于光学腔的传感测量中,如果将匹配共振峰波长的光信号用于监控感知参量,并根据测量光信号在待测物理量扰动光学腔后发生的强度变化对该物理量进行感知,则共振峰的光谱线型宽度越小、线型的斜率越大,引起的光强度变化就越大,从而感知灵敏度越高。同样,如果将光学腔应用于全光器件、光学测量等,窄线宽、大斜率的共振线型对降低全光器件功

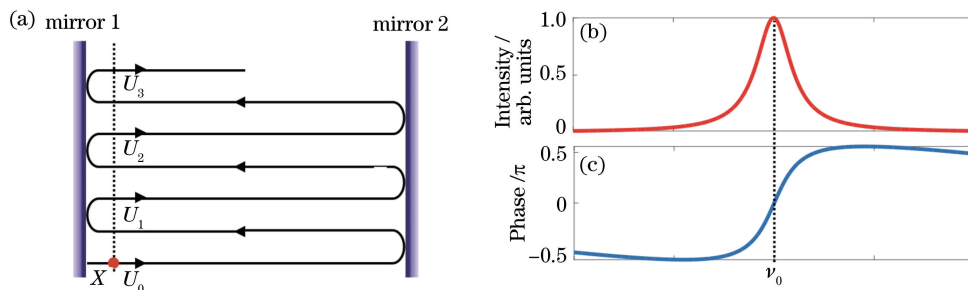


图 1 光学腔的共振模式。(a) 法布里-珀罗腔中光波折返过程;(b) 共振模式的强度;(c) 共振模式的相位

Fig. 1 Resonance mode in optical cavity. (a) Circulation of light wave in a Fabry-Pérot cavity; (b) intensity of the resonant mode; (c) phase of the resonance mode

耗、提高测量精度等具有独特优势。如果能够找到使光学腔共振线型具有更大陡峭度的调控方案,将有利于器件应用性能的极大提升。这是详细讨论光学腔共振线型的目的之一。

对上述光学腔中光场的数学分析表明,光学腔共振模式的光谱特征是洛伦兹型的尖峰,然而目前多个已报道的工作表明,光学腔的光谱测量结果亦呈现出其他类型的共振线型。最典型的例子是被广泛用于光子芯片上信号处理(如光传感、波分复用、光调制等)的微环腔^[1-2],如图 2(a)所示。一般地,微环腔需与两个通道波导相耦合,其中光信号输入的波导端口被命名为“Input”端,另一端为“Through”端;另一个波导的一端为“Drop”端。已报道结果显示,若在“Input”端输入不同波长的光信号,则在“Through”端测量得到的传输光谱为系列洛伦兹型的凹谷。该结果与图 1 中分析得到的光学腔共振模式应具有洛伦兹型尖峰结论是矛盾的。虽然微环腔在“Through”端的洛伦兹

型凹谷被大量用于实现传感、滤波、光开关等,但根据文献检索,关于其出现的物理机制鲜有报道。考虑到光学腔具有局域光场的作用,这种光谱凹谷的产生很容易被误解为是由于共振光场被局域在微环腔中,不能有效耦合到通道波导上并从“Through”端输出,所以在共振波长的位置处出现了很低的光强。但是,从波导耦合机制的角度考虑,微环和通道波导在耦合区域的耦合相当于两个波导的互易耦合,即“Input”端的入射光通过通道波导耦合进入微环腔,同时微环腔中的光会互易地耦合回通道波导,如图 2(b)中虚线所示。因此,微环腔中的共振模式应该耦合回通道波导,并在“Through”端可以测量到。另一方面,如果在另一个通道波导的“Drop”端测量微环腔的传输谱,则得到的光谱线型为系列洛伦兹型的尖峰,其与图 1 中对共振模式的光谱分析结果一致。这也说明微环腔的共振模式可以从微环腔耦合进入其下方的入射通道波导中。

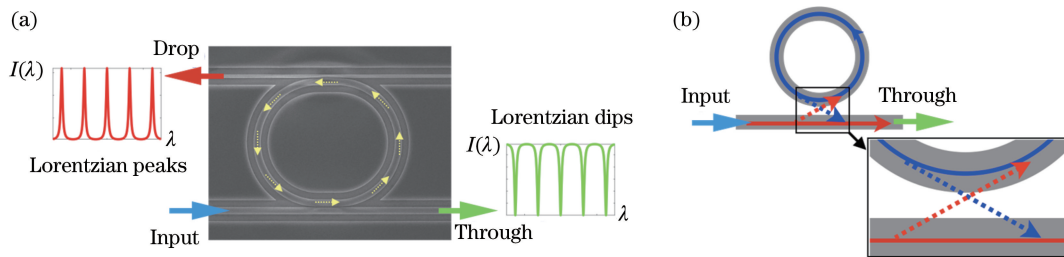


图 2 波导-微环腔耦合结构的传输光谱及光波耦合。(a)微环腔耦合波导中“Through”和“Drop”端传输光谱示意图;(b)波导-微环腔结构中的光波耦合

Fig. 2 Transmission spectra and lightwave coupling in the coupled waveguide-microring resonator. (a) Schematic of transmission spectra from the ‘Through’ and ‘Drop’ ports of the waveguides coupled with the microring resonator; (b) lightwave coupling between waveguide and microring resonator

实际上,关于微环腔的研究结果表明,在与微环腔耦合的波导上得到的传输谱可以表现出不同的共振线型。Mancinelli 等^[3]将通道波导与多个微环腔耦合,在“Through”端和“Drop”端分别得到了对称的洛伦兹型尖峰和凹谷,如图 3(a)所示。该结果与上述单个微环腔耦合波导后在“Through”端和“Drop”端得到的光谱线型相反。Tobing 等^[4]将两个微环腔相耦合,并控制二者的耦合强度,在通道波导的“Through”端可以得到对称的洛伦兹型尖峰、凹谷及不对称的线型,如图 3(b)所示。值得注意的是,由于微环腔耦合通道波导后的“Through”端一般出现洛伦兹型凹谷,作者将得到的洛伦兹型尖峰称为类电磁诱导透明(EIT)型线型。其原因是该洛

伦兹型尖峰表现为在一个低传输光谱背景上出现了一个尖峰,类似于量子光学中的类电磁诱导透明现象。这个工作中的不对称线型可以利用 Fano 公式进行准确拟合^[5],因此也被称为 Fano 型线型。不仅针对微环腔,也有不同类型的共振线型出现在其他光学腔上,如光子晶体腔^[6]、微球腔^[7]、微盘腔^[8]等。

综上,虽然通过数学分析得到的光学腔中共振模式应具有的光谱线型是洛伦兹型尖峰,但大量工作均表明,光学腔共振线型可以出现洛伦兹型的尖峰、洛伦兹型的凹谷、Fano 型不对称线型。这其中的物理机制仍未被得到很好的解释,这是详细讨论光学腔共振线型的目的之二。

