

“连续域束缚态-极点”双重奇异点的耦合共振效应*

方云团^{1)2)†} 李小雪³⁾

1) (南通理工学院信息工程学院, 南通 226002)

2) (江苏大学计算机科学与通信工程学院, 镇江 212013)

3) (安徽工业大学微电子与数据科学学院, 马鞍山 243002)

(2026 年 4 月 22 日收到; 2026 年 5 月 11 日收到修改稿)

为了实现连续域中束缚态 (bound states in the continuum, BICs) 与 PT (parity-time) 对称结构极点的耦合效应, 本文提出并设计一种新型复合结构, 该结构由一对光栅和一对具有 PT 对称构型的波导腔组成. 通过数值计算与仿真, 证明了 PT 对称的极点效应与“连续介质中束缚态-共振”双模相结合, 能够产生特殊的“连续域束缚态-极点”耦合共振效应. 该效应不仅能显著降低实现极点激射的阈值, 还能实现极点效应下的完美吸收的模式. 基于优化的结构参数, “BIC-极点”耦合共振效应还可通过 0.02 THz 的频率转换, 实现结构从单向隐身到完美吸收的快速转变.

关键词: 连续谱中束缚态, PT 对称结构, 极点, 单向隐身**DOI:** 10.7498/aps.75.20260570**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260570

1 引言

连续域束缚态 (bound states in the continuum, BICs)^[1-7]、PT 对称结构中奇点 (exceptional points, EPs)^[8,9] 和极点 (pole points)^[10] 是 3 种不同类型的物理奇异点, 它们各自在相关领域产生神奇的物理效应和独特的应用. BICs 代表与辐射通道完全解耦的模式, 能够产生理论上 Q 值无限大的光学谐振模式, 因此成为突破当前腔模技术局限性的理想候选方案. 奇点和极点源于 PT 对称结构: EP 是 PT 对称相与破缺相边界的临界相变点; 极点则出现在 PT 对称破缺相内, 对应结构散射矩阵的两个互为倒数的本征值^[11]: 无限大的本征值对应激射状态, 无限小的本征值对应相干完美吸收状态^[12], 这两种状态在物理上是完全相反的两个过程. 值得注意的是, 这两种互逆的状态位于同一

频率点. 众所周知, 许多有趣的物理现象源于不同模式之间的耦合. 由于这 3 种奇点产生于完全不同的物理系统, 长期以来, 它们之间的相互作用一直未被研究. 直到近期学者们开始探索 BICs 与 EPs 之间的联系, 例如多个 BICs 合并为单个 EP^[13,14], 以及 EPs 合并为高阶 BIC^[15]. EP 与 BIC 的融合会产生一种继承两者特性的新状态: 既像 BIC 具备高 Q 的特性, 又具备 EP 对微扰极度敏感的特性, 这为在纳米尺度实现高灵敏传感提供了方向. 另一方面, BICs 能显著增强电磁场的共振效应, 但无法实现能量放大; 而极点可产生激射, 但 Q 值有限且激光阈值较高. 鉴于两类奇异点的独特性质, 一个有趣的问题自然浮现: 它们能否融合, 形成一种新的奇异点? 除了基础研究意义外, 这种“BIC-极点”双重奇异点将融合各自特性, 可能实现极低阈值的激光发射. 然而, 目前尚未发现 BICs 与极点关联的研究, 其原因是这两类奇异点源于不同的参数空

* 安徽工业大学高层次人才科研启动基金 (批准号: RZ2500001852) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fang_yt1965@sina.com

间. 对于两个 PT 对称腔的耦合系统, 极点出现在 PT 对称破缺相 (非厄米系数大于耦合系数). 而在周期性结构中, BICs 出现在动量空间的高对称点, 且依赖于结构的对称性. 因此, 很难找到同时支持 BIC 和极点的结构平台. 本文通过设计一种新型复合结构来探索这一可能性. 该结构的极点效应在 BIC 调制下, 激发出一些不寻常的特性, 即“BIC-极点”耦合共振效应.

2 结构设计与模式分析

设计的结构由一对耦合的 PT 对称波导以及对称放置于两个波导顶部和底部的一对光栅组成, 这两个光栅满足完美的上下结构对称性. 如图 1 所示, 两平面波导介质层 G 和 L, 折射率分别为 $n_G = 3.205 + i\gamma$ 和 $n_L = 3.205 - i\gamma$, 虚部 γ 称非厄密因子, 产生增益或损耗. G 和 L 厚度分别为 d_G 和 d_L , 用作增益腔和损耗腔, 满足 PT 对称条件. G 层材料一般选择掺杂量子阱介质. 在外界泵浦光 (通常是激光) 提供能量的情况下, 其折射率产生正的虚部; 在掺杂量子阱介质上方放置吸收介质, 吸收介质改变增益介质折射率虚部符号, 但不改变实部的值, 从而变为损耗层 L [16]. 周期为 a 的光栅由两部分组成: 一部分是矩形介质壁, 高度为 h_g , 宽度为 w_g , 折射率为 n_g (与背景材料相同); 另一部分为空气. 中间介质层厚度为 d_B , 折射率 $n_B = n_g$, 用作两个腔体之间的耦合层. PT 对称腔负责实现极点效应, 而光栅产生远场辐射和 BIC, 同时作为外部源与腔体之间的耦合通道. 该结构设计的新颖

之处在于, 其将极点和 BIC 这两种不同的奇异点结合到同一结构中, 从而能够实现一种独特的复合“BIC-极点”耦合共振态, 该状态显著降低了极点效应的阈值. 特别之处是, 这种耦合共振态能够同时激发 PT 对称结构极点效应的激射和完美吸收这两种完全相反的物理状态.

不失一般性, 部分结构参数设置为: $d_G = d_L = 500$ nm, $h_g = 2000$ nm, $w_g = a/2$, $n_g = n_B = 1.5$. a 和 d_B 是待优化的参数, 将在后续研究中给出. 首先考虑在当前结构 $\gamma = 0$ 条件下 Friedrich-Wintgen (F-W) BIC 的形成 [17]. 本课题组之前工作 [18] 指出, 对于单层平面波导, 在动量空间原点存在一对简并的泄漏导模共振 (degenerated guided mode resonances, GMRs). 当波导受到周期性光栅调制时, 这两个导模在远处辐射的两个通道发生耦合, 耦合的结果使两个通道分别产生干涉相长和干涉相消. 干涉相长产生一个具有辐射损耗的泄漏模式 (共振态), 而干涉相消使远场辐射消失, 形成 F-W BIC. 在当前结构中, 单层平面波导被替换为两层平面波导, 但 F-W BIC 的形成机制仍然成立. 为了解释 F-W BIC 源自 GMR 的机理, 基于 COMSOL 本征频率求解器进行了模式分析, 构建了一个单位晶胞 (虚线矩形框), 如图 1 所示, 在 x 方向上采用 Floquet 周期性边界条件, 晶胞宽度 a 即为系统沿 x 方向的周期. 由于 y 方向不具有周期性, 理论长度应为无穷大, 模型中使用有限长度 0.03 mm 代替, 并在模型两顶端各放置一层厚的完美匹配层 (PML). 完美吸收层有效消除了因为模型有限长度引起的反射造成的误差. 经过验证, 模型有效长度的变化对结果不产生影响. 首先令 $a = 2200$ nm, $d_B = 1000$ nm. 考虑电场极化波 (E_z , H_x 和 H_y), 通过扫描 x 方向波数 k_x , 得到部分模式色散曲线, 如图 2(a) 所示. 在平坦曲线的背景中, 出现了两对交叉曲线. 平坦曲线对应法布里-珀罗腔共振, 而交叉线对应 GMR, 这些 GMR 在 $k_x = 0$ 处简并 (条件 $w_g = a/2$ 可保证两个交叉带在 $k_x = 0$ 处保持简并) [18]. 图 2(b) 展示了这两个带的 Q 因子分布. 所有 Q 因子均连续变化, 唯独两对简并点 (图 2(a) 中红色箭头所指) 处的 Q 因子发生大幅跃变: 每对简并点中, 一个点对应高 Q 值 (跃凸点), 另一个点对应低 Q 值 (凹陷点). 这正是 F-W BIC 的特征: 跃凸点对应 BIC, 凹陷点对应共振态. 插图显示跃凸点和凹陷点的本征模场 E_z . 跃凸点的模场局域

