# 数值分析嵌入非对称牛眼光学腔中的栅极定义量子点的光子吸收

SANGMIN JI[1, 2] * 和 SATOSHI IWAMOTO[1, 2]

[1]日本东京目黑区驹场4-6-1，东京大学生产技术研究所，邮编1530041[2]日本东京目黑区驹场4-6-1，东京大学先进科学技术研究中心，邮编1530041*smji@iis.u-tokyo.ac.jp

摘要：在实现用于偏振编码光子量子网络系统的栅极定义量子点（量子点）量子接口时，如何提高光子–自旋转换效率且不依赖偏振，是一项重大挑战。此前，我们报道了一种空气桥靶心腔的设计，无论光子偏振如何，该设计都能提高嵌入其中的栅极定义量子点的光子吸收效率。在此，我们通过数值分析证明，只需调整衬底与形成靶心结构的半导体薄板之间的距离，效率即可进一步提升 1.6 倍。我们的分析阐明，衬底诱导的不对称性所实现的向上优先耦合和狭窄远场发射图样，使这一提升成为可能。

## 1. 引言 量子网络

[1,2] 通过飞行量子比特为相距遥远的静止量子比特提供相干连接，可推动用于通信 [3], 计算 [4], 和传感 [5]的量子信息器件的发展。光子量子接口 [6] 能够在静止物质量子比特和飞行光子量子比特之间转换量子态，是此类量子网络的基本构件。多种平台都可用于承载静止量子比特，从而实现光子量子接口，包括超导电路 [7], 里德堡原子 [8], 囚禁离子 [9], 金刚石中的色心 [10,11], 以及半导体量子点（量子点）[12,13]。栅极定义量子点 [14–16], 通过施加栅极电压，在半导体量子阱（QW）中横向限制载流子而形成；它们也是承载静止自旋量子比特的理想固态平台。近期，研究人员利用基于硅的栅极定义量子点中的自旋 [17], , 实现了保真度高于纠错阈值的双量子比特门操作 [18,19]。这些硅量子点可通过与互补金属氧化物半导体兼容的制造工艺实现 [20], , 这是一个显著优势，尤其有利于量子比特的可扩展集成。至于光子量子接口的实现，基于砷化镓的栅极定义量子点较为适用。利用III-V族半导体量子阱中的偏振依赖光吸收 [21,22],, 研究人员已在实验上实现了光子向栅极定义砷化镓量子点中电子的角动量转移 [23,24]。然而，目前光子到自旋的转换效率较低（~$10^{-5}$ [25]），这是因为量子点的光子吸收效率有限，而其与入射光子的相互作用体积较小。这个效率问题是实现利用光子到自旋转换的量子中继器的一大瓶颈；对于需要使用多个中继器的纠缠分发而言，这一问题更加突出 [26]。

一种有前景的提高效率的方法是将量子点嵌入光学腔中。由于偏振–自旋对应关系对于偏振编码量子比特至关重要，因此光学腔必须与偏振无关。尽管使用时间bin量子比特 [27] 可能会缓解这种偏振无关性，但偏振信息的守恒为量子网络配置提供了额外的自由度。所谓的靶心结构 [28–32] 可因其中心对称性而呈现与偏振无关的特性。

《自然》。此前，我们设计了一种空气桥凸眼光学腔，并通过数值计算证明，该结构可将嵌入其中的栅极定义量子点的光子吸收效率提高超过 400 [33]。最近，我们报道了所设计的空气桥凸眼腔的制备以及初步的原理验证实验，证明了利用该腔可实现偏振无关的光子吸收增强[34]。