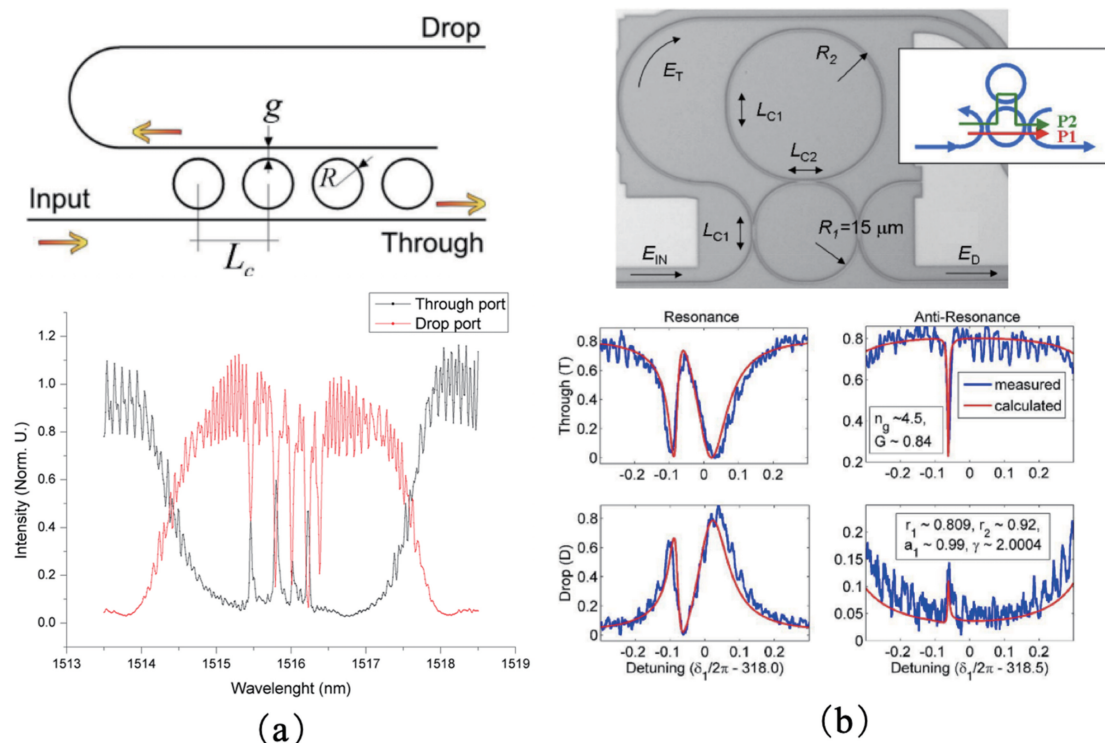


图 3 微环腔的不同共振线型。(a)通道波导与多个微环腔相耦合的结构和对应的光谱^[3]；
(b)两个微环腔相耦合的结构和对应的光谱^[4]

Fig. 3 Different resonance lineshapes of microring resonators. (a) Structure and corresponding spectra of channel waveguide coupled with multiple microring cavities^[3]; (b) structure and corresponding spectra of two microrings coupling^[4]

2 Fano 型共振线型

考虑光学腔在时间和空间上对光波的局域特性,可将其看作是一个孤立系统。光学腔中光场的光谱特性应具有对称的洛伦兹型尖峰线型,并且在共振波长处具有最大值。但是,在实际应用光学腔时,必然需要对其光谱信息进行测量,则不可避免地要对该孤立系统与一个开放系统进行耦合,比如通道波导或者其他光学腔等。因此,在与其他结构相耦合的微环腔中,当开放系统中的其他光波模式与光学腔中局域的共振模式发生相互作用时,会产生不同类型的共振线型。实际上,这种局域共振模式与其他模式之间相互耦合是光波的一个普遍现象,可以利用 Fano 共振理论来分析。

1935 年,Beutler^[9]在研究氘原子的里德堡谱线时,实验上观察到吸收谱出现了非常陡峭的不对称线型;同年,Fano^[10]对这种不对称吸收谱线给出了理论解释,并且基于量子力学的叠加原理给出了数学描述,也被称为 Beutler-Fano 公式。随后的几十年里,Fano 教授对这种“strange-looking shapes”的吸收谱线进行了大量的实验和理论研

究,并给出了详尽的理论解释和数学表达式。在光与气体原子相互作用过程中,原子的光致电离有多种形式,亦产生了多种对应的光吸收谱线。一种方式是将内壳层电子直接电离,对应于原子从基态转变到连续的电离态。另一种方式是首先发生俄歇效应,即吸收高能量的光子激发两个(或多个)电子到激发态。随后,因俄歇电子间的相互作用,其中一个电子进入低能态,对应着一个呈束缚态的离散弛豫路径;另一个电子则发生电离,对应着一个呈连续态的弛豫路径。根据量子力学的态叠加原理,在不同路径上的两个态发生耦合时便可出现干涉。此时,如果连续态中存在与离散束缚态相同的能级,便可形成不对称的共振线型。1961 年,Fano 教授针对这种不对称线型给出了更加清晰的数学表达式^[5],即目前被大家广泛参考的 Fano 公式:

$$F(\nu) = [q + 2(h\nu - h\nu_0)/\Gamma]^2 / \{1 + [2(h\nu - h\nu_0)/\Gamma]^2\}, \quad (2)$$

式中: ν_0 和 Γ 分别为离散束缚态的共振频率和线宽;参数 q 一般称为 Fano 线型的不对称因子,常用来表征线型的不对称度。图 4 为几种不同 q 下的归

一化 Fano 线型。当 q 趋向于无穷大时,线型表现为离散束缚态所决定的标准洛伦兹尖峰,且在中心共振频率处 $F(\nu)$ 具有最大值。 $q=0$ 情况下,Fano 共振线型是一个特殊的线型,它的表现是在连续态的线型上出现了一个对称的洛伦兹凹谷,有时也被称为反共振,在中心共振频率处具有最小值。当 q

取其他值时,线型均表现出不对称性,且最大值和最小值分布在中心共振频率的两侧。在文献[5]中,Fano 教授将 q 因子的物理含义定义为原子发生能态转变时,转变至离散束缚态与连续态耦合的混合态或者转变至连续态的概率比例,并据此对不同线型的产生给出解释。

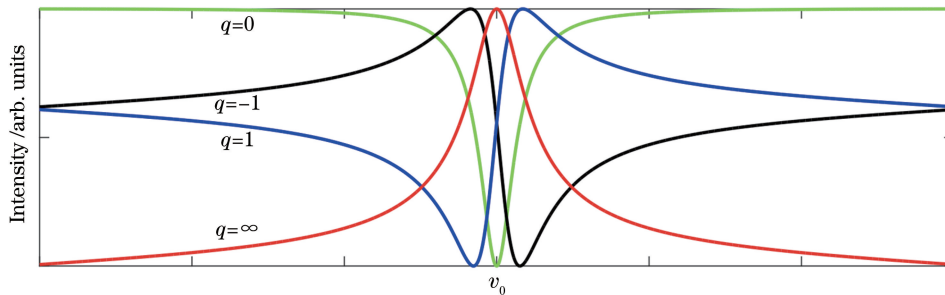


图 4 具有不同 q 因子的 Fano 共振线型

Fig. 4 Fano resonance lineshapes with different q factors

实际上,Fano 共振现象是波动传输和干涉过程中的一个普遍现象,在许多经典和量子物理系统中均被观察和研究。当系统中同时存在离散束缚态和连续态,并且二者发生相互作用时,即可形成 Fano 共振。例如量子受限材料中束缚态电荷的输运过程^[11]、周期冷原子势阱中的物质波散射^[12]、Josephson 结中的等离子体散射^[13]等,都可以用 Fano 共振原理来进行解释。在光学系统中,Fano 共振现象在近几年也被大量地研究和报道,例如在微环腔、微球腔、光子晶体腔等光学腔中^[7-8, 14-16];在单个亚波长尺度的高折射率 Mie 散射体上^[17];在表面等离激元纳米结构上^[18];在具有 Bragg 衍射的周期性光子结构上^[19]。

虽然已有大量工作对不同光学系统中的 Fano 共振线型进行了讨论,但这些线型形成的理论模型仍未得到完善讨论。另外,这些光学 Fano 共振线型与图 1 中的洛伦兹型尖峰或凹谷之间存在何种联系,以及相互之间是否可以转变也未得到报道。实际上,图 4 中由 Fano 公式所描述的线型涵盖了光学腔的不同共振线型,包括洛伦兹型尖峰、洛伦兹型凹谷、不对称 Fano 型等。因此,借助 Fano 教授针对 Fano 共振现象的物理解释,可以对光学 Fano 共振现象给出具体分析。在光学系统中,多种光学元件可以对光波实现离散束缚态或连续态调制。例如,光学腔可对光波进行空间和时间局域,在特定频率处形成离散的束缚态;而用于耦合光学腔的通道波导中存在宽带的传输模式,可认为是一种连续态。当这些离散束缚态和连续态通过光波元件发生耦合

