

基于镜像耦合准连续域束缚态的偏振无关激子极化激元研究

常思源, 张玲珑*

南京航空航天大学物理学院, 江苏 南京

收稿日期: 2026年4月14日; 录用日期: 2026年5月21日; 发布日期: 2026年5月29日

摘要

针对传统对称保护连续域束缚态(BIC)对偏振敏感、鲁棒性较差的局限性, 本研究提出一种基于金属镜面耦合的二硫化钨纳米柱阵列超表面, 实现了高鲁棒性的镜像耦合准连续域束缚态(QBIC), 并系统探究其与 WS_2 本征激子的强光-物质耦合行为。多极矩分解与近场分析表明, 该QBIC模式由磁偶极子主导。由于金属镜面的强电场局域效果, 体系实现了高达186.13 meV的拉比分裂能量, 证实了激子极化激元的形成。由于该结构不依赖对称破缺且具备旋转对称性, 强耦合体系表现出偏振无关特性, 并在 -20° 至 20° 斜入射范围内保持稳定。进一步, 通过控制纳米柱直径, 实现了耦合强度的灵活调控, 并揭示了近场局域化对强耦合的作用。本工作为非偏振光场下的强光-物质相互作用提供了稳健的调控途径, 在低阈值激光器、极化激元器件及非线性光学领域具有重要的应用潜力。

关键词

连续域束缚态, 偏振无关, 激子极化激元, 强光-物质耦合

Study on Polarization-Independent Exciton-Polaritons Based on Mirror-Coupled Quasi-Bound States in the Continuum

Siyuan Chang, Linglong Zhang*

School of Physics, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing Jiangsu

Received: April 14, 2026; accepted: May 21, 2026; published: May 29, 2026

*通讯作者。

文章引用: 常思源, 张玲珑. 基于镜像耦合准连续域束缚态的偏振无关激子极化激元研究[J]. 应用物理, 2026, 16(5): 565-577. DOI: 10.12677/app.2026.165052

Abstract

Conventional symmetry-protected bound states in the continuum (BICs) suffer from polarization sensitivity and limited robustness. In this work, we propose a mirror-coupled WS₂ nanopillar arrays metasurface, enabling a highly robust mirror-coupled quasi-BICs (QBICs) and systematically investigating the strong light-matter coupling with intrinsic WS₂ excitons. Multipole decomposition and near-field analysis reveal that the QBIC mode is dominated by a magnetic dipole resonance. Owing to the strong electric field confinement induced by the metallic mirror, a large Rabi splitting energy of up to 183.65 meV is achieved, confirming the formation of exciton-polaritons. Benefiting from the rotational symmetry of the mirror-coupled structure and its independence from symmetry breaking, the strong coupling system exhibits polarization-insensitive behavior and remains stable under oblique incidence from -20° to 20° . Furthermore, by tuning the nanopillar diameter, flexible control of the coupling strength is realized, highlighting the critical role of near-field localization in strong coupling. This work provides a robust strategy for manipulating strong light-matter interactions under unpolarized excitation, with promising applications in low-threshold lasers, polaritonic devices, and nonlinear optics.

Keywords

Bound States in the Continuum, Polarization-Independent, Exciton-Polaritons, Strong Light-Matter Coupling

Copyright © 2026 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

随着纳米光子学的快速发展,光与物质之间的强耦合现象成为当前凝聚态物理与光电子学的重要研究方向之一。传统的光与物体的相互作用主要体现于吸收、发射或是反射等较弱的结合方式,而当光子与激子之间的能量交换速率超过系统总衰减速率时,体系进入强耦合状态,形成新型混合准粒子——激子极化激元(Exciton-Polaritons, EPs) [1] [2]。该“半光半物质”的量子混合态使其在玻色爱因斯坦凝聚[3]、极化激元激光[4]等基础研究和低阈值激光器[5]、量子光子器件[6]等的应用中展现出重要潜力。

激子极化激元的形成依赖于光学微腔,以增强激子跃迁并约束电场。目前常用的微腔中,构成光学微腔的材质主要为介质与金属,全介质谐振器内部损耗通常较小,支持高品质因子的光学模式,但场约束能力通常弱于金属等激元结构,限制了耦合强度[2]。相比之下,等离激元体系提供极强的场局域[7],但固有损耗导致显著的能量耗散[8]。为平衡场约束能力和光学损耗,混合构型如电介质纳米颗粒-镜面结构(NPoM)被提出,可在保持相对低吸收的同时提供强场增强[9] [10]。这种结构已被证实可以实现增强的消隐态(anapole)模式[11]、米共振[2]及法布里-珀罗连续域束缚态(Fabry-Pérot BIC, FP-BIC) [12]等。

连续域束缚态(BIC)由于其在理论上具有无限大的品质因子以及强电场束缚能力,被广泛认为是实现强光-物质耦合的理想光学模式[13] [14]。然而,现有多数基于BIC的强耦合依赖对称保护机制,对结构扰动及入射偏振高度敏感,难以适用于非偏振激发场景(如成像与探测系统)。最近,镜面耦合结构被提出用于构建新型BIC模式,其物理机制类似于法布里-珀罗型BIC,通过镜像耦合实现辐射通道的相干相消,从而抑制辐射损耗[12]。相比传统对称保护BIC,该类模式偏振不敏感且在结构扰动下稳定性更好

[15]。同时, 金属镜面引入的强场增强显著提升了光-物质相互作用, 为稳健的强耦合提供了条件。

近年来, 二维过渡金属硫化物(TMDs)因激子结合能大、振子强度高及易于范德华集成备受关注[16][17]。尤其是多层或块体 TMDs 材料, 凭借其较高的面内折射率, 已成为构建高性能超表面谐振器的理想候选。这类结构能在同一体系内同时实现光学共振与自身激子, 有利于实现二者的自杂化。尽管基于 TMD 的极化激元研究取得了一系列进展, 但多集中于对称保护型 BIC 等模式, 针对 FP-BIC 的相关研究仍相对匮乏。将块体 TMD 与镜面耦合以构建 FP-BIC, 有望为调控光-物质相互作用提供更稳健的途径。

本研究中, 我们提出了一种二硫化钨(WS_2)纳米柱阵列构成的超表面结构, 该结构置于金属衬底之上, 并通过二氧化硅介电层与金属镜面隔离。由于块体 WS_2 的较高折射率, 可以实现稳健的连续域束缚态模式, 接着改变结构参数如纳米柱直径 D 和介电层厚度 s , 可将其连续调谐至准连续域束缚态(Quasi-BIC, QBIC)。该 QBIC 模式可与 WS_2 的本征激子强耦合, 在强耦合区域形成激子-极化激元。由于结构具有旋转对称性, 该 QBIC 本征上表现出偏振无关特性, 且在进入强耦合后, 所形成的激子-极化激元同样保持偏振不敏感。此外, 在斜入射条件下激发的 QBIC 模式仍表现出良好的鲁棒性。通过进一步调节纳米柱直径, 可以实现对耦合强度的灵活调控。结合对局域场增强及激子相互作用的分析, 我们揭示了耦合强度连续演化的物理机制。该研究为调控激子-极化激元提供了一种新的高鲁棒性平台, 并有望推动可调谐光子器件的发展与应用。

2. 块体 WS_2 体系的光学性质

2.1. 超表面结构设计

图 1(a)展示了所提出的超表面结构示意图, 该结构由周期性排列的 WS_2 纳米柱构成, 并放置于覆盖薄层二氧化硅的金属镜面之上。图 1(a)右侧为对应的侧视图, 标注了所有结构参数。其中, 晶格周期设定为 $P=2D$, D 表示纳米柱直径。纳米柱高为 H , 介质层二氧化硅的厚度为 s 。为研究体系的强耦合过程, 本文采用时域有限差分方法进行数值模拟。在 z 方向采用完美匹配层吸收辐射波, x 和 y 方向采用周期性边界条件。