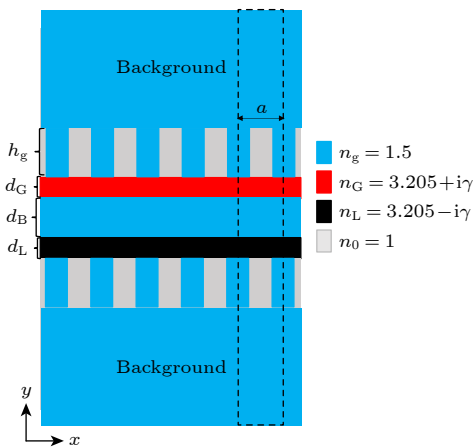


图 1 光栅与 PT 对称波导腔的复合结构模型

Fig. 1. Sketch of the combined PT-symmetric cavities and gratings.

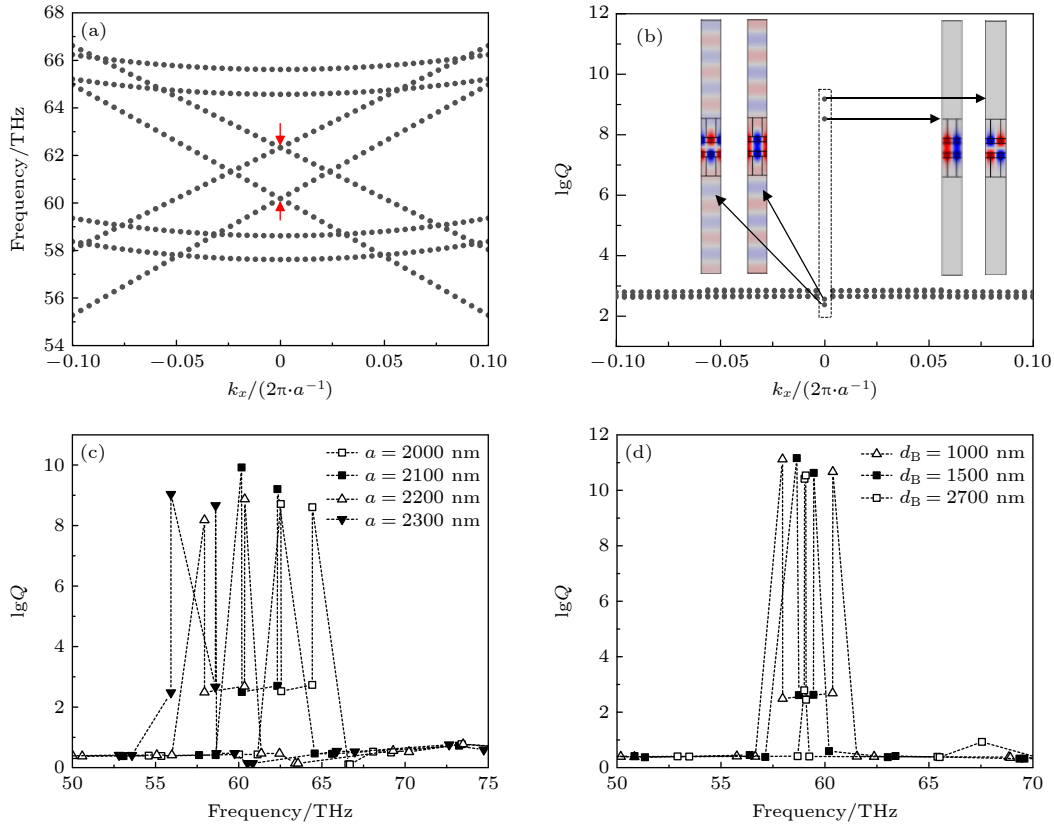


图 2 复合结构的两对“BIC-共振”双模 (a) $a = 2200$ nm 和 $d_B = 1000$ nm 条件下模式色散曲线; (b) 两条导模共振能带的 Q 因子分布, 插图为 Q 因子跃凸点和凹陷点的本征模场 E_x ; (c) $d_B = 1000$ nm, 不同 a 的条件下, 固定 $k_x = 0$ 处导模共振 Q 因子与模式频率的关系; (d) $a = 2200$ nm, 不同 d_B 的条件下, 固定 $k_x = 0$ 处导模共振 Q 因子与模式频率的关系

Fig. 2. Two pairs of “BIC-resonance” dual modes of the compound structure: (a) Mode dispersion curves for $a = 2200$ nm and $d_B = 1000$ nm; (b) the Q factor distributions of the two GMR bands, inset shows the eigen mode field E_x for jumping points and dropping points of Q factors; (c) the mode Q factor vs. the GMR band frequency at $k_x = 0$ for four values of a ; (d) the mode Q factor vs. the GMR band frequency at $k_x = 0$ for $a = 2200$ nm with three values of d_B .

在波导层内, 以穿过中心的 y 方向直线为轴呈奇对称分布, 与辐射的平面波偶对称分布不匹配. 凹陷点模场泄漏到上下空间, 以穿过中心的 y 方向直线为轴呈偶对称分布, 与辐射的平面波偶对称分布相匹配. 由此可以判定此处 BIC 也来源于对称保护的形成机制. 图 2(c) 给出了 a 的 4 个不同取值 (固定 $d_B = 1000$ nm) 条件下 $k_x = 0$ 处每个模式的 Q 因子与模式频率的关系. 可以看出, 对于每个 a 值, 有两对简并点 (频率相同) 从其他点中凸显出来. 每对点实际上就是同一个能带中 Q 因子的跃凸点和凹陷点, 分别对应 BIC 和共振, 从而在同一频率处形成“BIC-共振”双模. 另一方面, 通过改变 d_B 可以调节这两对“BIC-共振”双模之间的间隔. 图 2(d) 展示了当 $a = 2200$ nm 时, 取 3 个不同 d_B 值, $k_x = 0$ 处模式 Q 因子与对应频率的关系. 可以看出, 随着 d_B 增大, 双模间隔变得越来越窄. 当 $d_B = 2700$ nm 时, 两对“BIC-共振”

双模几乎合并在一起, 从而实现了一种独特的双重简并现象, 这种双重简并也是后面产生“BIC-极点”耦合共振态特殊效应的物理基础. 需要指出的是, 由于 BIC 与共振态的简并, 此时的 BIC 已经不是理想的 BIC, 特别是和 PT 对称腔结合以后, 是具有辐射通道的准 BIC, 在后文的表述中统称为 BIC.