时,便可形成光学 Fano 共振现象。另外,对于单个亚波长尺度的高折射率 Mie 共振体,其散射光谱也表现出明显的不对称 Fano 共振线型。在该系统中,由于共振体孤立存在,并没有波导与其进行直接耦合。但入射光波在自由空间中的传输过程仍可被认为是提供了支持连续态传输的通道波导。入射光波与 Mie 共振体耦合后,其中产生的 Mie 共振模式在与入射光波的连续态传输模式相耦合后,便产生不对称的散射光谱线型。

接下来将以微环腔为例,详细讨论光学腔中的离散束缚态与波导中的连续态在相互作用后,如何形成不同类型的共振线型,其形成条件如何控制及怎样在不同线型之间进行转变。

3 微环腔共振线型分析

微环腔是平面光子集成回路上最重要的光子元件之一,具有结构紧凑、Q 因子高、与许多有源和无源器件的集成相兼容等优点。例如,在具有硅、氮化硅、氮氧化硅、氮化铝、铌酸锂等材料的光子集成回路中,微环腔被用来实现高灵敏光传感、高效非线性光学效应、低功耗电光调制等。一般地,为利用微环腔的共振模式,需在其侧面耦合一个通道波导,实现光波的输入和输出,并提取微环腔上的光信息。在前期工作中对波导-微环腔耦合结构中的光波模式进行了详细的分析^[20-22],在此仅进行简要描述。图 5 为波导-微环腔耦合结构的示意图。假设复振幅为 E_0 的光波从波导输入端入射,并在波导中形成稳定的导波模式,且忽略波导传输损耗。在波导与

微环腔的耦合区域,部分导波模式通过泄露在波导外的倏逝波耦合进微环腔中。该耦合过程的系数为 $i\kappa$,即进入微环腔的光场复振幅为 $i\kappa E_0$,表示耦合过程中模式发生了 $\pi/2$ 的相位延迟。导波模式中的另一部分光波在通过波导-微环腔耦合区域后继续沿

通道波导传输,其光场复振幅为 tE_0 。考虑到波导支持宽带光谱特性的导波模式,通过波导-微环腔耦合区域后的波导中导波模式分量 $E_w = tE_0$,其光强的光谱特征可认为是一个宽带的连续态,如图 5(a)右下插图所示。

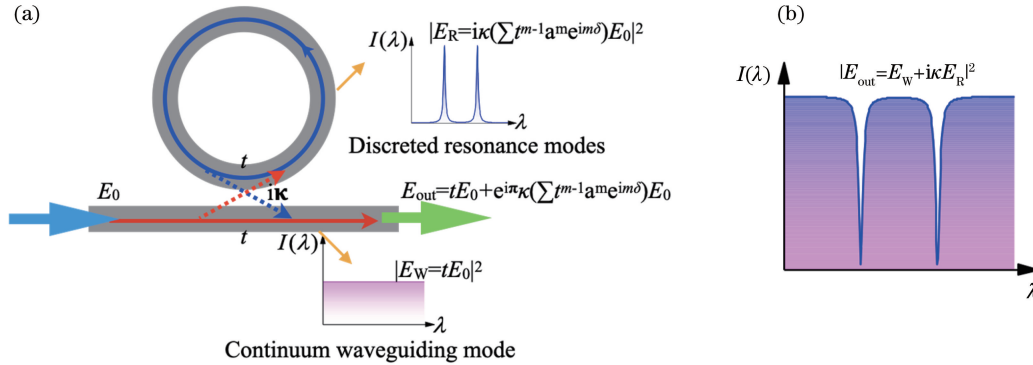


图 5 传统波导-微环腔耦合结构的共振线型分析。(a)传统波导-微环腔耦合结构中微环腔共振模式、波导导波模式及二者耦合形成模式的光场分布^[20];(b)传统波导-微环腔耦合结构的传输谱

Fig. 5 Analysis of resonance lineshape in traditional coupled waveguide-microring resonator. (a) Optical field distribution of resonant mode, guided wave mode, and coupling mode in traditional waveguide-microring resonator coupling structure^[20]; (b) transmission spectrum in traditional waveguide-microring resonator coupling structure

耦合进微环腔的光波分量 $i\kappa E_0$ 将在微环腔中循环传输,且最终形成模式的复振幅为

$$E_R = i\kappa \left(\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta} \right) E_0, \quad (3)$$

式中: m 为光波在微环腔中的循环次数, m 无穷大时表示形成稳态模式; $a = e^{-\alpha L}$ 和 $\delta = 2\pi nL/\lambda$ 分别为光波在微环腔中循环一周的传输系数和相位延迟,其中 λ 为光波在真空中的波长, L 和 n 分别为微环腔的周长和传输模式的有效折射率; α 为光波沿微环腔传输的损耗系数。如果输入光波的波长 λ 可以使 δ 为 2π 的整数倍,微环腔中循环传输的多个光波发生相长干涉,便形成了微环腔的共振模式。在该条件下对(3)式进行求解,可以得到微环腔中形成的共振模式具有对称洛伦兹型尖峰的光谱特征,如图 5(a)右上插图所示。该结果与图 1 中所分析的法布里-珀罗干涉仪型驻波腔中的共振模式相一致。因此,从光谱角度考虑,微环腔中共振模式的光场 E_R 可认为是一个离散束缚态。进一步,该离散束缚态通过波导-微环腔耦合区域耦合回通道波导中,并且其光场复振幅为 $i\kappa E_R$ 。此时,通道波导输出端的光波由 tE_0 和 $i\kappa E_R$ 相互干涉决定,即

$$E_{out} = tE_0 + i\kappa E_R = tE_0 - \kappa^2 \left(\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta} \right) E_0. \quad (4)$$

根据 $|E_{out}/E_0|^2$,可绘出其归一化的光谱分布,如图 5(b)所示,其表现为洛伦兹型凹谷,与广泛报

道的波导-微环腔耦合结构的光谱特征相一致。

离散束缚态 $\kappa^2 (\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta}) E_0$ 和连续态 tE_0 相互作用后将形成 Fano 共振线型。图 5(b)中的洛伦兹型凹谷可以认为是图 2 中反共振的 Fano 线型。实际上,(4)式中的负号可以理解为 tE_0 和 $\kappa^2 (\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta}) E_0$ 具有 π 的相位差,即 $E_{out} = tE_0 + e^{i\pi} \kappa^2 (\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta}) E_0$ 。这使得离散束缚态 $\kappa^2 (\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta}) E_0$ 和连续态 tE_0 以 π 相位差进行耦合,发生了相消干涉。最终,通道波导输出端光波的光谱特征表现为连续态的平坦光谱背景上减去了离散束缚态的洛伦兹型尖峰,最终形成洛伦兹型凹谷。这一理论模型也解释了波导-微环腔耦合结构所形成的洛伦兹型凹谷并非共振模式被局域在微环腔内无法耦合出腔外所致。相反地,光波在微环腔内形成共振模式后耦合进入通道波导,并与通道波导的导波模式相干涉后形成了传输光谱上的凹谷。

4 微环腔共振线型调控

光波在波导-微环腔结构中的传输行为由离散束缚态 $\kappa^2 (\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta}) E_0$ 和连续态 tE_0 以 π 相位差进行耦合所决定。根据 Fano 共振理论,离散束缚态和连续态的耦合还可以形成其他类型的共振线型,如对称的洛伦兹型尖峰和具有不同 q 因子的不对称 Fano 线型。因此,波导-微环腔结构有望实现