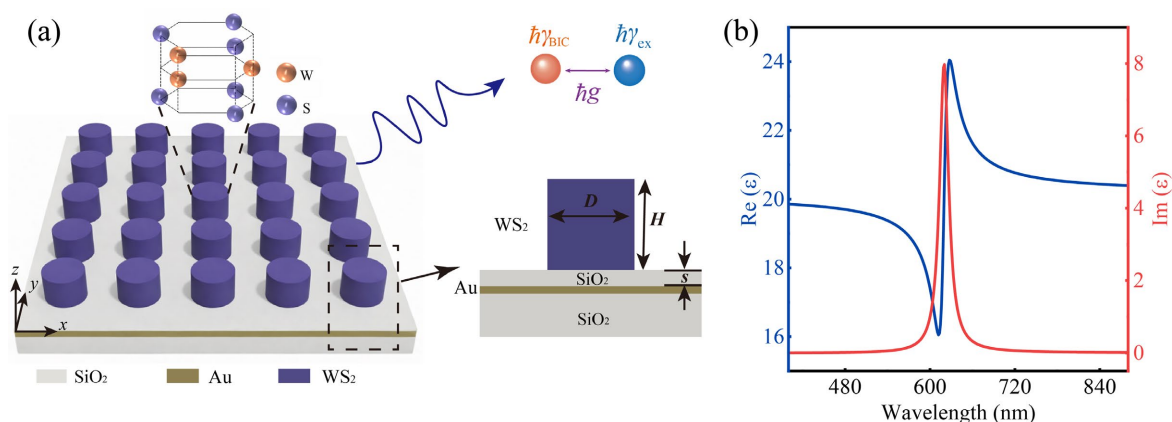


Figure 1. (a) Schematic illustration of the mirror-coupled metasurface. The inset shows the exciton-optical mode interaction, where the optical resonance ($\hbar\omega_{\text{BIC}}$) is coupled to the exciton ($\hbar\omega_{\text{ex}}$) with coupling strength $\hbar g$. The side view depicts the geometric parameters of unit cells; (b) Functional relationships of the real (blue) and imaginary (red) parts of the refractive index as a function of wavelength

图 1. (a) 镜像耦合超表面的结构示意图。插图展示了激子-光学模式的相互作用, 其中光学共振($\hbar\omega_{\text{BIC}}$)以耦合强度 $\hbar g$ 与激子($\hbar\omega_{\text{ex}}$)耦合。侧视图展示了单元结构的几何参数; (b) 折射率实部(蓝色)和虚部(红色)随波长变化的函数关系

金的介电常数取自参考文献[18]; 二氧化硅的折射率设置为 1.45。块体 WS_2 的复介电函数通过洛伦

兹振子模型描述[17] [19]-[21]:

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \frac{f_0 E_{\text{Exc}}^2}{E_{\text{Exc}}^2 - E^2 - i\Gamma_{\text{Exc}} E} \quad (1)$$

其中, 背景介电常数为 $\varepsilon_b = 26$, 振子强度 $f_0 = 0.2$, 激子跃迁能量 $E_{\text{Exc}} = 2 \text{ eV}$, 激子线宽为 $\Gamma_{\text{Exc}} = 50 \text{ meV}$ 。对应的相对介电常数的函数如图 1(b)所示, 其中蓝色曲线表示实部, 红色曲线表示虚部, 分别反映了材料的色散特性与吸收损耗行为。在本文关注的能量范围内, 体系的光学响应主要由 A 激子($\sim 2.0 \text{ eV}$)主导, 而 B 激子($\sim 2.4 \text{ eV}$) [22]由于能量位置明显偏移, 对耦合影响可以忽略。同时, 在法向入射下, 块体 WS_2 的各向异性对结果影响较小, 因此忽略多极子效应和各向异性不会显著改变耦合特性。

2.2. 光学性质

通过设定 $f_0 = 0$, 将块体 WS_2 视为无激子的高折射率谐振器。使用本征频率求解器计算复本征频率随纳米柱直径 D 的变化。将金属反射镜理想化为完美电导体(PEC), 结果以虚线绘制于图 2(a)中。本征频率实部随 D 增大单调递减, 在 $D = 111 \text{ nm}$ 处, 虚部为零, 辐射损耗完全抑制, 形成了品质因子趋于无穷的 BIC 模式。图 2(b)展示了响应的品质因子变化($Q = \text{Re}(\omega)/2\text{Im}(\omega)$)。由于网格精度限制, 品质因子无法达到无穷大。在实际应用中, 考虑金膜的欧姆损耗, 本征频率较 PEC 情形略有偏移, 如图 2(c)所示, 但两者演化趋势一致且均存在虚部极小值, 对应 BIC 的形成位置。在金膜情形下, 虚部最小值及对应的品质因子峰值因损耗机制差异偏移至 $D = 148 \text{ nm}$, 如图 2(d)所示。

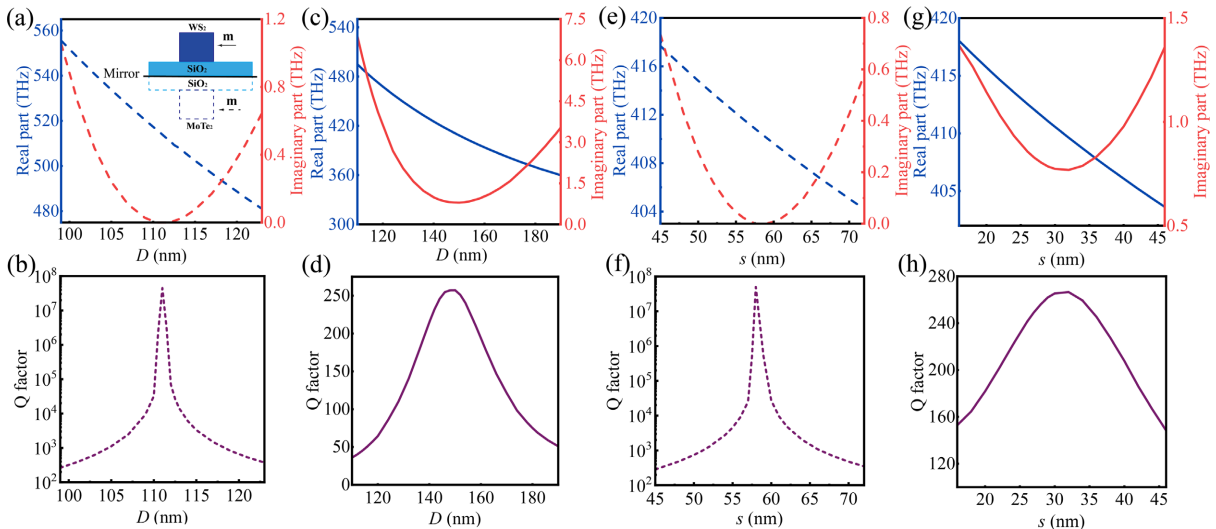


Figure 2. Theory research of mirror-coupled BIC. (a) (c) Nanopillar diameter-dependent eigenfrequencies for (a) perfect electric conductor (PEC) substrate and (c) gold mirror. In the simulations, the SiO_2 thickness is 28 nm . The inset shows the schematic diagram of the coupling between the resonance mode and its mirror image; (b) (d) Corresponding quality factors (Q factor) as a function of nanopillar diameter for (b) PEC substrate and (d) gold mirror; (e) (g) Eigenfrequency evolution and (f) (h) Q factors as a function of the SiO_2 thickness for (e) (f) PEC substrate and (g) (h) gold mirror. Here, the nanopillar diameter is fixed at 152 nm

图 2. 镜像耦合 BIC 的理论研究。(a) (c) 分别在(a) 完美电导体(PEC)衬底和(c) 金镜面条件下, 本征频率随纳米柱直径的变化关系。模拟中, 二氧化硅(SiO_2)厚度固定为 28 nm 。插图展示了谐振模式与其镜像之间的耦合示意图;(b) (d) 分别对应(b) PEC 衬底和(d) 金镜面条件下, 品质因子(Q 因子)随纳米柱直径的变化;(e) (g) 本征频率演化以及(f) (h) Q 因子随 SiO_2 厚度的变化关系, 分别对应(e) (f) PEC 衬底和(g) (h) 金镜面情形。此时, 纳米柱直径固定为 152 nm