在本研究中，我们讨论了腔的面外非对称性所诱导的定向耦合可能带来的进一步吸收增强。在这种非对称腔中，面外方向的耦合速率是不平衡的；因此，可以在所需方向上获得增强或抑制的耦合速率。已有研究报道了多种实现具有面外非对称性的光学腔的方法，例如控制刻蚀深度 [28,35] 以及采用单侧反射器，包括分布式布拉格反射器 [36] 或埋置金属层 [31,37,38], 。然而，这些方法可能会因需要精确控制制造工艺，或需要具有复杂层结构的晶圆而限制生产效率。在此，我们对靶心结构下方存在衬底所诱导的非对称性效应进行了数值研究；通过去除衬底上的牺牲层，使器件悬置于空气中，即可在实际器件结构中轻松实现衬底诱导的不对称性。尽管先前研究 [39], 已经讨论过衬底对光子晶体腔辐射特性的影响，但我们探讨了其在腔增强吸收情形下的应用。与独立式空气桥靶心腔相比，通过调节衬底与形成靶心结构的薄板之间的空气间隙距离，非对称靶心腔中栅极定义量子点的吸收效率可提高约1.6倍。基于我们先前研究 [33] 中推导的、表示腔增强量子点光吸收的方程进行的理论分析表明，由非对称性实现的方向性是效率提升的关键因素。这一结果表明，利用衬底诱导的不对称性，是采用栅极定义量子点实现高效光子–自旋界面的一种有前景的方法。

## 2. 吸收增强的模型和关键因素

### 2.1. 腔结构与模式特性

我们考虑的腔结构示意图如图1(a)所示。在厚度为 165 nm 的半导体薄板（ $T_{\mathrm{slab}} = 165$ 15 $T_{\mathrm{QW}} = 15$ = nm）中0
形成了一个带金属电极的牛眼结构，用于形成栅极定义量子点；该薄板包含一个厚度为 -nm 的砷化镓量子阱（ nm，z 位于量子阱层中心）。模型中还包含一个与薄板相距 $T_{\mathrm{gap}}$ 的砷化镓衬底。衬底的存在使腔在垂直方向上呈非对称结构。我们使用三维有限差分时域法（3D-有限差分时域法）计算量子点的光吸收效率（记为 $\eta_{\mathrm{abs}}^{\mathrm{QD}}$）以及相关特性（腔模的场分布和品质因数）。计算吸收效率时，采用垂直入射的高斯光束（光束腰直径 w = 1 $\mu$m）作为激发源。栅极定义量子点建模为长方体，其横向尺寸 $S_{\mathrm{QD}}$ 为 50 nm × 50 nm，厚度为 $T_{\mathrm{QW}}$。

作为靶心结构，我们采用了此前设计的空气桥靶心腔[33] （图1(b)）。靶心结构由围绕直径为$A_{\mathrm{c}}$ = a 的圆形腔的六周期圆形布拉格光栅组成（周期 a=340nm，空气间隙填充因子 G= 0.4）。两条穿过中心的直通道（宽度W= 100 nm）为栅极形成提供了空间，并实现了空气桥结构[34]。通道宽度经过选择，既能为电极形成提供足够空间 [40] , 又能保持合理的吸收增强 [33]。电极由四条金金属线组成，宽度为 36 nm，厚度为 40 nm。整个结构的$C_{4v}$ 对称性保证了腔支持二重简并模式，这对于实现与偏振无关的响应至关重要。图 1(c)

显示了不含衬底的靶心结构所支持的双重简并偶极类模式的场分布。简并模式的共振波长 $\lambda_0$ 为806 nm。所采用的二阶布拉格条件（a = $\lambda_0/n_{\mathrm{eff}}$，其中 $n_{\mathrm{eff}} \cong G+(1-G)$ $n_{\mathrm{slab}}$，$n_{\mathrm{slab}} = \overline{{}^{T_{\text{量子阱}}T_{s\text{实验室}}}n_{\mathrm{GaAs}}} + \overline{{}^{T_{\text{薄板}}-T_{\text{量子阱}}T_{s\text{实验室}}}n_{\mathrm{AlGaAs}}}$，$n_{\mathrm{GaAs}} = 3.659$，且 $n_{\mathrm{AlGaAs}} = 3.346$）使模式的辐射方向图集中在垂直方向，从而与高斯激发光束具有更大的远场重叠。简并模式在腔体中心重叠，因此，量子点（在图1(c)中以绿色方块表示）的光吸收与偏振无关。