通过传输谱可以观察到有无光栅结构之间的模式差异. 如果将图 1 中的光栅替换为一层等效介电层, 其有效折射率 $n_{\text{eff}} = 1/2n_g + 1/2n_0 = 1.25$, 则该结构变为无光栅调制的两个纯波导腔耦合系统. 采用传输矩阵法计算了 $\gamma = 0$ 时的透射率 (T) 和反射率 (R) 谱, 存在一系列 Q 因子极低的腔模式 (因为其中没有出现连续谱束缚态 BIC). 图 3(a) 所示为低频范围内的波导腔模式. 作为对比, 对于图 1 所示结构 (周期 $a = 2200$ nm, 3 个不同的 d_B 值), 采用两种方法计算了透射谱: 其一是严格

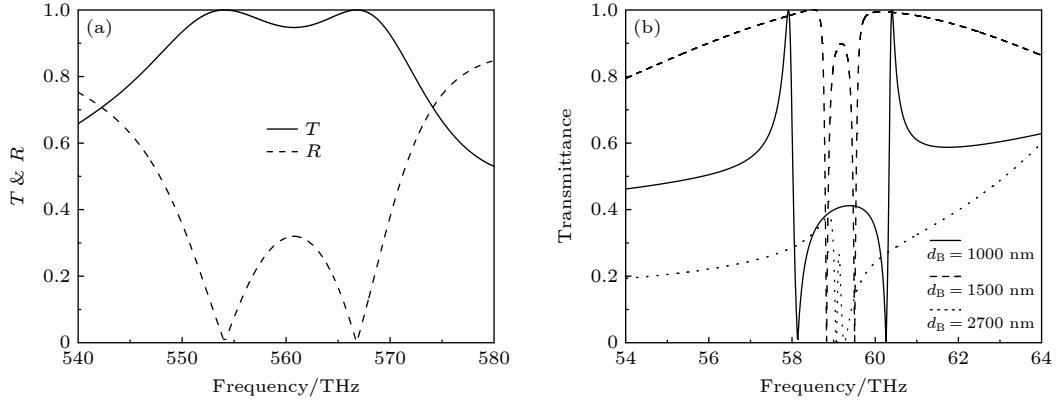

 图 3 导模共振双模与“BIC-共振”双模传输谱的对比 (a) 导模共振; (b) 两对“BIC-共振”双模随 d_B 的变化

 Fig. 3. Contrast between the transport spectra of GMR modes and “BIC-resonance” dual modes: (a) GMR modes; (b) two pairs of “BIC-resonance” dual modes with different d_B .

耦合波分析^[19], 其二是基于 Comsol 端口模型的 S 参数仿真. 两种方法得到相同的结果, 如图 3(b) 所示. 两个法诺峰恰好对应图 2(d) 中的两对“BIC-共振”双重模式 (三角形标记). 显然, 图 3(b) 中每个 d_B 对应的两个法诺峰远窄于波导腔模式. 两个法诺峰之间的间隔将决定两腔之间的耦合强度. 耦合强度决定后面极点形成的阈值, 从而不同的 d_B 决定了不同的阈值.

3 单纯波导腔的极点效应

现在开始考虑极点效应. 首先考虑单独两个波导腔的耦合系统. PT 对称系统中的模场演化可以通过耦合模理论^[20] 进行分析:

$$\begin{cases} \frac{da_1}{dt} = -i(\omega_0 + ig)a_1 - ika_2, \\ \frac{da_2}{dt} = -i(\omega_0 + ig)a_2 - ika_1, \end{cases} \quad (1)$$

式中 a_1 和 a_2 分别是 G 和 L 层场的幅度; ω_0 是两个腔的共振频率; g 是增益系数, 其值依赖 γ , κ 是两腔之间的耦合系数. 假定系统以谐频方式 $e^{-i\omega t}$ 振动, ω 是系统共振频率, 可得

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = -i\omega \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

结合方程 (1) 和 (2) 得到矩阵的本征方程:

$$\begin{bmatrix} (\omega_0 + ig) & k \\ k & (\omega_0 - ig) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \omega \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

求解得到:

$$\omega = \omega_0 \pm \sqrt{k^2 - g^2}. \quad (4)$$

方程 (4) 决定了系统的状态. 若 $\kappa > g$, 则存在两个实数解, 表示 PT 对称相. 这两个实数解意味着模式分裂. 若 $\kappa < g$, 则存在两个复数解, 表示 PT 对称破缺相. $\kappa = g$ 对应奇点 (EPs), 此时两个实部和虚部均重合. 因此, 系统状态可以通过改变 γ 的数值来调控. 由 (4) 式可知, PT 破缺相出现在 $\kappa < g$ 范围内. 为观察极点效应, 需要计算结构随 γ 增大的传输谱; 另外, 具有极点效应的 PT 对称结构还可以通过结构的散射矩阵 S 来分析^[21], 两种方法相互映照. 层状结构的散射矩阵方程详见文献 [12]. 散射矩阵的特征值在 PT 对称相下模为 1, 或者在 PT 对称破缺相下模互为倒数^[11,12], 两相之间的阈值即为 EP. 基于散射矩阵的计算, 得到了两个波导腔在正入射条件下透射率随 γ 变化的谱线, 如图 4(a) 所示. 随着 γ 增大, 图 3(a) 中的两个宽峰逐渐靠近合并为一个峰 (图中仅给出了最后 5 个 γ 值的结果). 当 $\gamma = 0.1157$ 时, 单个透射峰在 559.921 THz 处急剧增大至 2200. 透射率或反射率的这种急剧变化是极点激射效应的典型标志. 在激光器设计中, 激光谐振腔的阈值通常是由泵浦功率确定. 外界泵浦能量直接被增益介质吸收产生粒子数反转形成光学增益, 在小信号增益区, 非厄密因子 γ 与粒子数反转成正比, 也就与泵浦功率成正比. 因此在本文非厄密因子 γ 被定义为产生激射的阈值. 为证明该透射峰确为极点激射效应, 以对数形式绘制了 γ 在 0.1157 附近的 3 个取值条件下散射矩阵的两个特征值 q_1 和 q_2 , 如图 4(b) 所示. 可以看出, 直线合并的曲线对应 PT 对称相, 而一对分裂的曲线对应 PT 对称破缺相. 当 $\gamma = 0.1157$ 时, q_1 和 q_2 两个互为倒数的极大值和极小值分别对应激

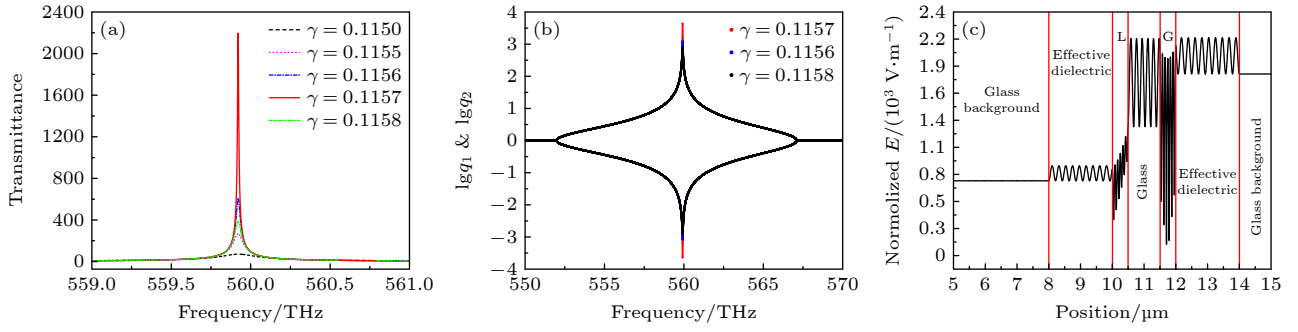


图4 波导腔单纯的极点效应 (a) 正入射条件下波导腔传输随 γ 的演化; (b) 3 个 γ 典型值下波导腔散射矩阵本征值随频率的变化; (c) 极点条件下沿与波导垂直方向一维电场幅度的分布

Fig. 4. Pure pole effect of waveguide cavities: (a) The transmittance spectra for two waveguide cavities on normal incidence with increasing γ ; (b) the two eigenvalues q_1 and q_2 of the scatter matrix of the waveguide structure; (c) the E field amplitude from the pole-point along a line perpendicularly across the total structure.