进一步计算本征频率随介质层厚度 s 的变化, 以验证 BIC 的形成。如图 2(e)和图 2(g)表示, 实部与虚部的变化规律与图 2(a)和图 2(c)相似: 在 PEC 与金镜面两种情况下, 虚部分别在 58 nm 和 32 nm 处达

到最小, 对应各自体系的 BIC 模式; 相应品质因子分别约 10^7 及约 250, 如图 2(f) 和图 2(h) 所示。金属镜面体系中, 显著下降主要源于金属引入的非辐射损耗, 但其数值仍高于典型纯金属等离激元体系。尽管实际金属体系受固有损耗限制, 本征频率虚部无法完全降至零, 但辐射衰减已被有效抑制, 此时品质因子主要受非辐射损耗限制。当辐射衰减被完全抑制时, 谐振器与自由空间解耦, 这正是 BIC 模式的典型物理特征。

为阐明镜面耦合 BIC 的物理机制, 本文在理想无损耗情况下采用时域耦合模理论进行分析。将金属镜替换为完美电导体后, 体系等效为两个关于镜面对称、间距为 $2l$ 的相同磁偶极谐振子(l 为纳米柱中心至镜面的距离), 如图 2(a) 插图所示。该模型源于镜像结构, 谐振子与理想反射镜中的镜像共同构成一对谐振单元, 此时两个谐振子振幅 a 和 b 的时间演化可由如下耦合模方程描述[12] [15]:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega_0 & \kappa \\ \kappa & \omega_0 \end{bmatrix} - \frac{i\gamma}{2} \begin{bmatrix} 1 & -e^{i2kl} \\ -e^{i2kl} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} \quad (2)$$

其中, ω_0 表示单个谐振器的本征共振频率, γ 是衰减率, k 是谐振器间的传播常数, κ 表示近场耦合强度。

求解方程(2)可得到系统的本征值 $\omega_{\pm} = \omega_0 \pm \kappa + i\gamma[\pm \exp(i2kl) - 1]$, 本征向量 $\psi = [1, \pm 1]^T$ 。由于该对称体系要求两个谐振子以相同相位振荡, 因此特征向量唯一确定为 $\psi^+ = [1, 1]^T$, 对应的特征值为 $\omega_+ = \omega_0 + \kappa + i\gamma[\exp(i2kl) - 1]$ 。当相位偏移 $2kl$ 等于 2π 的整数倍时, 特征值虚部变为零, 即辐射损耗完全抑制, 形成理想 BIC。当相位偏移偏离 2π 的整数倍, BIC 演化为有限大品质因子的 QBIC。该规律与图 2 一致: 当 s 或 D 偏离辐射抑制的条件时, 将引入辐射衰减, 使虚部增大并导致品质因子降低。

此外, 本征求解器得到的 BIC 特征也可在频域光谱响应中得到验证。如图 3(a)~(c) 所示, 通过调节介电层厚度 s 、纳米柱高度 H 和直径 D , 探究反射谱中共振波长及反射率变化。以 s 为例, 反射率随其先增大后减小; 当 $s = 28 \text{ nm}$ 时, 共振特征完全消失, 表明系统处于 BIC 状态。反射谱中不再出现可分辨谐振特征, 体系与自由空间不存在能量交换。随着 s 逐渐增大, BIC 逐渐演化为 QBIC, 并重新表现出有限线宽及共振响应。类似地, 调控 H 和 D 时系统有相同规律, BIC 分别出现在 $H = 152 \text{ nm}$ 和 $D = 148 \text{ nm}$ 处。通过精细调控这些结构参数, 可实现对共振线宽和位置的精确控制, 从而灵活调节 QBIC 的性质, 为其与 WS_2 激子的强耦合提供可调谐条件。

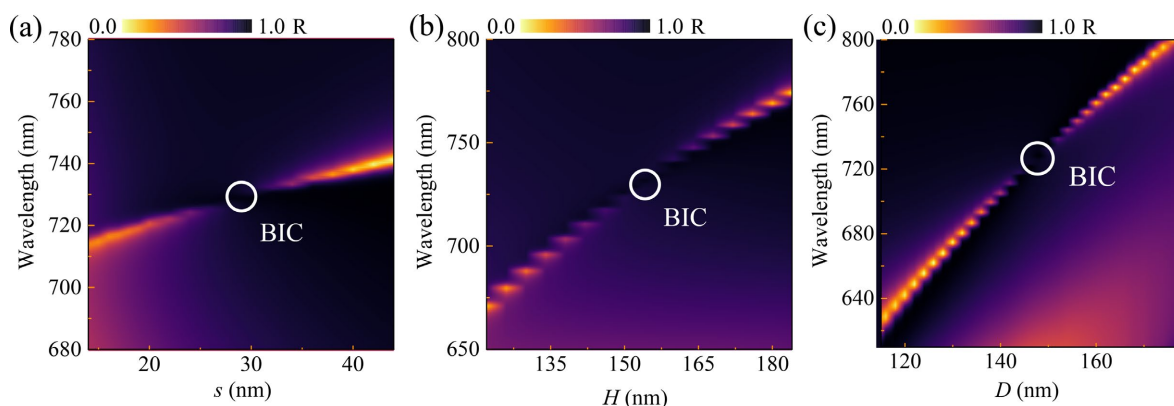


Figure 3. Reflection spectra evolution and the formation of BIC as a function of structural parameters. (a)~(c) Simulated reflection spectra as a function of (a) dielectric spacer thickness s , (b) nanopillar height H , and (c) nanopillar diameter D , respectively. The white circles indicate the regions where the reflection features vanish, signifying that the system supports a Bound State in the Continuous (BIC) under these parameter conditions

图 3. 反射光谱随结构参数的变化及 BIC 的形成。(a)~(c) 模拟计算的反射光谱图, 分别随(a) 介电层厚度 s 、(b) 纳米柱高度 H 以及(c) 纳米柱直径 D 的变化关系。白色圆圈标注的位置对应反射特征消失的区域, 表明系统在该参数条件下支持连续域束缚态(BIC)

为了实现准连续域束缚态与激子能量的匹配, 将结构参数设置为 $s=28\text{ nm}$ 和 $H=152\text{ nm}$, 并对参数 D 进行系统调控。如图 4(a) 结果所示, 在 $D=144\text{ nm}$ 处, QBIC 的共振峰与 WS_2 激子吸收峰重合。随后, 为深入阐明 QBIC 的激发特性与物理起源, 提取了 620 nm 处的反射谱, 并采用 Fano 模型拟合[2]:

$$T(\omega) = a_b + \sum_j^N \frac{b_j \gamma_j e^{i\varphi_j}}{\omega - \omega_j + i\gamma_j} \quad (3)$$

式中, $T(\omega)$ 为复振幅, 参数 b_j 、 γ_j 和 φ_j 分别对应光谱的背景振幅、振幅、阻尼率(半高全宽的一半)和相位。 N 和 j 分别表示光谱中的共振数量及共振序数。Fano 模型的拟合结果如图 4(b) 所示, 模拟透射谱与 Fano 线型高度吻合。

同时, 本文结合远场散射功率分析与近场电磁场分布, 系统揭示了 QBIC 的形成机理。首先, 在笛卡尔坐标系下对该模式进行多极矩分解, 以分析谐振腔内各多极分量的相互作用。如图 4(c) 所示, 多极矩包括电偶极子(ED)、磁偶极子(MD)、环形偶极子(TD)、电四极子(EQ)以及磁四极子(MQ)。结果表明, 该共振以 MD 为主导, 并伴随一定的 TD 成分。为进一步阐明其物理起源, 本文结合近场电磁分布、位移电流和磁场线的空间特征进行分析。如图 4(d)~(f) 所示, 归一化电场和磁场分布中, 白色箭头和红色箭头分别表示位移电流线和磁场线。图 4(d) 显示, x - z 平面内的位移电流形成闭合环流, 在垂直的 y - z 平面内激发显著的 MD 响应(图 4(e))。连续分布的磁场线进一步验证了该位移电流环是 MD 响应的关键。图 4(f) 中 x - y 平面的磁场分布进一步验证了该 QBIC 模式由 MD 主导。