更多的共振线型,并且通过对这些特殊线型进行调控可以提升基于微环腔的器件性能。若要实现共振线型的调控,需控制离散束缚态 $\kappa^2(\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta})E_0$ 和连续态 tE_0 之间的相位差不为 π 。在图 5(a)所示的传统波导-微环腔结构中,可认为耦合区域处发生的是两个波导的相互耦合,离散束缚态 $\kappa^2(\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta})E_0$ 和连续态 tE_0 之间的 π 相位差由该耦合结构所决定,即光波从通道波导耦合进入微环腔,在形成共振模式后耦合回通道波导,产生了 π 相位延迟。为破坏该结构耦合形成的 π 相位差,作者提出在波导和微环腔耦合的区域,针对波导增加一个额外的相位延迟 φ ^[20-21],如图 6(a)所示。此时,在通道波导输出端上,离散束缚态 $\kappa^2(\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta})E_0$ 和连

续态 tE_0 之间干涉的相位差为 $\pi-\varphi$ 。通过控制 φ ,可以实现不同类型的共振线型。

图 6(b)为不同 φ 下根据 $tE_0 + e^{i(\pi-\varphi)}\kappa^2(\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta})E_0$ 绘出的归一化光谱示意图。 $\varphi=0$ 或 2π 情况即对应着传统波导-微环腔结构的传输光谱,表现为洛伦兹型凹谷; $\varphi=\pi$ 时,由于离散束缚态 $\kappa^2(\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta})E_0$ 和连续态 tE_0 之间不存在相位差,二者干涉形成的光谱显示为在一个连续背景上的洛伦兹型尖峰;当 φ 取其他值时,如 $\pi/2$ 或 $3\pi/2$,两个态的干涉结果为不对称线型,其最大和最小值分布在共振波长的两侧;同时, φ 取 $\pi/2$ 和 $3\pi/2$ 两种情况下,Fano线型的不对称方向相反,对应的不对称因子 q 具有相反符号,分别为1和-1。

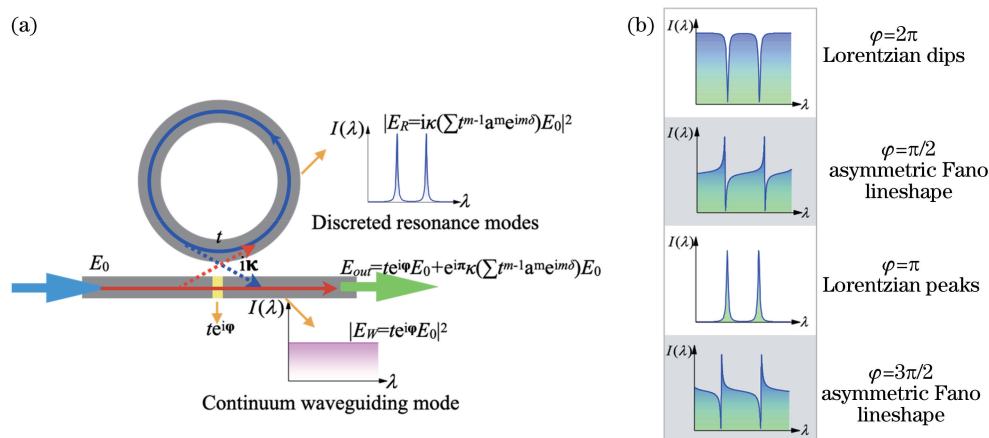


图 6 具有额外相位延迟的波导-微环腔耦合结构中共振线型分析。(a)微环腔共振模式、波导导波模式及二者耦合形成模式的光场分析^[20]; (b)额外相位延迟对波导-微环腔耦合结构的传输谱共振线型的调控

Fig. 6 Analysis of resonance lineshape in waveguide-microring coupling structure with extra phase delay. (a) Optical field analysis of microring resonant mode, waveguide guided mode, and their coupling mode^[20]; (b) modulation of transmission spectrum resonance lineshape of waveguide-microring cavity coupling structure by extra phase delay

实验上,为验证调控微环腔共振线型的思路,Fang等^[20]提出了如图 7(a)所示的波导-微环腔器件。不同于传统的波导-微环腔结构,该结构在波导与微环腔耦合区域的波导上额外引入一个空气孔。如果是硅基波导-微环腔,考虑硅和空气的折射率差,该空气孔的引入可以对通道波导的导波模式产生一个额外的相位延迟,即从实验上实现了图 6(a)中的 φ 。另外,通过改变空气孔的形状和大小,可以实现不同的相位延迟 φ 。实验上,利用电子束曝光和等离子刻蚀工艺,基于硅衬底制备了波导中含有空气孔的波导-微环腔器件,其中硅平板的厚度为220 nm,通道波导及构成微环腔的波导宽度均为500 nm,波导和微环腔的耦合间距为160 nm,微环腔的直径为150 μm 。图 7(b)为典型的波导-微环腔器件,其中通道波导的两端设计有耦合光栅,可将波

导的导波模式通过垂直方向的衍射与光纤相耦合。为获得不同的共振线型,制备了通道波导上具有不同尺寸空气孔的波导-微环腔器件,如图 7(c)所示。这些器件上的空气孔被设计为椭圆形,并且这些椭圆孔沿竖直方向的高度均为200 nm,但是椭圆孔沿水平方向的长度分别为300 nm、350 nm、400 nm。作为对比,还制备了传统的波导-微环腔器件,即波导上无空气孔。将窄线宽可调谐激光器作为光源,并耦合进入波导的输入端,并在输出端利用探测器测量波导的输出功率。通过扫描可调谐激光器的波长,可以得到器件的传输谱,实验结果如图 7(c)所示。在无空气孔的波导-微环腔器件上得到了具有标准洛伦兹型凹谷的传输谱,即表现为反共振线型。当波导-微环腔器件的波导中含有高度和长度分别为200 nm和300 nm的椭圆形空气孔时,空气孔引

入的额外相位延迟使得器件传输谱出现了不对称的 Fano 线型。增加椭圆形空气孔的长度至 350 nm 时, 更大的相位延迟使得共振波长处的 Fano 共振线型转变为洛伦兹型尖峰。进一步增加椭圆形空气孔的长度至 400 nm, 共振波长处的洛伦兹型尖峰再次转变为不对称的 Fano 线型, 但是其不对称的方向与长度

为 300 nm 的椭圆形空气孔调制的器件所形成的 Fano 线型不对称方向相反。综上, 在波导-微环腔耦合区域的波导上引入空气孔, 以使微环腔共振模式的离散束缚态和波导导波模式的连续态之间产生额外相位差, 从而可以调控共振线型出现不对称 Fano 型、对称洛伦兹型尖峰、对称洛伦兹型凹谷。