射和完美吸收态, 此时即为系统的极点状态. 因为激射和完美吸收态对应相同的参数条件, 所以在特定条件下, 系统可同时支持极点 (对应激射) 与零点 (对应完美吸收), 但具体极点状态如何被激发, 是与系统激发的初始条件有关. 图 4(b) 极点的位置与图 4(a) 中的最大峰值高度吻合, 说明图 4(b) 是极点的激射状态. 为细致观察极点效应, 沿垂直于波导层的直线记录极点处的电场幅度, 结果如图 4(c) 所示, 其中红色竖线代表所有介质层的界面. 我们发现在不同介质层中电场呈现出不同特征: 在等效介质层和中心玻璃层中, 电场幅度周期性变化, 表明存在典型的行驻波稳态; 而在 L 层和 G 层中, 电场幅度发生剧烈振荡且无周期性, 这种非稳态正是极点效应的标志; 在输入和输出空间中, 电场呈直线, 表明为幅度不变的平面波. 由于此时的极点效应没有 BIC 的参与, 称为单纯的极点效应.

4 参数调制下多样的“BIC-极点”耦合共振效应

图 4 中的单纯极点效应基于增益腔和损耗腔的耦合效应, 与 BIC 无关. 现在开始研究极点效应与两对“BIC-谐振”双模耦合效应. 此时, 光栅不能看作等效均匀介质层, 而要基于图 3(b) 考虑由于光栅调制存在 BIC 的结果, 其中的法诺峰对应“BIC-共振”双重模式. 利用耦合模分析时, 可以把相邻的光栅层与波导层 (G 或者 L) 看作一个整体, 系统仍然是两个腔模的耦合, (1) 式—(4) 式的耦合模方程仍然成立. 根据图 3(b) 的两种计算方法, 计算当 $a = 2200 \text{ nm}$, $d_B = 1000 \text{ nm}$ 时, γ 逐渐增大情况下的透射光谱. 图 5(a) 展示了 γ 初始值较小时的结果. 可以看出, 随着 γ 增大, 两个法诺峰相互靠近, 且右侧峰的上升速度比左侧峰更快, 但在其他频率范围内, 透射率几乎不受 γ 的影响. 当 $\gamma = 0.06885$

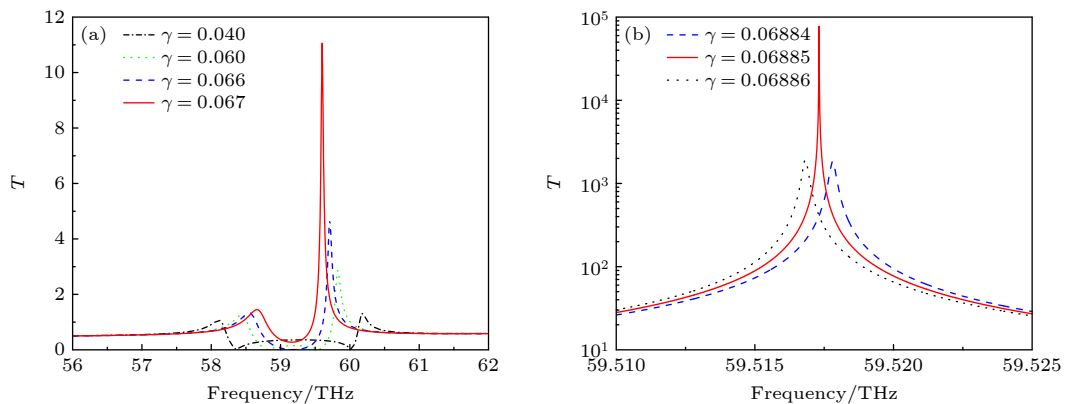


图5 “BIC-极点”耦合共振效应 ($d_B = 1000 \text{ nm}$ 和 $a = 2200 \text{ nm}$) (a) 初始 γ 值时的传输谱; (b) γ 阈值附近的传输谱

Fig. 5. “BIC-pole” coupling resonance effect for $d_B = 1000 \text{ nm}$ and $a = 2200 \text{ nm}$: (a) The transmittance spectra with initial γ ; (b) the transmittance spectra around the threshold value of γ .

时, 透射率出现跃升, 达到 77717, 是图 4(a) 中峰值的 35 倍以上, 而极点激射的阈值比图 4 没有 BIC 时的 $\gamma = 0.1157$ 小很多. 图 5(b) 展示了 γ 在 0.06885 附近 3 个取值时的结果. 比较图 4(a) 和图 5(b), 普通波导结构与图 1 复合结构在极点激射效应的阈值和透射率值上存在明显差异, 这是因为图 5(b) 中的极点激射效应基于 BIC 的存在. BIC 的高 Q 属性极大地增强了光与增益介质之间的相互作用强度, 从而大幅降低了极点激射效应的阈值, 产生了“BIC-极点”耦合共振效应.

通过调制结构参数, 可以进一步降低基于“BIC-极点”耦合共振效应的极点激射效应的阈值. 我们选择 $a = 2200$ nm, $d_B = 1500$ nm, 这使得两对“BIC-共振”双模更加接近. 在这种情况下, 其中结构的反射率 R 随 γ 的变化十分明显. 图 6(a) 给出了最初 3 个较小 γ 值的结果. 可以观察到两个法诺峰明显合并和增强的过程. 当 $\gamma = 0.002142$ 时, 反射率跃升至 3045. 图 6(b) 显示了 γ 在 0.002142 附近的 3 个取值的结果. 可以发现, 随着两对双模彼此靠近, 极点激射效应的阈值相较于单纯极点效应进一步降低了两个数量级.

降低极点激射效应的阈值只是“BIC-极点”耦合共振效应多种结果的一个. 为了揭示其他的效应, 令 $d_B = 2700$ nm, 此时两对“BIC-共振”双模以及对应的两个法诺峰最为接近, 且两个腔之间的耦合最弱. 与图 4—图 6 的结果相比, 传输性质变得完全不同. 在初始的一个小范围内, 透射率与反射率之和随 γ 增大而减小, 从而导致吸收率 $A = 1 - (T^2 + R^2)$ 的出现. 当 $\gamma = 0.0046$ 时, 在 59.08 THz 处 A 恰好达到 1, 意味着完美吸收. 图 7(a) 同时给

出了严格耦合波分析的计算结果 (红线) 和 Comsol 端口模型的 S 参数 (黑线), 两条谱线几乎完全重合, 保证了完美吸收的可靠性. 微小的差异源于两种方法的数值误差. 前面提到, 极点效应的散射矩阵本征值对应激射和完美吸收两种状态 (见图 4(b)). 因此, 图 7(a) 中的完美吸收是极点的完美吸收状态. 在一般的 PT 对称结构中, 激发极点效应的完美吸收较为困难. 尽管研究人员已利用 PT 对称性在单个腔实验中实现了同一频率下的激光和反激光 (吸收)^[12], 但该结果依赖于一些严格条件, 例如来自相反方向的双端口入射、两束入射光之间的精确相位匹配. 观察发现, 图 7(a) 中的吸收峰频率与图 2(d) 中合并后的“BIC-共振”双模频率相同. 因此可以得出: 该吸收峰是由“BIC-共振”与极点效应共同诱导产生的, 是“BIC-极点”耦合共振效应另一种结果. 与已有的研究^[12]相比, “BIC-极点”耦合共振效应产生的完美吸收条件变得极为简单. 更有趣的是, 当将 γ 调整为 0.005065 时, 在同一频率下极点效应的激射状态也被激发. 图 7(b) 给出了在 0.005065 附近 3 个 γ 值的传输结果. 完美吸收和激射状态可以通过垂直于波导结构直线上的场分布进一步验证, 分别如图 7(c), (d) 所示. 入射场振幅为 1 V/m. 在图 7(c) 中, 输入空间和输出空间的场振幅分别接近 1 V/m 和 0, 意味着没有反射和透射, 所有入射波都被结构吸收. 最大场强出现在 L 层, 表明 L 层中的吸收效应大于 G 层中的增益效应. 在图 7(d) 中, 输入空间 (见插图) 和输出空间的场振幅均远大于 1 V/m, 意味着反射和透射被放大. 最大场强出现在 G 层, 表明 G 层中的增益效应大于 L 层中的吸收效应.