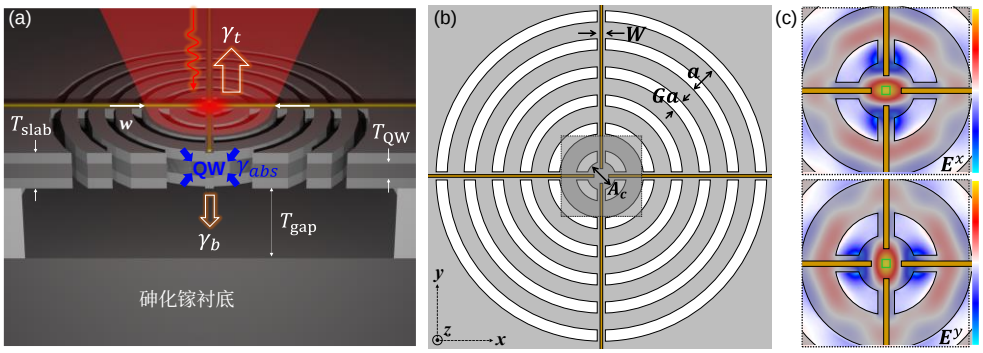


图 1. (a) 垂直非对称空气桥靶心腔示意图。砷化镓衬底与腔相距 $T_{\mathrm{gap}}$。腔模因顶部出射、底部出射和量子阱吸收而产生的衰减率分别记为 $\gamma_{\mathrm{t}}$、$\gamma_{\mathrm{b}}$ 和 $\gamma_{\mathrm{abs}}$。具有高斯分布的激发光束聚焦于量子阱层中心（z = 0），光束腰斑为 w。(b) 本研究所用靶心光学腔示意图。(c) 腔内支持的双重简并模式的主要电场分布。腔体中心的绿色方块表示由电极形成的栅极定义量子点。

## 2.2. 腔增强光吸收效率的解析表达式

在先前研究中，我们利用时域耦合模理论推导了栅极定义量子点的腔增强光吸收效率解析表达式。根据该结果，腔中量子点在$\lambda_0$ 的共振波长处的吸收效率可表示为[33]

$$\eta_{\mathrm{abs}}^{\mathrm{QD}}(\lambda_0) = \frac{S_{\mathrm{QD}}}{S_{\mathrm{eff}}}\eta_{\mathrm{far}}M. \qquad (1)$$

$S_{\mathrm{eff}}$ 表示腔模的有效模面积，其定义为

$$S_{\mathrm{eff}} = \int_{\mathrm{z}=0} U_{\boldsymbol{E}}(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y, \quad (2)$$

其中，$U_{\boldsymbol{E}}$ 表示腔模的电能量密度，该密度在腔体中心归一化为 1。$\eta_{\mathrm{far}}$ 表示入射光源与腔模之间的远场空间匹配，其定义为

$$\eta_{\mathrm{far}} = \left| \int_{|k_{\parallel}|<\frac{2\pi}{\lambda_0}} \boldsymbol{E}_{\mathrm{cav}}^{*}(k_x,k_y)\cdot \boldsymbol{E}_{\mathrm{source}}(k_x,k_y)\,\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y \right|^2, \quad (3)$$

其中，$\boldsymbol{E}_{\mathrm{cav}}$ 和$\boldsymbol{E}_{\mathrm{source}}$ 分别是腔模和入射光源在动量空间中的场分布，取自薄板[41]的顶面。$\boldsymbol{E}_{\mathrm{cav}}$在腔模的光线（$|k_{\parallel}| = \sqrt{k_x^2+k_y^2} < 2\pi/\lambda_0$）范围内归一化，使得当激发源与腔模实现远场空间匹配时，积分结果为 1。式（1）中的最后一项 M 表示吸收过程与腔模泄漏之间的速率匹配（Q匹配），