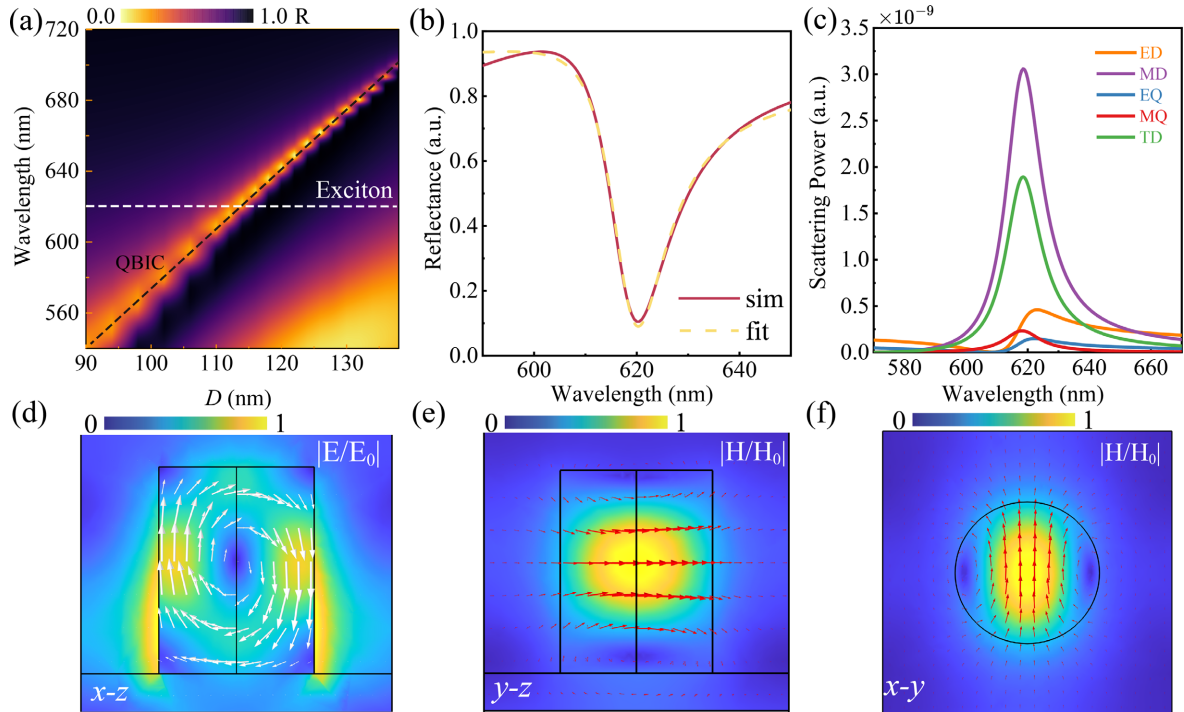


Figure 4. (a) Reflectance spectra as a function of nanopillar diameter D ; (b) Simulated (solid lines) and fitted (dashed lines) reflectance spectrum at zero detuning; (c) Cartesian multipole decomposition results of the QBIC resonance spectrum at 620 nm ; (d) Electric field distribution of QBIC resonance at x - z plane; Magnetic field distribution of QBIC resonance at y - z plane (e) and at (f) x - y plane

图 4. (a) 反射光谱随纳米柱直径 D 变化的关系; (b) 零失谐条件下的反射光谱模拟结果(实线)与拟合结果(虚线); (c) 620 nm 处 QBIC 共振的笛卡尔多极矩分解结果; (d) x - z 平面 QBIC 的电场分布; (e) y - z 平面及(f) x - y 平面内 QBIC 共振的磁场分布

3. 块体 WS₂ 纳米柱阵列中的强光 - 物质耦合行为

3.1. 块体 WS₂ 中准连续域束缚态与激子自杂化研究

本节综合考虑背景折射率与激子共振效应, 分析了块体 WS₂ 体系中 FP-BIC 与激子间的强光 - 物质耦合行为。

首先, 设定结构参数为 $s = 28 \text{ nm}$, $D = 114 \text{ nm}$, $H = 152 \text{ nm}$ 。如图 5(a) 橙色曲线所示, 在激子共振能量附近出现明显的 QBIC 反射谷, 实现了 QBIC 与激子能量的精确对准。随后, 通过引入振荡强度 $f_0 = 0.2$ 模拟激子跃迁(图 5(a) 紫色曲线), 可以观察到典型的拉比分裂现象: 原本位于 620 nm 处的单一共振峰劈裂为高能极化子(UP)与低能极化子(LP)两支, 证实了 QBIC 与激子间已实现强耦合。为进一步量化耦合特征(如谱宽、能量特性和耦合强度), 本文采用方程(3)所示的 Fano 线型拟合模拟反射谱。如图 5(b) 所示, 数值模拟结果(实线)与 Fano 线型曲线(虚线)高度吻合, 因此确定 QBIC 的共振能量 $\hbar\omega_{\text{QBIC}} = 2 \text{ eV}$, 阻尼率为 $\hbar\gamma_{\text{QBIC}} = 24.7 \text{ meV}$ 。通过引入失谐量 $\Delta = |E_{\text{QBIC}} - E_{\text{Exc}}|$ 定量表征拉比分裂能量 $\hbar\Omega$ 。在零失谐条件下 ($\Delta = 0$), UP 与 LP 分支能量间距达到 $\hbar\Omega = 183.65 \text{ meV}$ 。

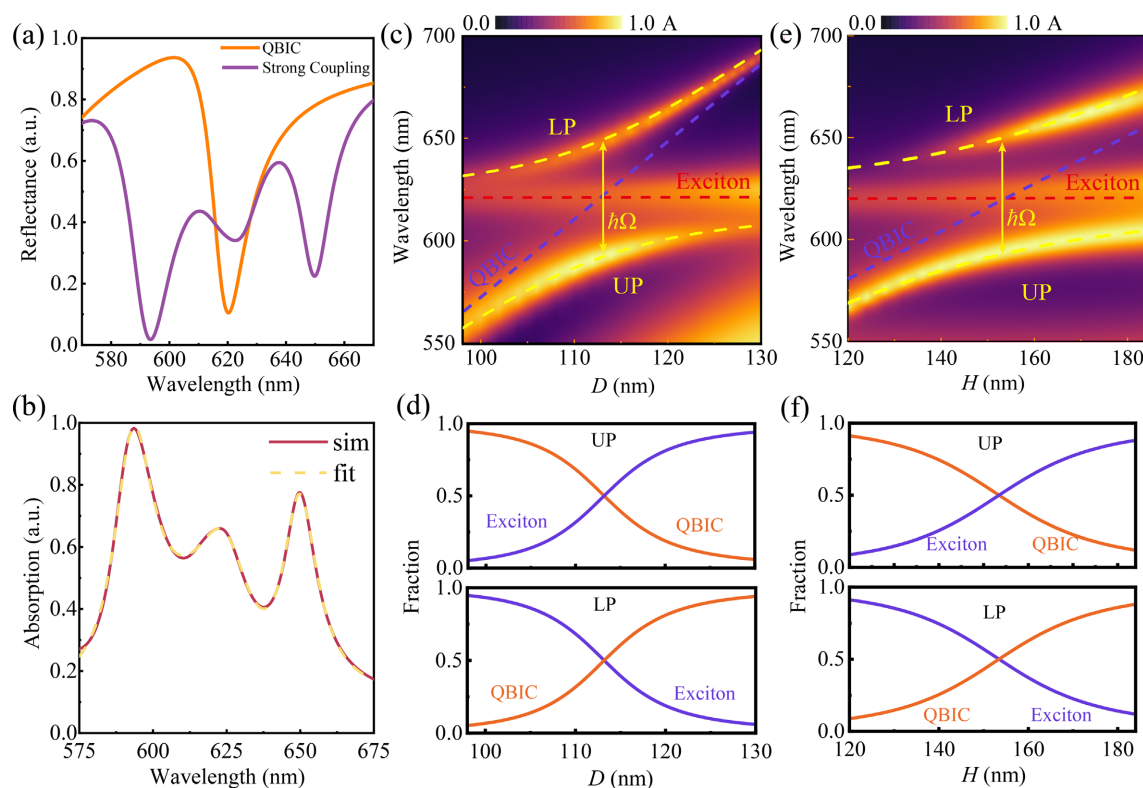


Figure 5. (a) QBIC modes considering only optical resonance under zero-detuning conditions and strongly coupled reflectance spectral lines that simultaneously account for exciton effects; (b) Absorption spectrum results of the coupled system from numerical simulations (solid lines) and Fano line curves (dashed lines); (c) The absorption spectra of the self-hybrid system between QBIC resonance and exciton as a function of nanopillar diameter D , the distinct anti-crossing feature confirming the formation of strong coupling; (d) The QBIC resonance and exciton fractions in the UP and LP states as a function of nanopillar diameter D ; (e) The absorption spectra of the self-hybrid system between QBIC resonance and exciton as a function of nanopillar height H ; (f) The QBIC resonance and exciton fractions in the UP and LP states as a function of nanopillar height H