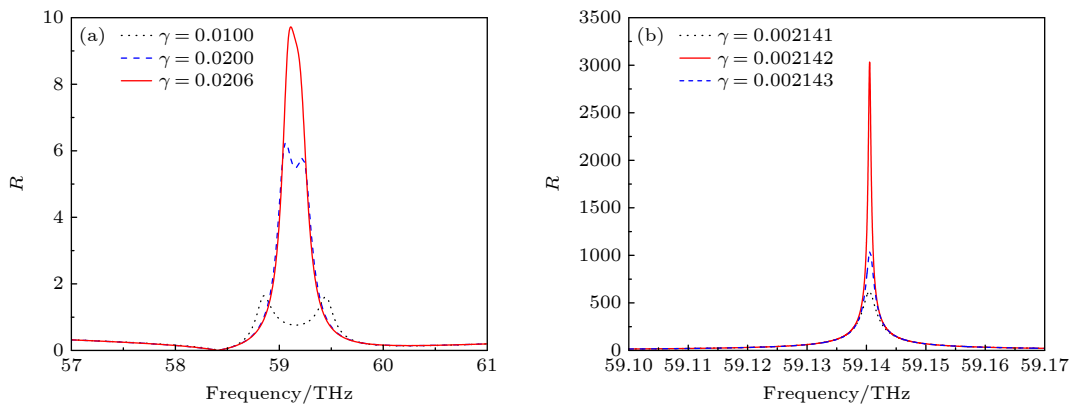


图 6 正入射 $d_B = 1500$ nm, $a = 2200$ nm 条件下波导腔传输谱随 γ 的演化 (a) 初始的 γ 值; (b) 极点激射点附近的 γ 值

Fig. 6. Transmittance spectra for $d_B = 1500$ nm and $a = 2200$ nm with increasing of γ : (a) The initial values of γ ; (b) the values of γ around the pole effect.

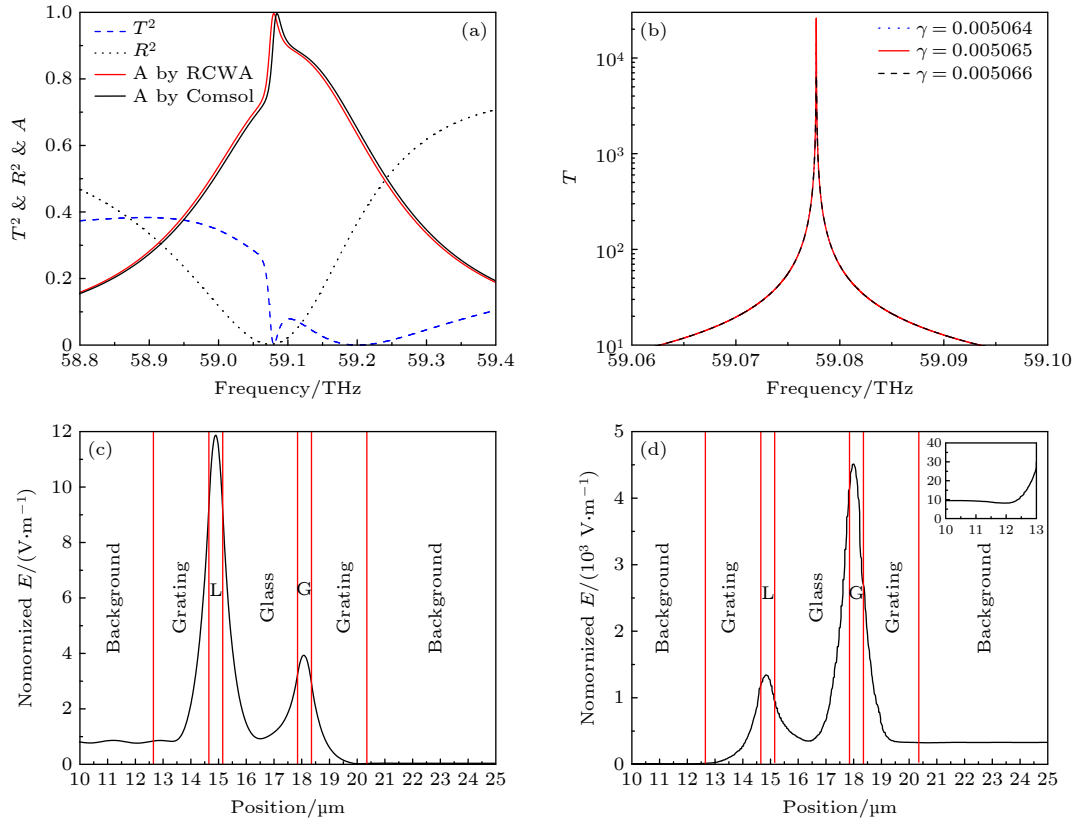


图 7 “BIC-极点”耦合共振效应 ($d_B = 2700 \text{ nm}$ 和 $a = 2200 \text{ nm}$) (a) $\gamma = 0.0046$ 时 3 种谱线; (b) 3 个 γ 值条件下 3 种谱线; (c) 对应图 (a) 吸收峰频率的一维场分布; (d) 对应图 (b) 吸收峰频率的一维场分布

Fig. 7. The “BIC-pole” coupling resonance effect with $d_B = 2700 \text{ nm}$ and $a = 2200 \text{ nm}$: (a) Three transport spectra with $\gamma = 0.0046$; (b) three transport spectra with three values of γ ; (c) the field distribution along a line perpendicularly across the total structure at the absorption peak in panel (a); (d) the field distribution along a line perpendicularly across the total structure at the transmittance peak in panel (b).

通过 Comsol 端口模型的 S 参数, 得到了散射矩阵在 $\gamma = 0.0046$ 和 $\gamma = 0.005065$ 时的特征值 q_1 和 q_2 , 如图 8 所示, 其极大值和极小值均位于相同频率处. 因此, 对于合并后的“BIC-共振”双模, 所诱导的“BIC-极点”耦合共振效应既可

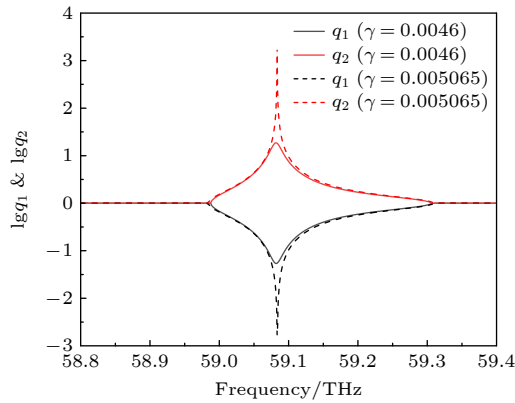


图 8 $\gamma = 0.0046$ 和 $\gamma = 0.005065$ 时散射矩阵的本征值
Fig. 8. Eigen values q_1 and q_2 of the scatter matrix for $\gamma = 0.0046$ and $\gamma = 0.005065$.