吸收过程与腔模向顶部方向的泄漏，可用以下各项表示：$\gamma_{\mathrm{t}}$， $\gamma_{\mathrm{b}}$和$\gamma_{\mathrm{abs}}$，它们分别表示腔模向顶部、底部以及因量子阱吸收而产生的衰减率。我们假设横向衰减率和金属吸收导致的衰减率可以忽略不计（经单独的三维有限差分时域仿真证实）。

$$M = \frac{4\gamma_{\mathrm{abs}}\gamma_{\mathrm{t}}}{(\gamma_{\mathrm{t}} + \gamma_{\mathrm{b}} + \gamma_{\mathrm{abs}})^2}. \qquad (4)$$

我们将式（4）改写为以下形式，以描述辐射方向的不对称性，以及腔模的辐射总衰减率 $\gamma_{\mathrm{rad}} = \gamma_{\mathrm{t}} + \gamma_{\mathrm{b}}$：

$$M = \Phi\frac{4\gamma_{\mathrm{abs}}\gamma_{\mathrm{rad}}}{(\gamma_{\mathrm{abs}} + \gamma_{\mathrm{rad}})^2}, \qquad (5)$$

或者使用相应的品质因数表示：

$$M = \frac{Q_{\mathrm{rad}}}{Q_{\mathrm{t}}}\frac{4Q_{\mathrm{abs}}Q_{\mathrm{rad}}}{(Q_{\mathrm{abs}} + Q_{\mathrm{rad}})^2}. \qquad (6)$$

在垂直对称腔中（$\gamma_{\mathrm{t}} = \gamma_{\mathrm{b}}$，即 $\Phi = 0.5$），只有满足吸收-辐射匹配（$\gamma_{\mathrm{rad}} = \gamma_{\mathrm{abs}}$）时，M 才能达到最大值 0.5；这正是我们在先前研究 [33] 中讨论的情况。相比之下，对于图 1(a)所示的非对称腔，在某些条件下可以实现 $\Phi > 0.5$，因此有望突破对称情形下的效率上限。在接下来的分析中，我们采用了 $Q_{\mathrm{abs}} = 193$ [33]，并通过使用砷化镓量子阱层的吸收系数 $0.Q_{\mathrm{rad}}/Q_{\mathrm{t}}$，利用有限差分时域模拟计算了 $Q_{\mathrm{rad}}$。$Q_{\mathrm{rad}}/Q_{\mathrm{t}}$ 是通过计算腔向上方向辐射的功率占总辐射功率的比例得到的。

方程（1）和（6）为吸收增强提供了有用信息；局域性良好、与激发源空间匹配且满足吸收-辐射匹配（$Q_{\mathrm{rad}} = Q_{\mathrm{abs}}$）的腔模有利于增强吸收。此外，实现较大的$\Phi$ 会对 M 产生线性影响，这表明向顶部进行定向耦合的重要性。

## 3. 结果与讨论

图 2 展示了$\eta_{\mathrm{abs}}^{\mathrm{QD}}$（$\lambda_0$）随$T_{\mathrm{gap}}$变化的关系，该关系根据方程（1）计算得出。方程（1）中的每一项均使用第 2.2 节中的相应方程计算，所用场分布和腔模品质因数取自三维有限差分时域仿真。我们还展示了通过独立的三维有限差分时域仿真直接计算$\eta_{\mathrm{abs}}^{\mathrm{QD}}$（$\lambda$）所得的结果。基于方程（1）的结果与直接计算所得结果吻合良好，验证了第 2.2 节中讨论的解析表达式。$\eta_{\mathrm{abs}}^{\mathrm{QD}}$（$\lambda_0$）以约为共振波长一半（$T_{\mathrm{gap}}/\lambda_0$~0.5）的周期振荡。因此，我们直观地认为，这种现象与衬底反射光产生的干涉有关。为进一步分析这一现象，我们利用方程（7）[39]计算了光在空气间隙和薄板一半厚度中往返后的近似相位累积$\Delta\phi$：

$$\Delta\phi = 2\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)T_{\mathrm{gap}} + \psi + \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}n_{\mathrm{slab}}\right)T_{\mathrm{slab}}, \qquad (7)$$