图 5. (a) 零失谐条件下仅考虑光学共振的 QBIC 模式及同时考虑激子作用的强耦合反射谱线; (b) 数值模拟耦合系统的吸收谱结果(实线)与 Fano 线型曲线(虚线); (c) QBIC 共振与激子的自杂化系统的吸收光谱随纳米柱直径 D 的变化, 清晰的反交叉特征证实了强耦合的形成; (d) 上极化激元和下极化激元中 QBIC 共振分量与激子分量随直径 D 的占比变化; (e) QBIC 共振与激子的自杂化系统的吸收光谱随纳米柱高度 H 的变化; (f) 上极化激元和下极化激元中 QBIC 共振分量与激子分量随高度 H 的占比变化

接下来, 为准确判断强耦合的耦合强度及耦合状态, 在图 5(c)中以颜色标度绘制了吸收谱随纳米柱直径 D (从 98 nm 到 130 nm) 的变化。在光谱中同样观察到两个明显弯曲的分支, 具有典型的反交叉行为。该结果进一步表明 MD 主导的 QBIC 与激子之间实现耦合, 导致了 LP 与 UP 的出现。图中蓝色虚线表示未耦合的 QBIC 模式的色散, 其随 D 增加明显红移; 红色虚线表示激子吸收波长, 表现为 620 nm 处的平线, 在研究范围内保持稳定; 两条黄色的虚线表示拟合的 LP 及 UP 分支轨迹, 其在零失谐处的间距定义为拉比能量 $\hbar\Omega$, 以黄色实线箭头表示。

为进一步阐明混合系统中的 QBIC 与激子相互作用过程, 本文采用耦合振荡器模型(coupled oscillator model, COM)量化耦合强度[23]:

$$\begin{pmatrix} E_{\text{Exc}} - i\hbar\gamma_{\text{Exc}} & \hbar g \\ \hbar g & E_{\text{QBIC}} - i\hbar\gamma_{\text{QBIC}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = E_{\pm} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \quad (4)$$

式中, E_{QBIC} 和 E_{Exc} 分别表示 QBIC 和激子的共振能量。 γ_{QBIC} 和 γ_{Exc} 代表各自的耗散率。参数 $\hbar g$ 表示 QBIC 和激子之间的耦合强度。 α 和 β 是杂化态的权重系数(Hopfield 系数), 其满足归一化条件并决定了激子和光子成分在各分支中的占比。此外, E_{\pm} 分别对应于上极化激元(UP)和下极化激元(LP)的复特征值。随后, 通过求解 COM 矩阵, 得到杂化系统的特征值 E_{\pm} 如下:

$$E_{\pm} = \frac{E_{\text{Exc}} + E_{\text{QBIC}}}{2} - i\hbar \frac{\gamma_{\text{Exc}} + \gamma_{\text{QBIC}}}{2} \pm \sqrt{(\hbar g)^2 + \frac{1}{4}(\Delta - i(\hbar\gamma_{\text{Exc}} - \hbar\gamma_{\text{QBIC}}))^2} \quad (5)$$

其中, $\Delta = |E_{\text{QBIC}} - E_{\text{Exc}}|$ 代表能量失谐, 真空拉比劈裂能量定义为 $\Delta = 0$ 时上极化子分支与下极化子分支之间的最小能量间隔:

$$\hbar\Omega = \sqrt{4\hbar^2 g^2 - (\hbar\gamma_{\text{QBIC}} - \hbar\gamma_{\text{Exc}})^2} \quad (6)$$

对于图 5(c)中的混合系统, 提取出的拉比分裂值 $\hbar\Omega$ 为 185.53 meV, 结合激子与 QBIC 的阻尼率 $\hbar\gamma_{\text{QBIC}} = 24.7$ meV 及 $\hbar\gamma_{\text{Exc}} = 25$ meV 在 $D = 114$ nm 处计算得到耦合强度为 92.77 meV。为验证系统是否进入强耦合区域, 需要满足以下定量判据:

$$\hbar g > \sqrt{\frac{(\hbar\gamma_{\text{Exc}})^2 + (\hbar\gamma_{\text{QBIC}})^2}{2}} \quad (7)$$

$$\hbar g > \hbar \frac{|\gamma_{\text{Exc}} - \gamma_{\text{QBIC}}|}{2} \quad (8)$$

若同时满足方程(7)与(8)的判据, 则系统进入强耦合区域。若仅满足方程(8), 系统处于中间耦合区域。若两个条件均未满足, 则处于弱耦合区域。

这里, 我们引入合作度 c_1 及 c_2 评估耦合效率[14]:

$$c_1 = g / \sqrt{(\gamma_{\text{Exc}}^2 + \gamma_{\text{QBIC}}^2)/2} > 1 \quad (9)$$

$$c_2 = \Omega / (\gamma_{\text{Exc}} + \gamma_{\text{QBIC}}) > 1 \quad (10)$$

得到 $c_1 = 3.7308$ 且 $c_2 = 3.7309$, 超出判定条件所需的 $c_1 > 1$ 及 $c_2 > 1$, 因此确定混合系统处于强耦合区域。

接下来, 为评估 QBIC 模式与激子模式分别对杂化态的相对贡献, 根据方程(4)推导出 Hopfield 系数。其中, 系数 $|\alpha|^2$ 和 $|\beta|^2$ 分别量化了 UP 和 LP 的激子组分与 QBIC 组分, 其表达式如下:

$$|\alpha|^2 = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 + 4g^2}} \right) \quad (11)$$

$$|\beta|^2 = \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 + 4g^2}} \right) \quad (12)$$

基于方程(11)和(12), 图 5(d)展示了 UP 与 LP 分支中激子与 QBIC 成分占比随 D 的演化趋势。随着 D 的增加, UP 分支逐渐从 QBIC 主导变为激子主导, LP 分支则相反。在零失谐条件下, 系统中 QBIC 与激子共振在 UP、LP 的贡献各占比 50%。

同理, 图 5(e)中以颜色标度绘制了吸收谱随纳米柱高度 H (从 120 nm 到 184 nm) 的变化规律。提取的 LP 与 UP 分支的拟合曲线呈现明显的反交叉特征, 表明系统符合 COM 模型。此外, 图 5(f)展示了 LP 与 UP 分支的激子与 QBIC 的占比随 H 的变化, 再次印证了强耦合体系中能量交换的物理本质。

此外, 为量化本研究的优势, 我们将基于镜像耦合 QBIC-激子混合系统所实现的拉比劈裂值与已报道的其他 TMDs 强耦合体系进行了对比(见表 1)。一般而言, 单层 TMDs 与光学共振腔耦合产生的激子极化激元, 其拉比劈裂值相较于块体材料体系往往较低, 表格中的单层与块体对比说明了这一点。进一步地, 我们系统对比了 WSe₂、MoS₂ 和 MoTe₂ 等不同材料在不同光学共振模式(如 SP-QBIC、anapole 及 GMR 等)下的拉比劈裂数据。表格数据显示, 本工作实现了 186.13 meV 的拉比劈裂值, 这一数值在所比较的 TMDs 强耦合体系中位居前列, 主要归因于金属结构引入的局域电场增强效应, 从而显著强化了光与物质的相互作用。