激发完美吸收模态, 也可激发激射模态, 具体取决于 γ 值.

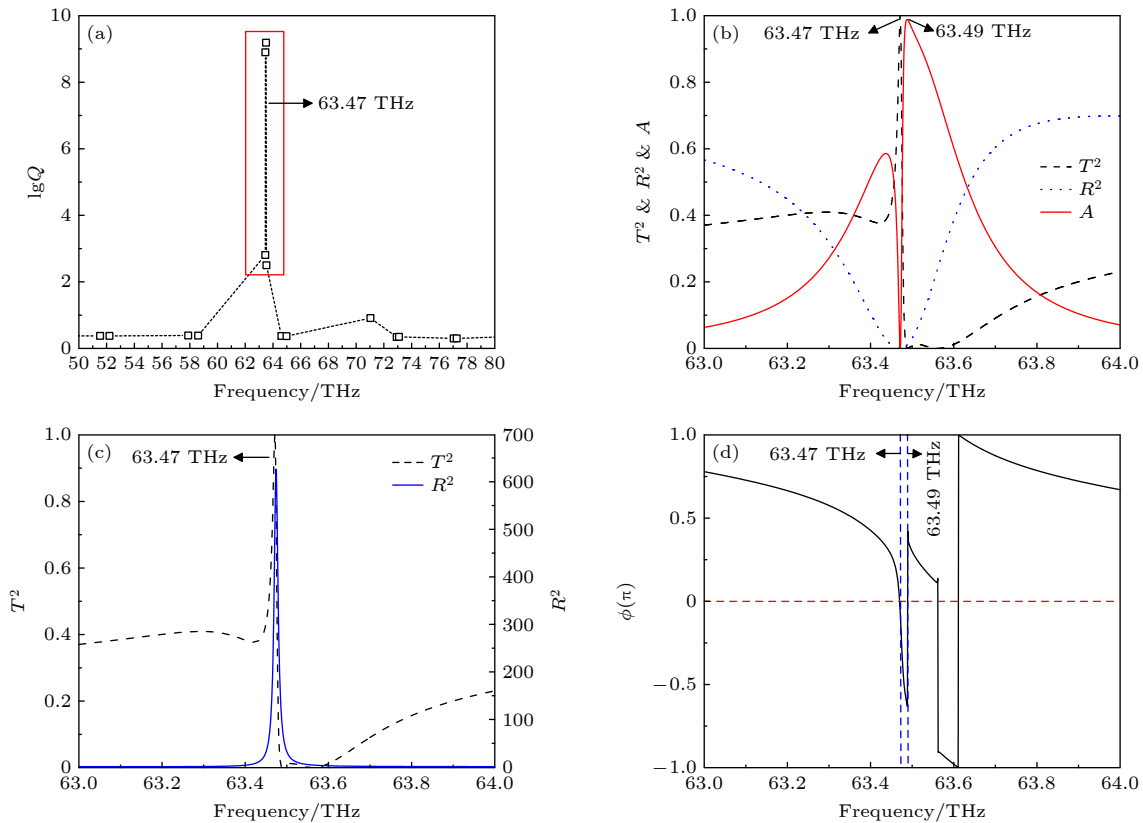
现在进一步考虑改变周期为 $a = 2000 \text{ nm}$ 时的“BIC-极点”耦合共振效应. 通过参数优化, 在 $d_B = 2500 \text{ nm}$ 处获得了位于频率 63.47 THz 合并的两对“BIC-共振”双模, 如图 9(a) 所示. 基于优化后的参数, 图 9(b) 显示了单个入射方向下 (左入射) 的透射率 T^2 、反射率 R^2 和 A 的光谱. 图 9(b) 与图 7(a) 的明显区别在于: A 从合并频率 63.47 THz 时的 0 急剧变化到 63.49 THz 时的 0.9883 (接近完美吸收). $A = 0$ 的点恰好对应 $T^2 = 1$ (完美透射) 和 $R^2 = 0$. 对于相同的结构, 在相反入射方向下 (右入射), T^2 和 R^2 的光谱如图 9(c) 所示. 与图 9(b) 相比, T^2 的光谱相同, 但 R^2 的光谱差异很大. 在合并频率 63.47 THz 处, R^2 从最小值 0 变为峰值 620. 文献 [22] 给出了单向隐身的 3 个条件: 1) 单向反射 (一端反射被抑制, 另一端反射被增强); 2) 透射系数为 1; 3) 透射相位为零. 后两个条件意味着透射

光与不存在结构时的透射光无法区分,即物理上的隐身. 图 9(b), (c) 恰好满足条件 1) 和 2). 透射相位可通过求 T 的辐角 $\text{angle}(T)$ 获得, 如图 9(d) 所示. 可以清楚地看到, $\text{angle}(T)$ 的两个零点 (蓝色虚线) 恰好出现在 63.47 THz (合并双模) 和 63.49 THz (吸收峰) 处. 因此, 63.47 THz 处的传输结果正是文献 [22] 中描述的典型单向隐身. 还可以通过场分布进一步展示单向隐身. 图 9(e), (f) 给出了两个入射方向下的场分布. 对于左侧入射, 结构实现了完美透射. L 层和 G 层中的场呈现对称共振. 然而, 对于右侧入射, 输入空间和输出空间中的场振幅分别为 20 和 1 (见插图), 这意味着反射增强. G 层中的场振幅远大于 L 层中的场振幅. 图 9(g) 显示了吸收频率 63.49 THz 处的场分布. 在输入空间中, 场振幅约等于入射场值 1 V/m, 并伴有微小波动, 意味反射很小. 在输出空间中, 场振幅为零. 因此, 入射能量几乎全部被结构吸收. 同时, L 层中的场值远大于 G 层中的场值, 意味 L 层的吸收效应远大于 G 层的增益效应. 为了验证这种单向隐身是否源于“BIC-极点”耦合共振效应, 计算了当前结构在相应频率下的散射矩阵的特征值 q_1 和 q_2 , 结果如图 9(h) 所示. 可发现其极大值和极小值仍然

位于 63.47 THz 处. 因此, 合并双模处的单向隐身正是“BIC-极点”耦合共振效应的结果. 由“BIC-极点”耦合共振效应产生的单向隐身与文献 [22] 的区别在于: 前者发生在极点处, 而后者发生在奇点 (EP) 处. 需要指出的是, 在当前结构中完美吸收模态在合并的“BIC-共振”双模处未被激发, 相反, 近乎完美的吸收发生在偏离双模频率处, 但只有 0.02 THz 的频率偏差. 因此, 0.02 THz 的微小频移导致了从单向隐身到近乎完美吸收的快速转变, 这种情况在 $a = 2200$ nm 时并未出现.

最后考虑光栅的高度对传输结果的影响. 以图 9 的结构参数为基础, 以单向隐身频率 63.47 THz 和近似完美吸收频率 63.49 THz 为 2 个入射频率, 以光栅高度 h_g 为变量, 计算结构的透射、反射和吸收, 结果如图 10(a), (b) 所示. 对 63.47 THz, 反射率几乎为 0 不随 h_g 变化, 但透射率和吸收率随 h_g 变化明显, 在 $h_g = 2000$ nm 处 (黑色竖线), 结果与图 9(a) 一致. 对 63.49 THz, 透射率几乎为 0 不随 h_g 变化, 透射率和吸收率随 h_g 有变化, 但变化很缓慢, 在 $h_g = 2000$ nm 处 (黑色竖线), 结果与图 9(b) 一致.