其中，$\psi$ 是反射后的相位变化，预计为$\psi = \pi$。由红线表示的、作为 $T_{\mathrm{gap}}/\lambda_0$ 的函数绘制的$\Delta\phi$ 在图2中表明，同相（反相）条件在约$T_{\mathrm{gap}}/\lambda_0 = 0.4$（$T_{\mathrm{gap}}/\lambda_0 = 0.65$）处几乎满足。在$T_{\mathrm{gap}}/\lambda_0 = 0.4$处，同相条件得到满足，$\eta_{\mathrm{abs}}^{\mathrm{QD}}$（$\lambda$）是腔的~1.6倍

不含衬底。下文将讨论公式（1）中的各个因子，以了解影响吸收增强的主导因素。

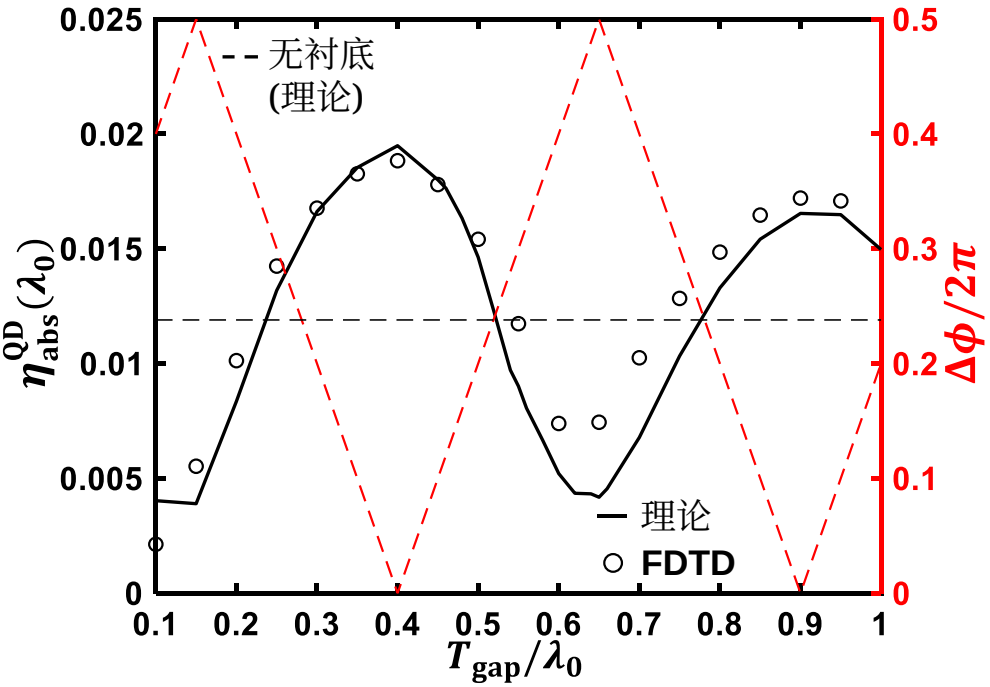


图 2. 计算得到的吸收效率$\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$随$T_{gap}$的变化关系。通过方程(1)和单独的三维有限差分时域仿真获得的结果分别以黑色曲线和圆圈表示。根据方程(7)计算的空气间隙和薄板一半在往返后的累积相位以右侧 y 轴上的虚线表示。