Table 1. Comparison of rabi splitting properties in TMDs based on different optical resonance modes
表 1. 基于不同光学共振模式的 TMDs 材料拉比分裂特性比较

Materials	Optical Resonance	TMDs Structure	Rabi Splitting (meV)	Reference
WS ₂	SP-QBIC	monolayer	65	[13]
WS ₂	SP-QBIC	monolayer	33.83	[24]
WSe ₂	anapole	bulk	90.95	[25]
WS ₂	anapole	bulk	122.3	[25]
WS ₂	SP-QBIC	bulk	120	[26]
WS ₂	SP-QBIC	bulk	150.13	[27]
WS ₂	GMR	bulk	162.6	[27]
MoTe ₂	SP-QBIC	bulk	132	[28]
WS ₂	Mirror-coupled QBIC	bulk	186.13	Our work

3.2. 偏振无关的强耦合特性

本节通过模拟反射光谱, 系统研究了该超表面在偏振角及斜入射外部激励下的鲁棒性。由于本文设计的镜像耦合结构无需依赖对称破缺, 天然具备 C₄旋转对称性, 因此对偏振角表现出不敏感性。这一特性区别于对称保护 BIC, 为非偏振光下激子极化激元的应用提供了更稳健的方案。

首先分析偏振角对 QBIC 反射光谱的影响。如图 6(a)所示, 当偏振角由 0°变化至 90°时, QBIC 的共振位置与反射率基本保持不变, 表明其具有偏振无关性。进一步地, 在全偏振范围内, 强耦合形成的 UP 与 LP 分支的能级位置及强度亦保持稳定(图 6(b)), 验证了激子极化激元的偏振鲁棒性。随后考察斜入射

效应。如图 6(c)所示, 在入射角 θ 从 -20° 变化至 20° 的范围内, QBIC 的共振波长仅表现出微小偏移。相应地, UP 与 LP 分支的能量位置几乎不变, 仅伴随微弱强度变化, 如图 6(d)所示, 说明该结构在一定角度范围内仍能维持稳定的光学响应。

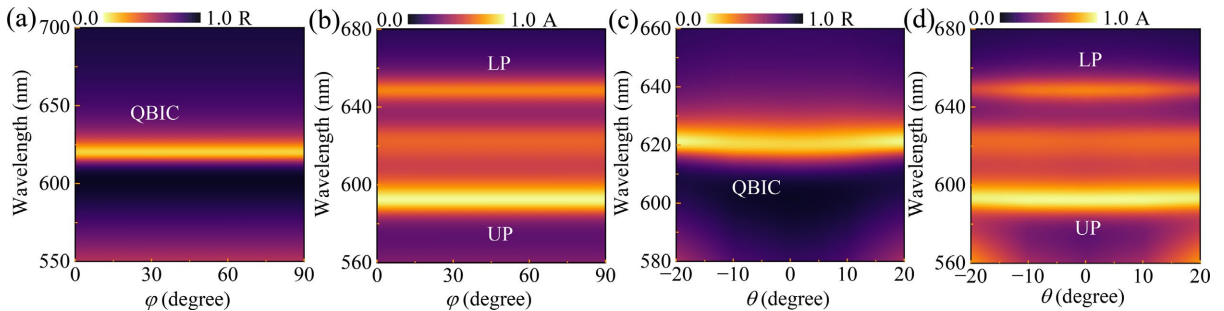


Figure 6. (a) Reflectance spectra of QBIC resonance and (b) absorption spectra of the strong coupling system (UP and LP branches) as a function of polarization angle φ from 0° to 90° ; (c) Reflectance spectra of QBIC resonance and (d) absorption spectra of the strong coupling system (UP and LP branches) as a function of incidence angle θ from -20° to 20°

图 6. (a) QBIC 共振反射谱和(b) 强耦合体系(UP 和 LP 分支)吸收谱随偏振角 φ (0° 至 90°) 的变化关系; (c) QBIC 共振反射谱和(d) 强耦合体系(UP 和 LP 分支)吸收谱随入射角 θ (-20° 至 20°) 的变化关系

3.3. 强耦合效应的灵活调控

通过调节纳米柱直径 D , 可实现光学模式与激子共振间耦合强度的有效调控。在零失谐条件下, 模拟了 $D = 100\sim 120$ nm 范围内的吸收谱(以颜色标度表示), 如图 7(a)所示。WS₂ 纳米柱阵列中的混合态随 WS₂ 圆柱直径的变化趋势清晰可见。随着纳米柱直径的增加, UP 和 LP 分支逐渐分离并趋于清晰, 表明拉比劈裂强度持续增强。对应地, 零失谐处的拉比分裂能量由 161.89 meV 逐步增大到 186.13 meV。

为定量分析其影响机制, 我们进一步提取了耦合强度与 QBIC 阻尼率, 如图 7(b)所示。结果显示, 杂化系统中, 随着纳米柱直径的增大, QBIC 阻尼率减小。这主要是由于在维持零失谐条件下, 调节直径 D 的同时需同步优化纳米柱高度, 从而改变了模式的辐射损耗。此时阻尼率从 101.83 meV 减小到 13.21 meV, 同时耦合强度逐渐从 89.60 meV 逐渐增大到 93.25 meV。依据判据可知, 体系始终处于强耦合区间。

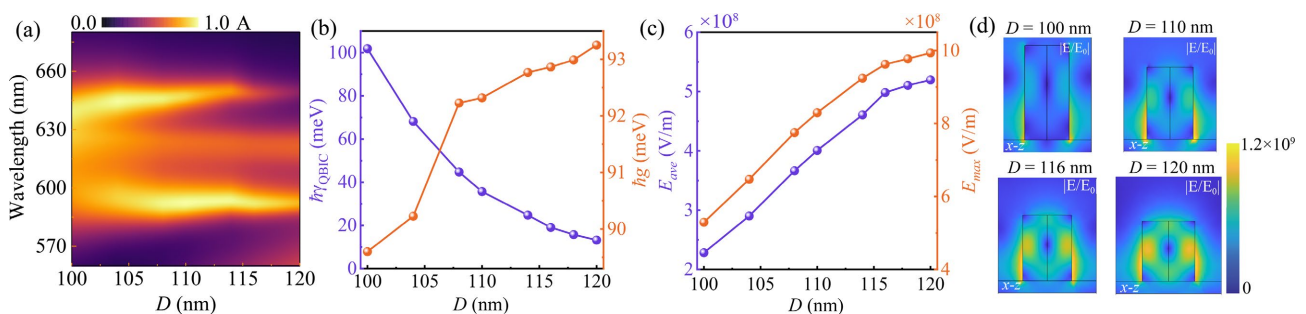


Figure 7. (a) The reflectance spectrum of the QBIC-exciton coupled system at zero detuning as a function of the nanopillar diameter D ; (b) System coupling strength (violet curves and dots) and the damping rates (orange curves and dots) of the QBIC as a function of D ; (c) The average electric field strength (E_{ave}) and the maximum electric field strength (E_{max}) as a function of D ; (d) The electric field distribution in the x - z plane with different diameters D

图 7. (a) 零失谐条件下, QBIC-激子耦合体系的反射光谱随纳米柱直径 D 的变化关系; (b) 系统耦合强度(紫色曲线与圆点)及 QBIC 阻尼率(橙色曲线与圆点)随 D 变化的曲线; (c) 平均电场强度(E_{ave})与最大电场强度(E_{max})随 D 的变化趋势; (d) 不同直径 D 条件下, x - z 平面的电场分布