本文虽然是理论和仿真研究, 但模型的设计已



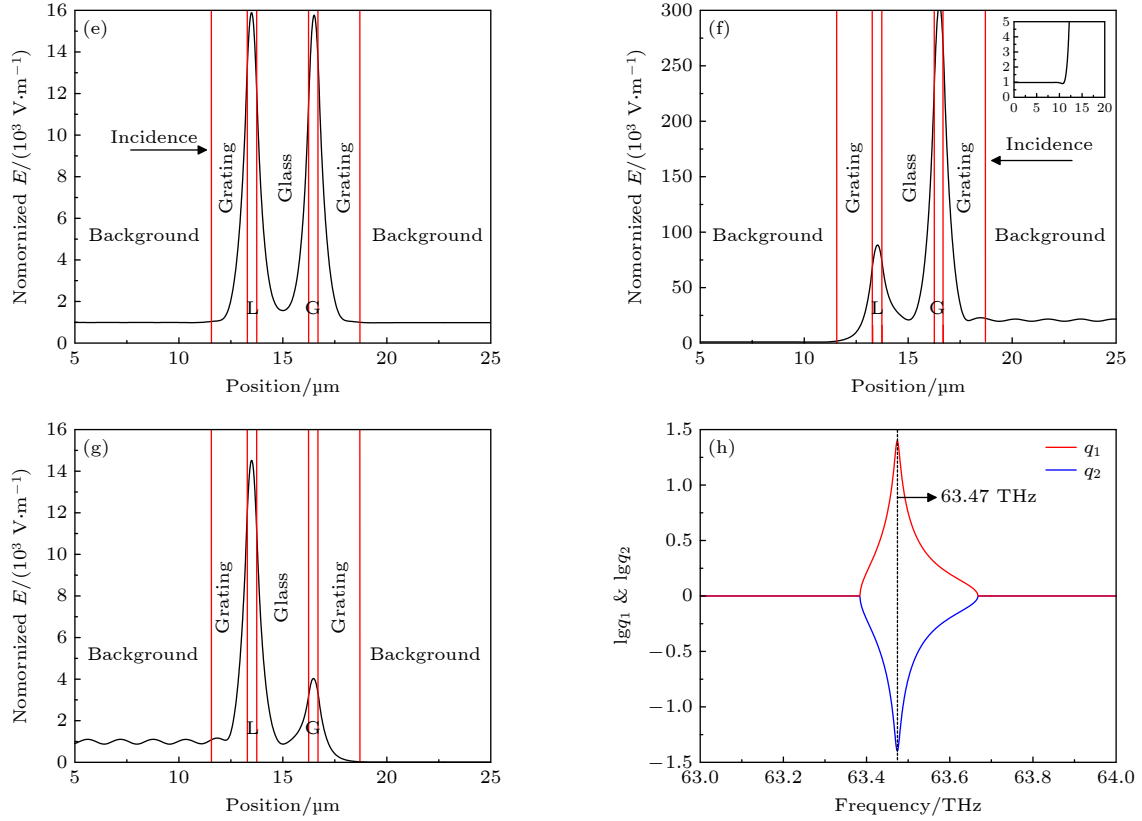


图9 “BIC-极点”耦合共振效应 ($a = 2000$ nm 和 $d_B = 2500$ nm) (a) 两对“BIC-共振”双模的 Q 因子与模式频率的关系; (b) $\gamma = 0.004134$ 条件下从一个方向入射的传输谱; (c) $\gamma = 0.004134$ 条件下从相反方向入射的传输谱; (d) 入射光通过结构后的传输相位及 0 点的频率位置; (e) 频率 63.47 THz 左端入射的一维场分布; (f) 频率 63.47 THz 右端入射的一维场分布; (g) 频率 63.49 THz 左端入射的一维场分布; (h) 散射矩阵本征值与频率的关系

Fig. 9. “BIC-pole” coupling resonance effect for $a = 2000$ nm and $d_B = 2500$ nm: (a) The Q factors of two pairs of “BIC-resonance” dual modes; (b) the transport spectra with $\gamma = 0.004134$ on one incident direction; (c) the transport spectra with $\gamma = 0.004134$ on the other opposite direction; (d) the transmission phase and the position of zero value; (e) the field distribution of left incidence at 63.47 THz; (f) the field distribution of right incidence at 63.47 THz; (g) the field distribution of left incidence at 63.49 THz; (h) the eigen values q_1 and q_2 of the scatter matrix.

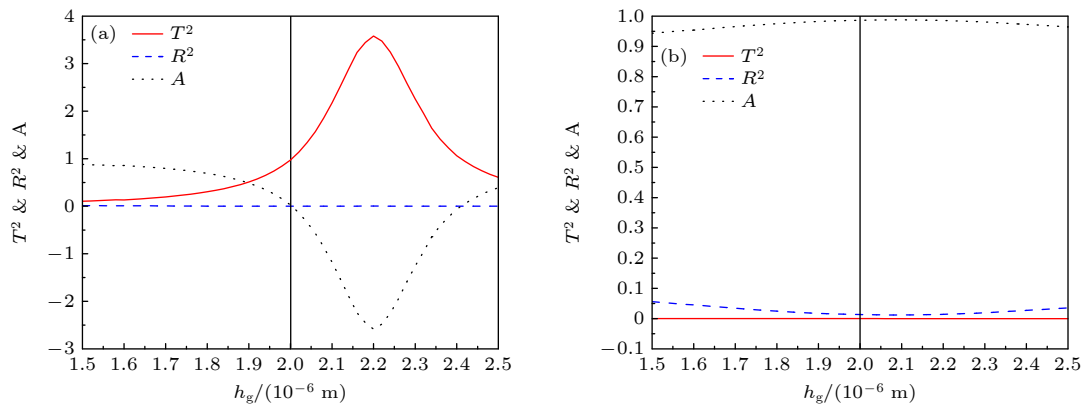


图10 光栅高度对“BIC-极点”耦合共振效应传输的影响 (a) 入射频率 63.47 THz; (b) 入射频率 63.49 THz

Fig. 10. Dependence of h_g on transport of structure: (a) Incidence frequency of 63.47 THz; (b) incidence frequency of 63.49 THz.

经考虑到实验制备的流程. 模型设计背景材料是为了给光栅加工做衬底. 光栅矩形介质壁与衬底材料相同, 可以利用光刻技术直接在衬底形成光栅.

PT 对称腔可以用镀膜技术制备, 最后把光栅与膜层拼接在一起形成整体结构. 测量光谱时入射光沿 y 方向, 产生增益的泵浦光沿 z 方向.

5 结 论

本文提出了一种由 PT 对称波导腔与光栅构成的新型结构设计, 用于研究 PT 对称极点效应与连续谱束缚态 (BIC) 之间的耦合. 由此产生具有多种形式的“BIC-极点”耦合共振效应. 一方面使得极点效应的激射阈值较纯双波导腔的极点效应降低了两个数量级, 这一成果将在激光器设计中具有重要应用. 另一方面, 通过结构参数的调制, 具有合并性质“BIC-共振”双模的“BIC-极点”耦合共振效应直接激发了极点效应的完美吸收模态, 并实现了独特的单向隐身功能. 在单向隐身功能和完美吸收模态之间还可以通过频率的变化实现快速的转换, 这可在光开关和光调制器的设计中发挥重要作用.