图3显示了$S_{QD}/S_{eff}$、$\eta_{far}$、M 和 $\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$ 随 $T_{gap}$ 的变化。作为对比，图中以虚线标出了未考虑衬底的结构（自由悬空腔）对应的数值。$S_{QD}/S_{eff}$ 的变化相对较小，这可以从以下事实得到解释：当$T_{gap}$ 变化时，腔模的近场分布变化较小。另一方面，$\eta_{far}$ 和 M 均受到 $T_{gap}$ 变化的显著影响。鉴于$\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$的变化趋势与 M 几乎完全一致，与自由悬空腔相比，获得更高效率$\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$的主要原因是 M 得到了提升。稍后通过定量比较（见表1）也将证实这一解释。

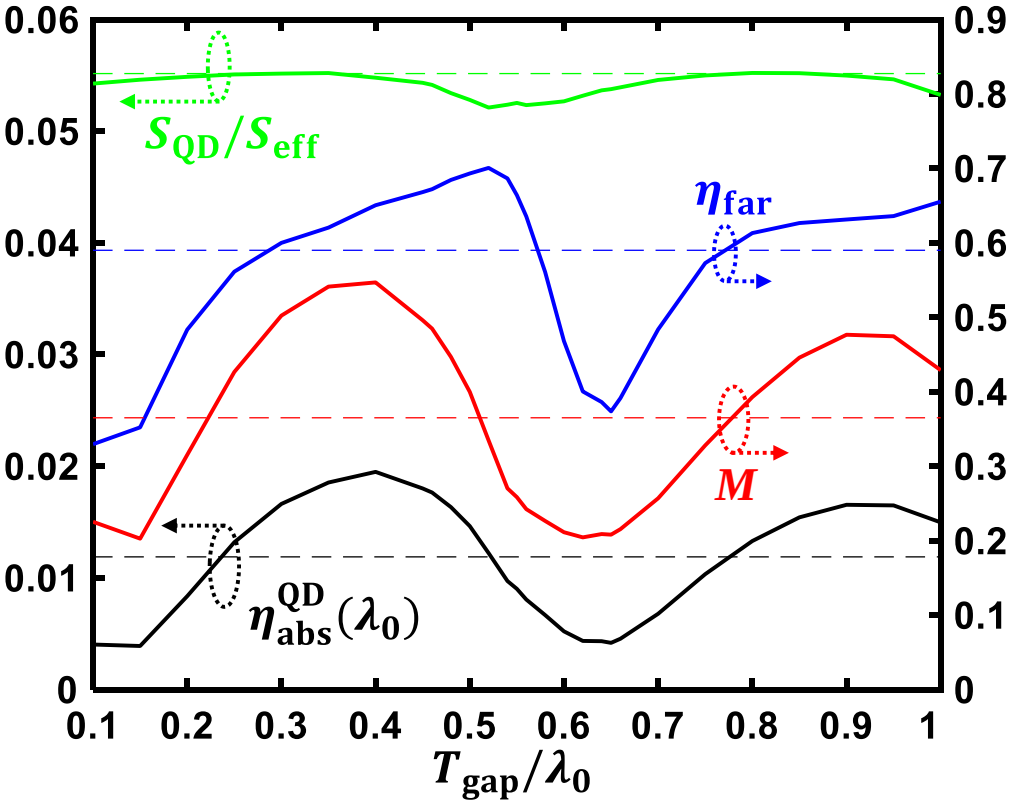


图3. M、$\eta_{far}$、 $S_{QD}/S_{eff}$ 和 $\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$ 随 $T_{gap}$ 的变化。虚线表示未考虑衬底时该结构的对应值。