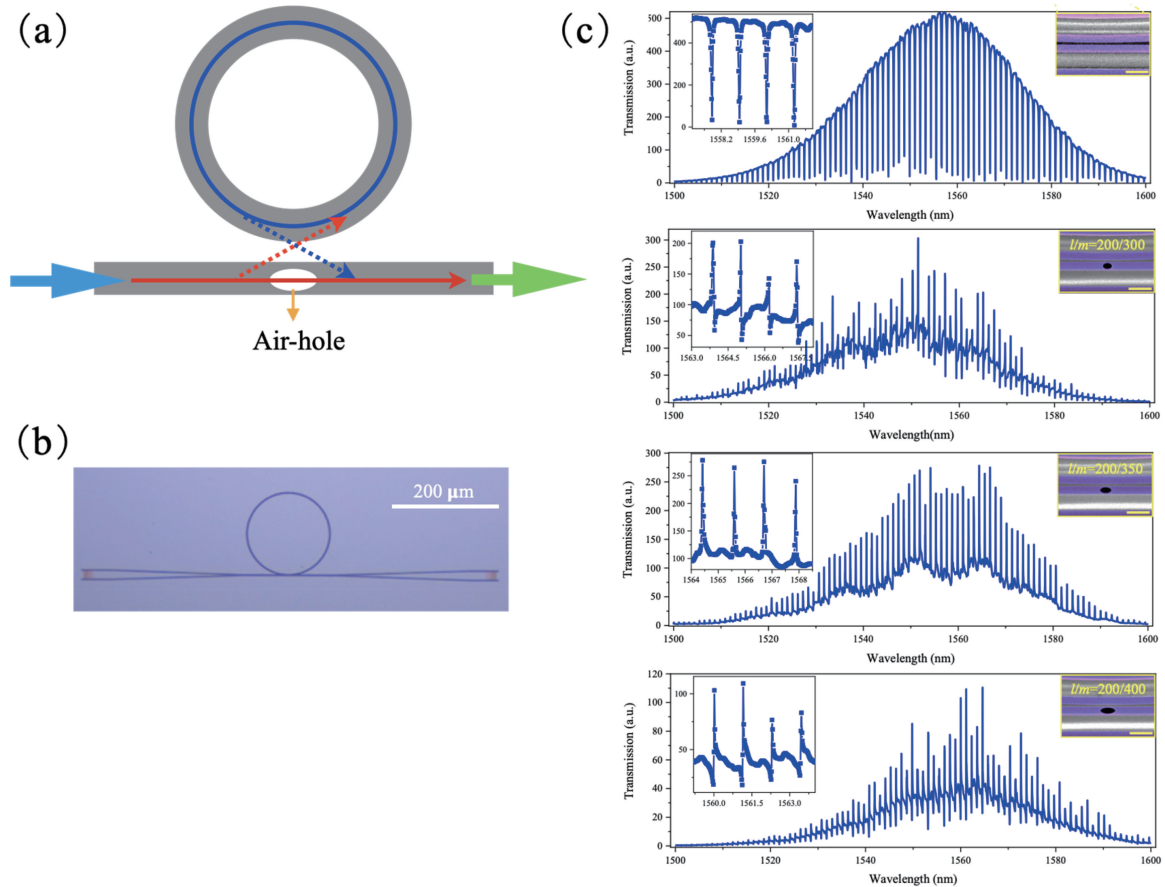


图 7 波导-微环腔耦合结构中不同共振线型的实验实现。(a)在波导-微环腔耦合结构上引入相位延迟的实验设计示意图; (b)制备的波导-微环腔结构的光学显微镜图^[20]; (c)波导上无空气孔及有不同尺寸空气孔的波导-微环腔结构的传输光谱^[20]
Fig. 7 Experimental realization of different resonance lineshapes in the coupled waveguide-microring resonators. (a) Schematic of the experimental design for realizing a phase delay on a waveguide-microring coupling structure; (b) optical microscope image of a fabricated waveguide-microring structure^[20]; (c) transmission spectra of the waveguide-microring structures without air-hole and with air-holes of different dimensions^[20]

值得注意,在波导中引入的空气孔需要位于波导-微环腔耦合区域内,以保证波导的导波模式 tE_0 在与微环腔共振模式 $\kappa^2(\sum t^{m-1} a^m e^{im\theta})E_0$ 发生干涉之前就已经产生了额外的相位延迟 φ 。将空气孔放置在微环腔中线的下方,如图 8(a)所示,可有效保证其对导波模式 tE_0 产生所需要的相位延迟,同时不对微环腔共振模式在耦合进入波导后产生相位延迟。如果空气孔的位置远离波导-微环腔耦合区域,如图 8(b)所示,则波导导波模式 tE_0 与微环腔共振模式 $\kappa^2(\sum t^{m-1} a^m e^{im\theta})E_0$ 已经以 π 相位差发生干

涉,此时空气孔同时对二者产生相同的相位延迟,无法起到调控输出端共振线型的作用。为对该结论进行实验验证,作者制备了图 8(c)所示的多个波导-微环腔器件^[21]。在每个器件的通道波导中均引入了直径为 300 nm 的空气孔,但空气孔的位置相对微环腔中线下方具有不同距离 Δl ,分别为 0, 0.5, 1.5, 2.5 μm。对这些器件的光谱进行测量,结果表明:当空气孔位于微环腔中线下方时,形成了明显的不对称 Fano 共振线型;随着空气孔远离微环腔中线下方, Fano 线型的不对称程度逐

渐改变,并且通过线型拟合,得到的空气孔所引起的微环腔共振模式和波导导波模式之间的相位延迟逐渐变小;当空气孔距离微环腔中线下方

2.5 μm 时,共振线型由 Fano 线型演化为洛伦兹型凹谷,表明空气孔已不能在两个模式之间引起相对的相位延迟。

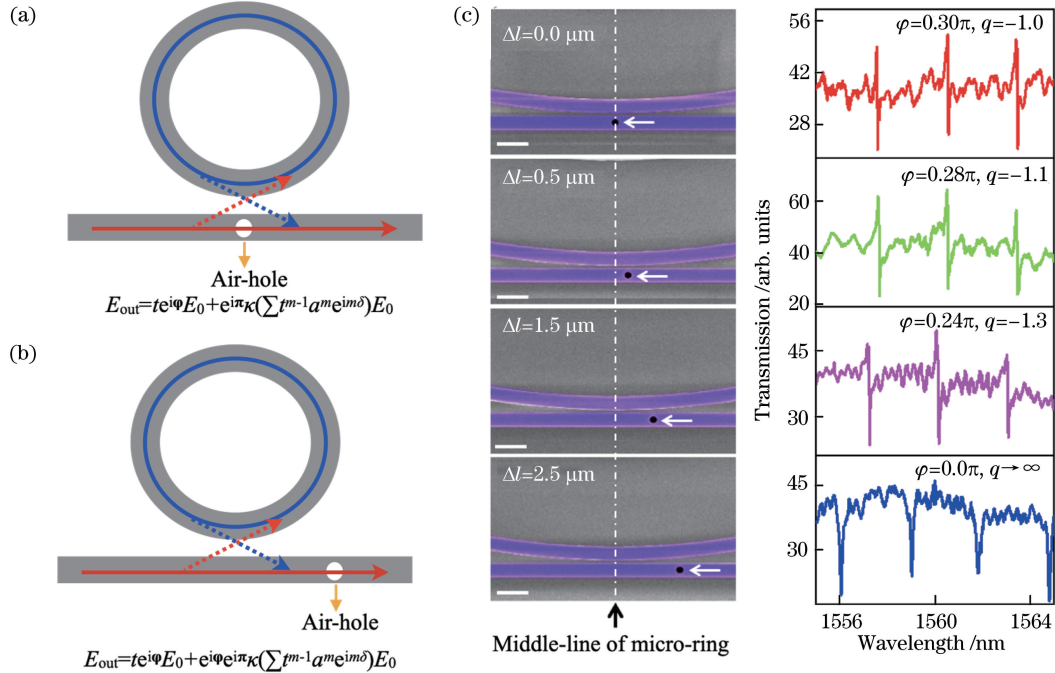


图 8 相位延迟调控波导-微环腔耦合结构中共振线型的实验验证。(a)空气孔位于波导-微环腔耦合区域内的器件示意图;(b)空气孔位于波导-微环腔耦合区域外的器件示意图;(c)空气孔位于不同位置的波导-微环腔器件的扫描电镜图和传输谱^[21]

Fig. 8 Experimental verification of the modulated resonance lineshapes in the coupled waveguide-microring by the phase delay. (a) Schematic of the device with an air-hole inside waveguide-microring coupling region; (b) schematic of the device with an air-hole outside waveguide-microring coupling region; (c) scanning electron microscope images and measured transmission spectra of the waveguide-microring device with the air-hole locating at different positions^[21]