为了进一步探究耦合强度增大的物理机制, 我们观察了耦合变化中混合系统的平均电场和最大电场

值, 如图 7(c)所示。同时, 通过提取系统在 x - z 平面的电场分布验证局域电场对耦合强度的影响, 展示在图 7(d)中。图 7(c)展示了纳米柱内平均电场(E_{ave})和最大电场(E_{max})随直径 D (100 到 120 nm)局域电场与阻尼率变化趋势相反: 阻尼率越高, 局域电场强度越低。根据耦合强度方程, 我们发现耦合强度与模式体积内局域的场强成正比[2]:

$$g = \sqrt{N} \mu_e \cdot \mathbf{E} \propto \mu_e \sqrt{N/V} \quad (13)$$

其中, μ_e 、 E 、 V 和 N 分别表示激子的偶极矩、限制在模式体积内的电场、模式体积以及参与耦合的激子数量。因此, 电场强度的增大导致耦合强度的增大。图 7(d)绘制了纳米盘中心 x - z 平面的电场分布, 分别为 100 nm、110 nm、116 nm 和 120 nm, 进一步验证了不同 D 对应的近场特性。结果显示, 近场演化规律与提取的电场强度趋势一致: 电场分布在纳米柱周围, 提供了强电场增强, 随着 D 的增加, 电场增强逐渐增加, 促进了 QBIC 与激子相互作用, 导致耦合强度逐渐增大。基于此, 我们发现改变纳米柱直径可以灵活控制 QBIC 的辐射损耗, 从而导致自杂化的 WS_2 纳米盘耦合强度的变化, 为该系统调制耦合强度提供关键的自由度。

4. 实验可行性及制造容差分析

在前述数值分析的基础上, 本节进一步研究所提出结构的实验可实现性及其对加工误差的鲁棒性。本文所设计的镜面耦合纳米柱超表面各组成部分均可通过成熟的纳米加工工艺实现: 首先在 Si 晶圆衬底上蒸镀 100~200 nm 金膜[12] [29], 接着采用等离子体增强的化学气相沉积在金表面沉积 SiO_2 薄膜[12]。通过聚二甲基硅氧烷(PDMS)机械剥离方法将 WS_2 片从块体晶体剥离, 并将不同厚度的薄片转移到 SiO_2 基底上[20]。 WS_2 的图案化可通过光刻胶的电子束曝光和干法刻蚀结合实现。在样品上旋涂正性或负性光刻胶, 使用电子束光刻系统对样品曝光。随后, 将样品显影, 显影后的图案作为刻蚀掩膜对 WS_2 薄片进行干法刻蚀, 形成设计的纳米柱阵列结构[14] [20]。刻蚀完成后, 去除残余的光刻胶, 获得完整的 WS_2 阵列。

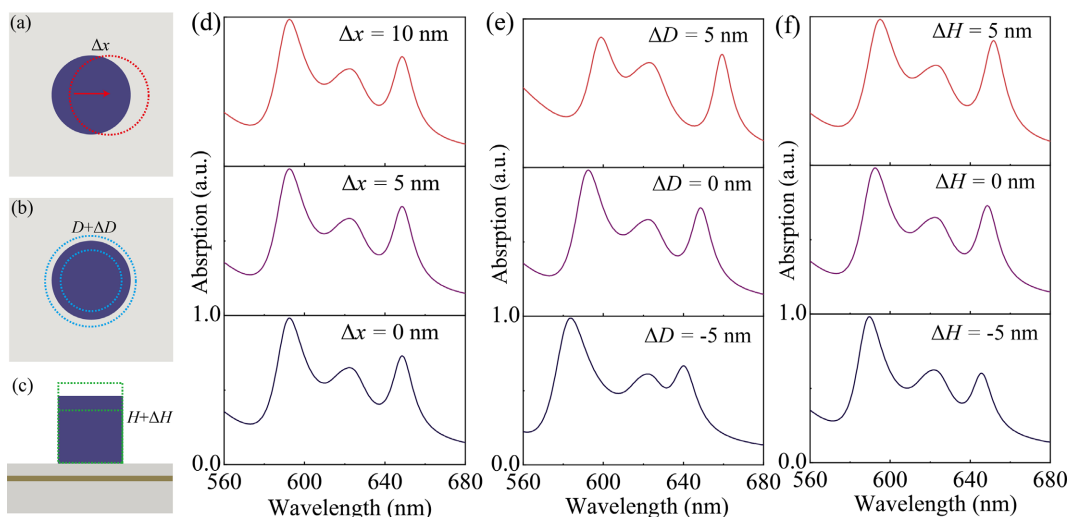


Figure 8. Effect of structural perturbations on strong coupling characteristics. (a)~(c) Schematic diagrams of nanopillar displacement Δx , diameter variation ΔD and height variation ΔH ; (d)~(f) Absorption spectra under corresponding perturbations
图 8. 结构扰动对强耦合特性的影响。(a)~(c) 纳米柱位置偏移 Δx 、直径变化 ΔD 和高度变化 ΔH 的示意图; (d)~(f) 对应扰动条件下的吸收光谱

此外, 考虑到实际加工过程中不可避免的尺寸偏差与结构不均匀性, 对其对器件性能的影响进行系统评估尤为必要。因此, 在本节中, 我们通过在纳米柱几何参数中引入随机扰动, 对结构的加工容差进

行了系统的数值评估, 如图 8 所示。图 8(a)~(c)分别给出了 WS₂ 纳米柱在位置偏移 Δx 、直径变化 ΔD 以及高度变化 ΔH 情况下的结构示意图, 相应的强耦合吸收谱如图 8(d)~(f)所示。结果表明, 纳米柱的位置偏移(0~10 nm)对强耦合特性影响极小, 几乎可以忽略。当纳米柱高度发生 ± 5 nm 扰动时, 拉比劈裂的最大变化仅为 0.9 meV (约 0.5%), 直径扰动(± 5 nm)会导致上下极化激元分支产生一定偏移, 但体系仍保持清晰的强耦合特征, 其拉比劈裂最大变化为 9.86 meV (约 5.3%)。总体而言, 在合理的加工误差范围内, 体系的共振波长及拉比劈裂均表现出较小波动, 表明该结构具有良好的加工鲁棒性。

5. 总结

综上, 本文提出了一种基于镜面耦合的 WS₂ 纳米柱阵列, 实现了镜像耦合的 BIC 模式, 并成功构建了偏振不敏感的强光-物质耦合体系。通过金镜面的强场局域效应与 WS₂ 的高折射率特性, 该体系在零失谐条件下实现了高达 186.13 meV 的拉比分裂值。由于结构天然的旋转对称性, 该体系表现出显著的偏振无关特性, 并在较宽斜入射条件下保持优异的光谱稳定性。此外, 通过调控结构参数实现了对耦合强度的灵活调节, 并揭示了局域场增强及模式体积在调控强耦合中的关键作用。同时, 对加工误差的系统评估表明, 在合理的结构扰动范围内, 体系的共振特性与拉比分裂仅发生微小变化, 体现出良好的结构鲁棒性。本研究为构建高鲁棒性、偏振无关的激子极化激元提供了新思路, 在新型纳米光子器件中具有广阔的应用前景。