参考文献

- [1] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16048
- [2] Bogdanov A A, Koshelev K L, Kapitanova P V, Rybin M V, Gladyshev S A, Sadrieva Z F, Samusev K B, Kivshar Y S, Limonov M F 2019 *Adv. Photon.* **1** 016001
- [3] Joseph S, Pandey S, Sarkar S, Joseph J 2021 *Nanophotonics* **10** 4175
- [4] Azzam S I, Kildishev A V 2020 *Adv. Opt. Mater.* **9** 2001469
- [5] Song Q, Hu J, Dai S, Zheng C, Han D, Zi J, Zhang Z Q, Chan C T 2020 *Sci. Adv.* **6** eabc1160
- [6] Hsu C W, Zhen B, Lee J, Chua S L, Johnson S G, Joannopoulos J D, Soljačić M 2013 *Nature* **499** 188
- [7] Fang Y T, Xia L, Zhang G A 2026 *Acta Phys. Sin.* **75** 030406 (in Chinese) [方云团, 夏露, 章国安 2026 物理学报 **75** 030406]
- [8] Othman M A K, Galdi V, Capolino F 2017 *Phys. Rev. B* **95** 104305
- [9] Midya B, Zhao H, Feng L 2018 *Nat. Commun.* **9** 2674
- [10] Fang Y T, Li X X, Xia J, Xu Z B 2019 *IEEE Sens. J.* **19** 2533
- [11] Chong Y D, Ge L, Stone A D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 093902
- [12] Wong Z J, Xu Y L, Kim J, O'Brien K, Wang Y, Feng L, Zhang X 2016 *Nat. Photon.* **10** 796
- [13] Wang L, Liu H, Liu J W, Liu A X, Huang J L, Li Q N, Dai H, Zhang C H, Wu J B, Fan K B, Wang H B, Jin B B, Chen J, Wu P H 2025 *Light Sci. Appl.* **14** 377
- [14] Valero A C, Sztranyovszky Z, Muljarov E A, Bogdanov A, Weiss T 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 103802
- [15] Li J, Qin H Y, Lv W J, Shi Y Z, Li Q, Li B, Song Q H 2026 *Laser Photon. Rev.* **20** e02358
- [16] Feng L, El-Ganainy R, Ge L 2017 *Nat. Photon.* **11** 752
- [17] Koshelev K, Bogdanov A, Kivshar Y 2020 *Opt. Photon. News* **31** 38
- [18] Fang Y T, Qin X L, Zhang G L, He S L 2026 *Laser Photon. Rev.* **20** e00341
- [19] Moharam M G, Grann E B, Pommet D A, Gaylord T K 1995 *J. Opt. Soc. Am. A* **12** 1068
- [20] Chang L, Jiang X S, Hua S Y, Yang C, Wen J M, Jiang L, Li G Y, Wang G Z, Xiao M 2014 *Nat. Photon.* **8** 524
- [21] Zheng C 2025 *Phys. Rev. A* **112** 042228
- [22] Lin Z, Ramezani H, Eichelkraut T, Kottos T, Cao H, Christodoulides D N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 213901

Coupled resonance effect of two-fold “bound states in the continuum-pole” singularities^{*}

FANG Yuntuan^{1)2)†} LI Xiaoxue³⁾

1) (*School of Information Engineering, Nantong Institute of Technology, Nantong 226002, China*)

2) (*School of Computer Science and Communication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*)

3) (*School of Microelectronics & Data Science, Anhui University of Technology, Ma'anshan 243002, China*)

(Received 22 April 2026; revised manuscript received 11 May 2026)

Abstract

Bound states in the continuum (BICs), exceptional points (EPs), and poles of PT-symmetric structures are three distinct types of physical singularities. BICs represent modes that are completely decoupled from radiation channels, enabling optical resonant modes with theoretically infinite Q factors, which makes them excellent candidates for overcoming current limitations in cavity mode technology. EPs and poles arise from PT-symmetric structures. An EP serves as a phase transition point that delineates the boundary between PT-symmetric and PT-broken phases. A pole occurs within the PT-broken phase and corresponds to two reciprocal eigenvalues of the structure's scattering matrix.

Many interesting physical phenomena result from the coupling of different modes. BICs can lead to strong enhancement of the electromagnetic field but cannot amplify energy. In contrast, poles can lead to lasing but suffer from limited Q factors and high lasing thresholds. Given the unusual properties of both kinds of singularities, an intriguing question arises: can they coalesce into a new singularity? Beyond fundamental interest, such a “BIC-pole” double singularity would combine their respective features and enable lasing at an extremely low threshold.

Finding a suitable structural platform that supports both a BIC and a PT-symmetric pole is challenging. To achieve coupling between a BIC and a PT-symmetric pole point, we propose and design a novel composite structure consisting of a pair of gratings and a pair of waveguide cavities arranged in a PT-symmetric configuration. Through numerical calculations and simulations, we demonstrate that the pole effect of PT symmetry, combined with the two-fold “BIC-resonance”, generates a special “BIC-pole” coupled resonance effect. First, the compound structure induces a pair of “BIC-resonance” modes. The two “BIC-resonance” two-fold modes can approach each other and become degenerate by changing the thickness of the coupling layer. The coupled resonance effect involving the degenerate “BIC-resonance” two-fold modes differs from that of the non-degenerate ones. The latter can only lower the threshold for achieving pole lasing. The former enables a perfect absorption mode of the pole effect; with proper parameters, it can achieve a rapid transition from unidirectional invisibility to perfect absorption within a frequency shift of 0.02 THz.

Keywords: bound state in the continuum, PT-symmetric structure, pole point, unidirectional invisibility

DOI: [10.7498/aps.75.20260570](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260570)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260570](https://cstr.org/urn:urn:cn:aps.75.20260570)

^{*} Project supported by the Scientific Research Staring Foundation for High-level Talents of Anhui University of Technology, China (Grant No. RZ2500001852).

[†] Corresponding author. E-mail: fang_yt1965@sina.com

“连续域束缚态-极点”双重奇异点的耦合共振效应

方云团 李小雪

Coupled resonance effect of two-fold “bound states in the continuum–pole” singularities

FANG Yuntuan LI Xiaoxue

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 180401 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260570

CSTR: 32037.14.aps.75.20260570

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260570>

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

正方形环状准连续谱中束缚态

Bound states in square-shaped loop quasicontinuous spectrum

物理学报. 2026, 75(3): 180401 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251227>

基于准连续域束缚态的强圆二色性超表面

Strong circular dichroism chiral metasurfaces generated by quasi bound state in continuum domain

物理学报. 2024, 73(17): 178102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240834>

硅基连续谱束缚态超表面中强耦合诱导的高 Q 本征圆二色

High-quality intrinsic circular dichroism in silicon-based bound states in the continuum metasurfaces via strong coupling

物理学报. 2026, 75(13): 178102 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260185>

双谐振环金属超表面中的连续域束缚态

Bound states in continuum domain of double resonant ring metal metasurfaces

物理学报. 2024, 73(5): 057801 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231556>

基于共振波导光栅结构准连续域束缚态的低阈值纳米激光器的数值研究

Numerical study of the low-threshold nanolaser based on quasi-bound states in the continuum supported by resonant waveguide grating structures

物理学报. 2023, 72(4): 044202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221894>

基于连续域束缚态的可调谐手性响应超表面

Tunable chiral response metasurface based on bound states in the continuum

物理学报. 2026, 75(9): 044202 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251726>