在波导中引入空气孔的思路等效为对空气孔处的导波模式有效折射率进行调整,从而使得其中导波模式传输过程中的相位延迟发生改变。空气孔引起的导波模式有效折射率变化 Δn 取决于空气孔尺寸与波导宽度的相对大小。例如,保持空气孔大小不变,其在宽度较大的通道波导中引起的 Δn 将小于在宽度较小的通道波导中引起的 Δn 。为保证波长为 1550 nm 的入射光在通道波导中为单模传输,选择波导宽度为 500 nm。如果将波导宽度适当变宽(变窄),在空气孔尺寸不变的情况下,所引起的相位延迟将减小(增大),从而会引起共振线型的改变。另外,由于通道波导的导波模式主要局域在波导内部,对于通道波导-微环腔之间耦合的倏逝场(一般对于具有低损耗、高品质因子的微腔,耦合强度很弱),其与空气孔的直接作用较小。因此,通道波导与光学腔的耦合间距对空气孔引起的额外相位延迟所产生的影响可忽略;其对共振线型的调制亦可忽略,仅会

影响共振模式的品质因子和传输谱的消光比。

值得注意的是,在用于调控共振线型的波导-微环腔耦合结构中,为实现波导中导波模式的额外相位延迟,上文采取了在硅波导中引入空气孔的思路。实际上,除在波导中刻蚀空气孔,亦可在波导-微环腔耦合区域的波导上选区沉积生长材料(如硅、锗等),以增加该波导区域的有效折射率,从而实现额外相位的引入。这种通过改变耦合区域波导中相位实现共振线型调控的思路也为主动调控波导-微环腔光谱特征提供了可能。例如可在波导选区沉积硫属化合物相变材料 $\text{Ge}_x\text{Sb}_y\text{Te}_z$ (GST),通过电致或光致 GST 相变,其发生大的折射率变化,而后引起波导模式的相位延迟,可实现共振线型在洛伦兹型尖峰、凹谷和不对称 Fano 型之间的主动调控^[20]。

5 分析与讨论

以上结果表明,将光波经波导-微环腔结构的传

输行为理解为离散束缚态 $\kappa^2 (\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta}) E_0$ 和连续态 tE_0 以一定的相位差进行干涉,从而可以解释传统波导-微环腔结构的传输谱中所出现的洛伦兹型凹谷,并且可以据此设计出支持不同线型调控的耦合结构。实际上,利用该模型,还可解释其他已报道的微环腔上形成不对称 Fano 线型的物理机理。这些已报道的微环腔耦合结构可分为两类。

第一类是如图 9(a)~(c) 所示的几种结构,包括微环腔与马赫-曾德尔干涉光路的一个臂相耦合的结构^[23]、微环腔插入马赫-曾德尔干涉光路的结构^[24]、微环腔与一个反馈型波导相耦合的结构^[25] 等,均得到了不对称 Fano 线型。这些结构的特点是均可以等效为一个传统波导-微环腔耦合结构与另一波导相耦合,例如将波导-微环腔耦合结构和另一波导构成马赫-曾德尔干涉光路。为方便讨论,图 9(d) 给出了相应的模型示意图,其中构成波导-微环腔耦合结构的

波导表示为波导 1,另一波导表示为波导 2。在该马赫-曾德尔干涉光路结构上,除去波导-微环腔耦合结构提供的光波模式 $tE_0 + e^{i\pi} \kappa^2 (\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta}) E_0$,在波导 2 上也存在着一个导波模式连续态 $E_1 e^{i\Delta\varphi}$ 。二者发生干涉耦合后,整个结构输出端的光场为 $E_1 e^{i\Delta\varphi} + tE_0 + e^{i\pi} \kappa^2 (\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta}) E_0$,其中 $\Delta\varphi$ 为波导 2 中模式相对波导 1 中模式的相位延迟。因此,虽然单独的波导-微环腔耦合结构所输出的光谱为由具有 π 相位差的 tE_0 和 $\kappa^2 (\sum t^{m-1} a^m e^{im\delta}) E_0$ 干涉所决定的洛伦兹型凹谷,但通过控制波导 2 中模式的相位延迟 $\Delta\varphi$,即可调控整个结构所输出的共振光谱线型,形成类似图 6(b) 所示的共振线型。这种利用多个波导构建复杂干涉光路以耦合光学腔实现不同共振线型的思路在其他类型光学腔中也被采用。例如,利用锥形微光纤与光纤微球腔相耦合,并将该耦合单元作为马赫-曾德尔干涉光路的一臂;同时,另一臂采用普

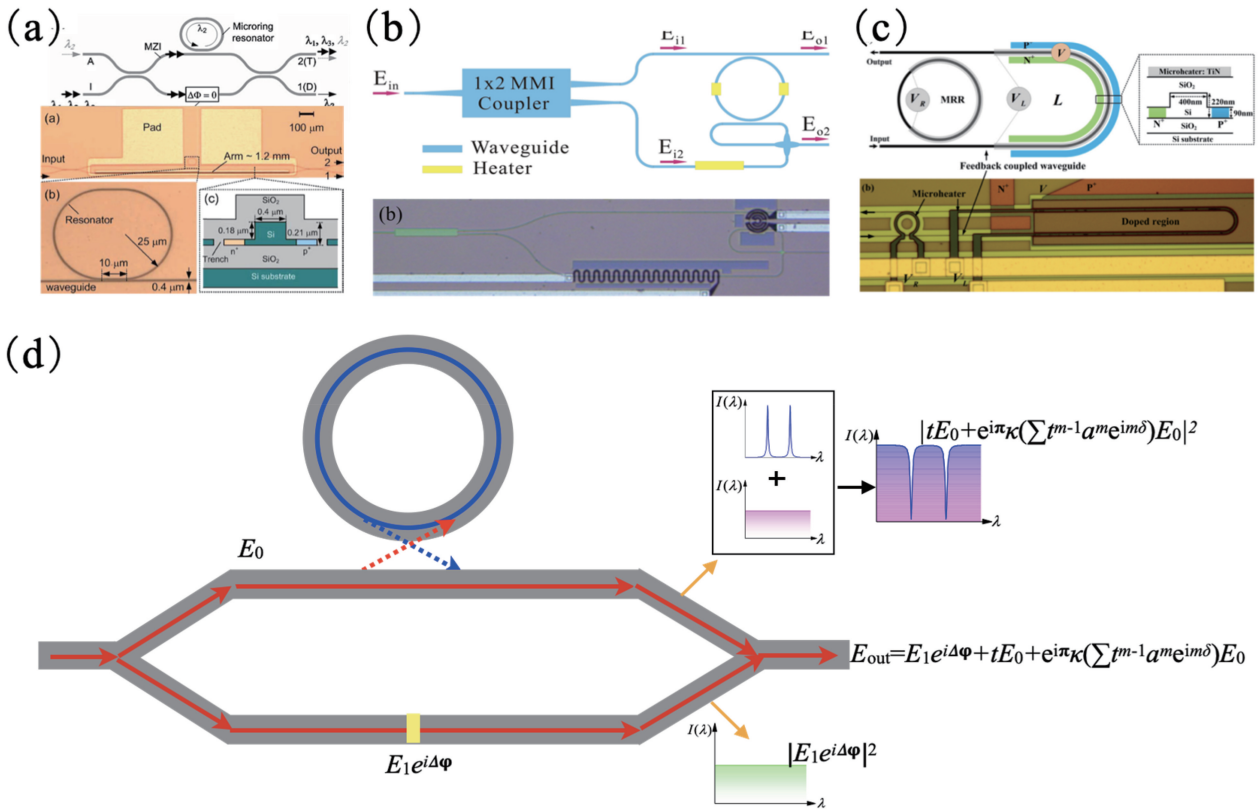


图 9 实现微环腔中不对称 Fano 共振线型的多种结构及模式分析。(a)微环腔与马赫-曾德尔干涉光路一臂相耦合的器件^[23]; (b)微环腔位于马赫-曾德尔干涉光路的器件^[24]; (c)微环腔与反馈型波导相耦合的器件^[25]; (d)微环腔与马赫-曾德尔干涉光路一臂相耦合的示意图及模式耦合分析