基金项目

本研究受到了南京航空航天大学研究生科研与实践创新项目 xcxjh20242116 的资助。

参考文献

- [1] Anantharaman, S.B., Lynch, J., Aleksich, M., Stevens, C.E., Munley, C., Choi, B., *et al.* (2025) Ultrastrong Light-Matter Coupling in Two-Dimensional Metal-Organic Chalcogenolates. *Nature Photonics*, **19**, 322-328. <https://doi.org/10.1038/s41566-024-01590-0>
- [2] Shen, S., Xie, P., Ding, Q., Yue, L., Du, J., Zhang, H., *et al.* (2024) Manipulation of Intrinsic Light-Matter Interaction in a Single Self-Hybridizing WS₂ Nanodisk. *Physical Review B*, **110**, Article ID: 155422. <https://doi.org/10.1103/physrevb.110.155422>
- [3] Kasprzak, J., Richard, M., Kundermann, S., Baas, A., Jembrun, P., Keeling, J.M.J., *et al.* (2006) Bose-Einstein Condensation of Exciton Polaritons. *Nature*, **443**, 409-414. <https://doi.org/10.1038/nature05131>
- [4] Bhattacharya, P., Xiao, B., Das, A., Bhowmick, S. and Heo, J. (2013) Solid State Electrically Injected Exciton-Polariton Laser. *Physical Review Letters*, **110**, Article ID: 206403. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.110.206403>
- [5] Chen, Z., Zheng, H., Zhu, H., Tang, Z., Wang, Y., Wei, H., *et al.* (2020) Robust Polariton Bose-Einstein Condensation Laser via a Strong Coupling Microcavity. *Laser & Photonics Reviews*, **14**, Article ID: 2000273. <https://doi.org/10.1002/lpor.202000273>
- [6] Hennessy, K., Badolato, A., Winger, M., Gerace, D., Atatüre, M., Gulde, S., *et al.* (2007) Quantum Nature of a Strongly Coupled Single Quantum Dot-Cavity System. *Nature*, **445**, 896-899. <https://doi.org/10.1038/nature05586>
- [7] Yang, L., Xie, X., Yang, J., Xue, M., Wu, S., Xiao, S., *et al.* (2022) Strong Light-Matter Interactions between Gap Plasmons and Two-Dimensional Excitons under Ambient Conditions in a Deterministic Way. *Nano Letters*, **22**, 2177-2186. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c03282>
- [8] Fang, C., Yang, Q., Yuan, Q., Gan, X., Zhao, J., Shao, Y., *et al.* (2021) High- q Resonances Governed by the Quasi-Bound States in the Continuum in All-Dielectric Metasurfaces. *Opto-Electronic Advances*, **4**, Article ID: 200030. <https://doi.org/10.29026/oea.2021.200030>
- [9] Yang, Y., Miller, O.D., Christensen, T., Joannopoulos, J.D. and Soljačić, M. (2017) Low-Loss Plasmonic Dielectric Nanoresonators. *Nano Letters*, **17**, 3238-3245. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b00852>
- [10] Lassiter, J.B., McGuire, F., Mock, J.J., Ciraci, C., Hill, R.T., Wiley, B.J., *et al.* (2013) Plasmonic Waveguide Modes of Film-Coupled Metallic Nanocubes. *Nano Letters*, **13**, 5866-5872. <https://doi.org/10.1021/nl402660s>
- [11] Wang, J., Wu, S., Yang, W. and Tian, X. (2024) Strong Anapole-Plasmon Coupling in Dielectric-Metallic Hybrid

- Nanostructures. *Physical Chemistry Chemical Physics*, **26**, 23429-23437. <https://doi.org/10.1039/d4cp03142c>
- [12] Yang, G., Dev, S.U., Allen, M.S., Allen, J.W. and Harutyunyan, H. (2022) Optical Bound States in the Continuum Enabled by Magnetic Resonances Coupled to a Mirror. *Nano Letters*, **22**, 2001-2008. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c04764>
- [13] Al-Ani, I.A.M., As'Ham, K., Huang, L., Miroshnichenko, A.E. and Hattori, H.T. (2021) Enhanced Strong Coupling of TMDC Monolayers by Bound State in the Continuum. *Laser & Photonics Reviews*, **15**, Article ID: 2100240. <https://doi.org/10.1002/lpor.202100240>
- [14] Weber, T., Kühner, L., Sortino, L., Ben Mhenni, A., Wilson, N.P., Kühne, J., *et al.* (2023) Intrinsic Strong Light-Matter Coupling with Self-Hybridized Bound States in the Continuum in Van Der Waals Metasurfaces. *Nature Materials*, **22**, 970-976. <https://doi.org/10.1038/s41563-023-01580-7>
- [15] Sun, G., Wang, Y., Xie, R. and Zhao, X. (2024) Polarization-Insensitive Terahertz Third-Harmonic Generation from Degenerate Pairs of Mirror-Coupled Super-BICs. *Applied Physics Letters*, **125**, Article ID: 081702. <https://doi.org/10.1063/5.0221133>
- [16] Liu, Y., Huang, Y. and Duan, X. (2019) Van Der Waals Integration before and Beyond Two-Dimensional Materials. *Nature*, **567**, 323-333. <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1013-x>
- [17] Yue, L., Xie, P., Ding, Q., Zhou, X., Shen, S. and Wang, W. (2025) Intrinsic Strong Self-Hybrid Coupling Empowered by Brillouin Zone Folding-Induced High-Q Quasibound Modes in Van Der Waals Metasurfaces. *Physical Review B*, **111**, Article ID: 045412. <https://doi.org/10.1103/physrevb.111.045412>
- [18] Rakić, A.D., Djurišić, A.B., Elazar, J.M. and Majewski, M.L. (1998) Optical Properties of Metallic Films for Vertical-Cavity Optoelectronic Devices. *Applied Optics*, **37**, 5271-5283. <https://doi.org/10.1364/ao.37.005271>
- [19] Qin, M., Duan, J., Xiao, S., Liu, W., Yu, T., Wang, T., *et al.* (2023) Strong Coupling between Excitons and Quasibound States in the Continuum in Bulk Transition Metal Dichalcogenides. *Physical Review B*, **107**, Article ID: 045417. <https://doi.org/10.1103/physrevb.107.045417>
- [20] Verre, R., Baranov, D.G., Munkhbat, B., Cuadra, J., Käll, M. and Shegai, T. (2019) Transition Metal Dichalcogenide Nanodisks as High-Index Dielectric Mie Nanoresonators. *Nature Nanotechnology*, **14**, 679-683. <https://doi.org/10.1038/s41565-019-0442-x>
- [21] Munkhbat, B., Baranov, D.G., Stührenberg, M., Wersäll, M., Bisht, A. and Shegai, T. (2018) Self-Hybridized Exciton-Polaritons in Multilayers of Transition Metal Dichalcogenides for Efficient Light Absorption. *ACS Photonics*, **6**, 139-147. <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.8b01194>
- [22] Li, Y. (2015) Measurement of the Optical Dielectric Function of Monolayer Transition Metal Dichalcogenides: MoS₂, MoSe₂, WS₂, and WSe₂. In: Li, Y., Ed., *Probing the Response of Two-Dimensional Crystals by Optical Spectroscopy*, Springer, 33-43. https://doi.org/10.1007/978-3-319-25376-3_5
- [23] Li, J., Cheng, Y., Liu, W., Liu, X., Pan, P., Chen, J., *et al.* (2024) Strong Coupling of Fabry-Pérot Cavity Mode, Anapole, and Exciton Supported by an Optical Cavity with Heterogeneous Nano-Optical Metasurfaces. *Physical Review B*, **109**, Article ID: 195425. <https://doi.org/10.1103/physrevb.109.195425>
- [24] Qin, M., Xiao, S., Liu, W., Ouyang, M., Yu, T., Wang, T., *et al.* (2021) Strong Coupling between Excitons and Magnetic Dipole Quasi-Bound States in the Continuum in WS₂-TiO₂ Hybrid Metasurfaces. *Optics Express*, **29**, Article ID: 18026. <https://doi.org/10.1364/oe.427141>
- [25] Liu, Z., Li, J., Liu, X., Gong, H., Liu, Z., Chen, J., *et al.* (2025) Higher-Order Anapole-Exciton Strong Coupling in Nested Si-Based Hybrid Systems. *Optics Letters*, **50**, 3066-3069. <https://doi.org/10.1364/ol.560479>
- [26] Zong, X., Li, L. and Liu, Y. (2021) Photonic Bound States in the Continuum in Nanostructured Transition Metal Dichalcogenides for Strong Photon-Exciton Coupling. *Optics Letters*, **46**, 6095-6098. <https://doi.org/10.1364/ol.446950>
- [27] Li, J., Tang, Y., Cheng, Y., Cai, S., Liu, X., Chen, J., *et al.* (2024) Strong Coupling of Double Excitons with Guided Mode Resonances and Quasi-Bound States in the Continuum in Heterogeneous Metamaterials. *Optics Letters*, **49**, 4831-4834. <https://doi.org/10.1364/ol.533151>
- [28] Gao, C., You, S., Zhang, Y., Wang, L., Duan, H., He, H., *et al.* (2024) Strong Coupling between Excitons and Quasi-Bound States in the Continuum Mode with Stable Resonance Wavelength in the Near-Infrared Region. *Applied Physics Letters*, **124**, Article ID: 051701. <https://doi.org/10.1063/5.0189356>
- [29] Wang, J., Weber, T., Aigner, A., Maier, S.A. and Tittl, A. (2023) Mirror-Coupled Plasmonic Bound States in the Continuum for Tunable Perfect Absorption. *Laser & Photonics Reviews*, **17**, Article ID: 2300294. <https://doi.org/10.1002/lpor.202300294>