Fig. 9 Mode analysis and structures for realizing asymmetric Fano resonance lineshapes in microring resonators. (a) Device of a microring cavity coupled with one arm of Mach-Zehnder interferometer^[23]; (b) device of a microring cavity inserted in a Mach-Zehnder interferometer^[24]; (c) device of a microring cavity coupled with a feedback waveguide^[25]; (d) schematic of microring cavity coupled with one arm of Mach-Zehnder interferometer and mode coupling analysis

通光纤,并对其进行加热以调节相位延迟,最终在整个光纤系统的传输谱上得到了可调谐的不对称 Fano 线型、洛伦兹型尖峰和凹谷^[26]。另外,Chiba 等^[7]仅利用单根锥形光纤与微球腔耦合,也得到了不对称的 Fano 线型。其原因是该锥形光纤可支持相互之间具有相位差的多个导波模式传输,起到了类似多个波导与微球腔耦合后构成复杂干涉光路的作用。

第二类,在微环腔上获得不同共振线型的结构是将微环腔与其他光学腔相耦合。典型器件结构如图 3(b)所示,通过倏逝波将两个微环腔相耦合,在不同共振波长处获得了不对称 Fano 线型、洛伦兹型尖峰和凹谷^[4]。Zhang 等^[27]基于硅波导制备了由分布反馈式反射镜构成的光学腔,并将其与微环腔相耦合,实现了高陡峭度的 Fano 共振线型。这种多个腔耦合实现共振线型调控的思路在其他类型光学腔上也有报道。例如 Li 等^[14]将一根锥形光纤同时耦合微盘腔和 Microtoroid 腔,在光纤的传输光谱上获得了多种共振线型的转变。第 2 节已经讨论,可以认为光学腔中形成的共振模式是光波的一种离散束缚态,因此微环腔与其他光学腔的耦合,可以认为是两个离散束缚态的耦合。Fano 共振理论所描述的是离散束缚态和连续态相耦合,可实现不同 Fano 线型。为何两个离散束缚态的耦合亦可产生类似的线型结果?这里借助图 10 给出的示意图进行解释。图 10(a)给出了两种双光学腔耦合的方式,其中上图为两个光学腔直接耦合,并且其中一个光学腔与通道波导耦合,下图为两个光学腔分别与通道波导相耦合。两个光学腔在发生耦合前,其共振模式的振幅和相位光谱特征均具有图 1 所示的线型,如图 10(b)所示。假设两个光学腔的共振模式具有不同的 Q 因子,即光谱线型的线宽不同。为方便讨论,将具有低 Q 因子和高 Q 因子的共振模式分别表示为共振模式 1 和共振模式 2,对应共振波长分别为 λ_1 和 λ_2 。二者发生耦合意味着共振线型之间具有重叠。对于共振模式 2,其较窄的共振光谱线宽使其共振峰落在了共振模式 1 共振峰的一侧。此时,相对共振模式 2 构成的离散束缚态,由于共振模式 1 的共振光谱线宽较宽,可以将其共振波长一侧的光波模式认为是一个相位缓变的连续态。因此,当共振模式 2 对应的离散束缚态与共振模式 1 上部分光谱上对应的连续态相耦合时,便出现了符合 Fano 共振理论描述的不同共振线型。由于共振模式 1 的整个共振峰上具有渐变的相位,当共振模式 2 的中心波长 λ_2 相对共振模式 1 中心波长 λ_1 发

生移动时,可以实现共振模式 2 上离散束缚态相对共振模式 1 上连续态产生不同的相位差,从而形成由 Fano 共振理论所决定的不同共振线型。图 10(c)给出了当两个光学腔的共振波长相对位置不同时,共振模式 2 所具有的共振线型。该结果是按照(1)式对共振模式 1 和共振模式 2 的光场进行叠加得到的。可见,当 λ_2 远离 λ_1 时,由于共振模式 2 在 λ_2 处的相位变化很小,共振模式 2 的线型呈现近似对称的洛伦兹型尖峰;当 λ_2 逐渐靠近 λ_1 ,共振模式 2 的线型出现了不对称的 Fano 线型,且 λ_2 越靠近 λ_1 ,线型的不对称度越高;当 λ_2 和 λ_1 完全重合后,两个光学腔的共振线型转变为在 λ_1 的洛伦兹型尖峰处出现对称的洛伦兹型凹谷;随着 λ_2 进一步向右移动,共振线型再次转变为不对称的 Fano 线型,并且不对称方向相对 λ_2 在 λ_1 左侧时发生了反转。以上结果也表明,相比波导-光学腔耦合结构需在模式耦合上引入额外相位延迟才能实现不同共振线型调控,光学腔-光学腔之间的模式耦合仅需控制共振波长间的相对位置便可方便实现不同共振线型。这也得益于作为连续态的一个光学腔共振模式提供一个覆盖整个光谱范围的连续相位渐变。利用这个耦合模型,可以很好地解释 Tobing 等^[4]在两个耦合微环腔上通过调整共振波长相对位置实现不同的共振线型,如图 3(b)所示,此处不再赘述。

基于上述光学腔-光学腔耦合模型,Gu 等^[22]利用波导-微环腔耦合的结构实现了不同的共振线型^[22]。与已报道工作中引入第二个光学腔的方式所不同,Gu 等^[22]直接在与微环腔耦合的波导上引入两个空气孔。这两个空气孔可对波导上导波模式产生反射,且反射率较低,从而构成了一个低 Q 因子的法布里-珀罗腔。微环腔中具有高 Q 因子的共振模式在与该法布里-珀罗腔的共振模式相耦合后,便形成了不同的共振线型。Gu 等^[22]利用传输矩阵法对光波在具有两个空气孔的波导与微环腔耦合结构上的输出光谱进行了分析。理论分析和实验结果表明,该耦合结构的光谱表现为在法布里-珀罗腔的周期性共振峰背景上出现了微环腔共振模式的不同线型。微环腔的共振模式在法布里-珀罗腔的共振峰中心处出现了洛伦兹型凹谷;在法布里-珀罗腔共振峰两侧出现了不对称的 Fano 线型;在法布里-珀罗腔两个共振峰之间,出现了洛伦兹型尖峰。另外,Gu 等^[22]还讨论到,如果改变波导上两个空气孔的间距以调整法布里-珀罗腔共振峰间距,还可以实现微环腔共振线型在不同线型间的调控。

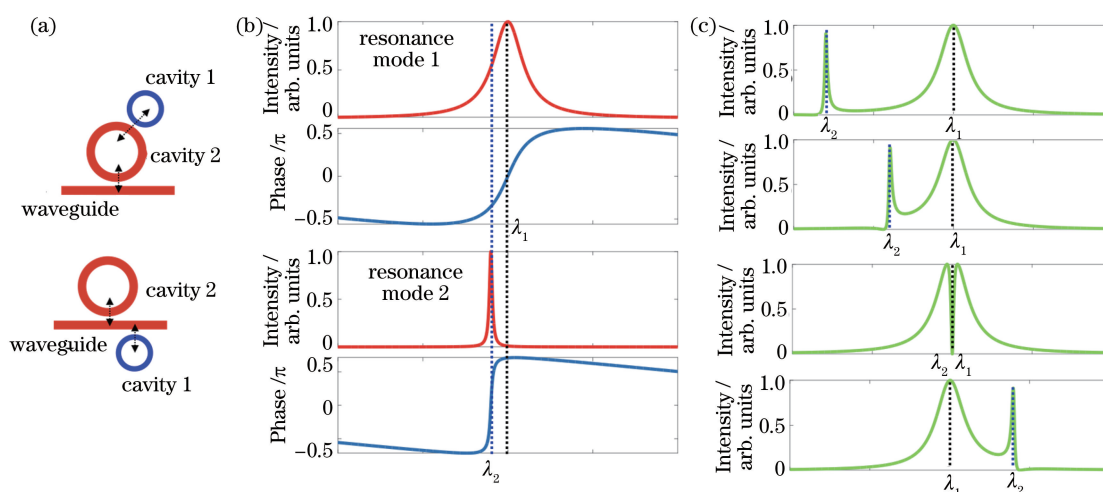


图 10 基于两个耦合光学腔实现不同共振线型的分析。(a)两个光学腔与通道波导相耦合的结构示意图;(b)具有不同 Q 因子且相互重叠的两个共振模式的光谱特征;(c)具有不同 Q 因子且相互重叠的两个共振模式在中心波长具有不同相对位置时形成的共振线型

Fig. 10 Analysis of different resonance lineshapes from two coupled optical resonators. (a) Schematic of the coupled structure between a channel waveguide and two optical cavities; (b) spectral feature of two overlapped resonance modes with different Q factors; (c) resonance lineshapes of two overlapped resonance mode with different Q factors when their resonance wavelengths have different relative locations

6 总 结

由于光学腔不可避免地要与波导等光波元件耦合以感知其中的共振模式,测量到的光学腔的光谱特征表现出多种可能的线型,如不对称的 Fano 线型、洛伦兹型尖峰、洛伦兹型凹谷。本文围绕这些共振线型出现的物理机制给出了详细讨论,并建立了一个分析和调控共振线型的普适性模型。通过将光学腔的共振模式和波导的导波模式分别建模为离散束缚态和连续态,借助 Fano 共振理论,当二者以不同相位差进行干涉时,发现可形成不同的共振线型。通过制备硅基波导-微环腔结构,并在波导上引入空气孔实现不同相位延迟,可以对所提出的理论模型进行验证,并有效调控微环腔的共振线型。另外,所建立的理论模型也可对已报道的其他光学腔耦合结构中特殊共振线型进行解释。本文为设计和控制光学腔的共振线型提供了思路,从而为光学腔用于光传感、光测量、非线性光学、量子光学等方面时,基于共振线型调控改善器件性能提供可能。

参 考 文 献

[1] Sun C, Wade M T, Lee Y, et al. Single-chip microprocessor that communicates directly using light [J]. *Nature*, 2015, 528(7583): 534-538.
[2] Ferdous F, Miao H, Leaird D E, et al. Spectral line-

by-line pulse shaping of on-chip microresonator frequency combs [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5 (12): 770-776.

[3] Mancinelli M, Guider R, Bettotti P, et al. Coupled-resonator-induced-transparency concept for wavelength routing applications [J]. *Optics Express*, 2011, 19(13): 12227-12240.
[4] Tobing L Y M, Lim D C S, Dumon P, et al. Finesse enhancement in silicon-on-insulator two-ring resonator system [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(10): 101122.
[5] Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts [J]. *Physical Review*, 1961, 124(6): 1866-1878.
[6] Takahashi Y, Tanaka Y, Hagino H, et al. Design and demonstration of high-Q photonic heterostructure nanocavities suitable for integration [J]. *Optics Express*, 2009, 17(20): 18093-18102.
[7] Chiba A, Fujiwara H, Hotta J I, et al. Fano resonance in a multimode tapered fiber coupled with a microspherical cavity [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 86(26): 261106.
[8] Huang Q, Shu Z, Song G, et al. Electromagnetically induced transparency-like effect in a two-bus waveguides coupled microdisk resonator [J]. *Optics Express*, 2014, 22(3): 3219-3227.
[9] Beutler H. Über Absorptionsserien von Argon, Krypton und Xenon zu Termen zwischen den beiden Ionisierungsgrenzen $2P_{3/2}$ und $2P_{1/2}$ [J]. *Zeitschrift*

- Für Physik, 1935, 93(3/4): 177-196.
- [10] Fano U. Sullo spettro di assorbimento Dei gas Nobili presso il limite dello spettro d' arco [J]. Il Nuovo Cimento, 1935, 12(3): 154-161.
- [11] Johnson A C, Marcus C M, Hanson M P, et al. Coulomb-modified Fano resonance in a one-lead quantum dot[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(10): 106803.
- [12] Vicencio R A, Brand J, Flach S. Fano blockade by a Bose-Einstein condensate in an optical lattice [J]. Physical Review Letters, 2007, 98(18): 184102.
- [13] Miroshnichenko A E, Schuster M, Flach S, et al. Resonant plasmon scattering by discrete breathers in Josephson junction ladders [J]. Physical Review B, 2005, 71(17): 174306.
- [14] Li B B, Xiao Y F, Zou C L, et al. Experimental controlling of Fano resonance in indirectly coupled whispering-gallery microresonators [J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(2): 021108.
- [15] Zheng C, Jiang X S, Hua S Y, et al. Controllable optical analog to electromagnetically induced transparency in coupled high-Q microtoroid cavities [J]. Optics Express, 2012, 20(16): 18319-18325.
- [16] Lei F C, Peng B, Özdemir Ş K, et al. Dynamic Fano-like resonances in erbium-doped whispering-gallery-mode microresonators [J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(10): 101112.
- [17] Dung D, Kurtscheid C, Damm T, et al. Variable potentials for thermalized light and coupled condensates [J]. Nature Photonics, 2017, 11(9): 565-569.
- [18] Verellen N, Sonnefraud Y, Sobhani H, et al. Fano resonances in individual coherent plasmonic nanocavities [J]. Nano Letters, 2009, 9(4): 1663-1667.
- [19] Fan S H, Joannopoulos J D. Analysis of guided resonances in photonic crystal slabs [J]. Physical Review B, 2002, 65(23): 235112.
- [20] Fang L, Gu L P, Zheng J B, et al. Controlling resonance lineshapes of a side-coupled waveguide-microring resonator [J]. Journal of Lightwave Technology, 2020, 38(16): 4429-4434.
- [21] Gu L P, Fang L, Fang H L, et al. Fano resonance lineshapes in a waveguide-microring structure enabled by an air-hole [J]. APL Photonics, 2020, 5(1): 016108.
- [22] Gu L P, Fang H L, Li J T, et al. A compact structure for realizing Lorentzian, Fano, and EIT resonance lineshapes in a microring resonator [J]. Nanophotonics, 2019, 8(5): 841-848.
- [23] Zhou L J, Poon A W. Fano resonance-based electrically reconfigurable add-drop filters in silicon microring resonator-coupled Mach-Zehnder interferometers [J]. Optics Letters, 2007, 32(7): 781-783.
- [24] Hu T, Yu P, Qiu C, et al. Tunable Fano resonances based on two-beam interference in microring resonator [J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(1): 011112.
- [25] Zhao G, Zhao T, Xiao H, et al. Tunable Fano resonances based on microring resonator with feedback coupled waveguide [J]. Optics Express, 2016, 24(18): 20187-20195.
- [26] Zhao C Y, Gan X T, Fang L, et al. Tunable Fano-like resonance enabled by coupling a microsphere with a fiber Mach-Zehnder interferometer [J]. Applied Optics, 2016, 55(21): 5756-5760.
- [27] Zhang W, Li W, Yao J. Optically tunable Fano resonance in a grating-based Fabry-Perot cavity-coupled microring resonator on a silicon chip [J]. Optics Letters, 2016, 41(11): 2474-2477.