如公式（5）所示，M 由Φ 和其余部分组成。后者，即$M/\Phi$，表示 Q 匹配条件的满足程度。为探究哪个因素主导了 M 的变化，我们在图4(a)中绘制了 M、Φ和$M/\Phi$ 随$T_{gap}$变化的关系。尽管Φ 和$M/\Phi$ 均随$T_{gap}$ 变化，M 总体上与Φ的变化一致，这意味着在当前腔体设计中，腔模辐射泄漏不对称性的增加，相比$M/\Phi$ 的变化起到了更主要的作用。当Φ 从~0.2变化至~0.6时，$M/\Phi$ 的变化并不显著。尽管$Q_{rad}$ 的变化超过两倍，从 52 增至 125（图4(a)），$M/\Phi$ 仅在$Q_{abs}$ = 193 下从~0.7变化至~0.95（图4(b)）。在$T_{gap}/\lambda_0$ = 0.4处，M 和 $\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$达到最大值，但 Q 匹配条件并未完全满足。如果能够在保持Φ的同时增大$Q_{rad}$ ，效率还可以进一步提高。

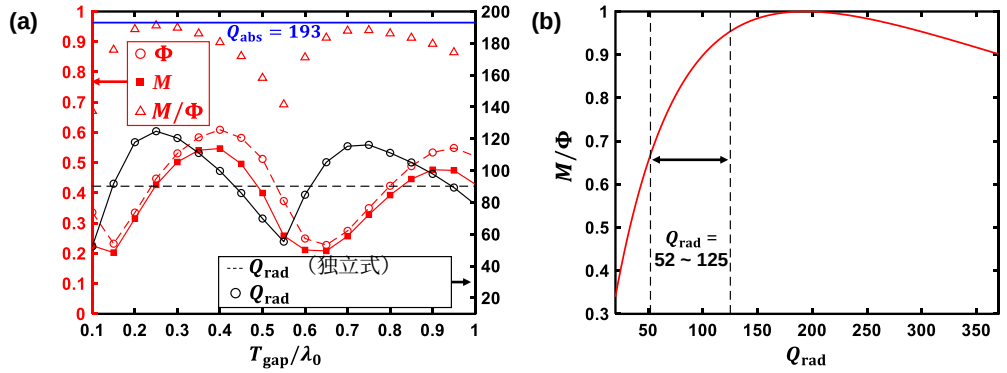


图 4。（a）M、Φ 和 $M/\Phi$ 对 $T_{gap}$ 的依赖关系。同时以黑色圆点表示 $Q_{rad}$ 的变化。自由悬空腔的 $Q_{rad}$ 和 $Q_{abs}$ = 193 分别以黑色虚线和蓝线表示。（b）当从 变化至 时，
$M$ Φ = / （ ）的数值。
$4Q_{abs}Q_{rad}/\ Q_{abs}+Q_{rad}\ ^2$ $Q_{rad}$ 20 370 $Q_{rad}$
所讨论结构中 的变化范围以虚线表示。

$\eta_{far}$ 对$T_{gap}$ 的依赖关系与Φ类似，但略有不同：它在约$T_{gap}/\lambda_0$ = 0.52处达到最大值，而非0.4。$\eta_{far}$ 的变化（图5(a)）源于腔模朝上方向的辐射方向图与激发高斯光束的光束模式之间重叠程度的变化（图5(b)）。图5(c)–(f)分别展示了无衬底结构（作为参考的独立结构）、$T_{gap}/\lambda_0$ = 0.4、0.52和0.65结构的远场强度（$|\boldsymbol{E}|^2$）分布。每个 $|\boldsymbol{E}|^2$ 均经过归一化，使上半球内积分得到的总场强为1（注意，图5(b)–(f)的色标相同）。对于$T_{gap}/\lambda_0$ = 0.4（图5(d)）和0.52（图5(e)），远场分布更集中于NA为< 0.5的区域内（对应半发散角< 30°），因此其峰值强度高于独立结构的情况（图5(c)）。相比之下，$T_{gap}/\lambda_0$ = 0.65结构的远场分布在较大的发散角范围内更为均匀，导致$\eta_{far}$ 显著降低。

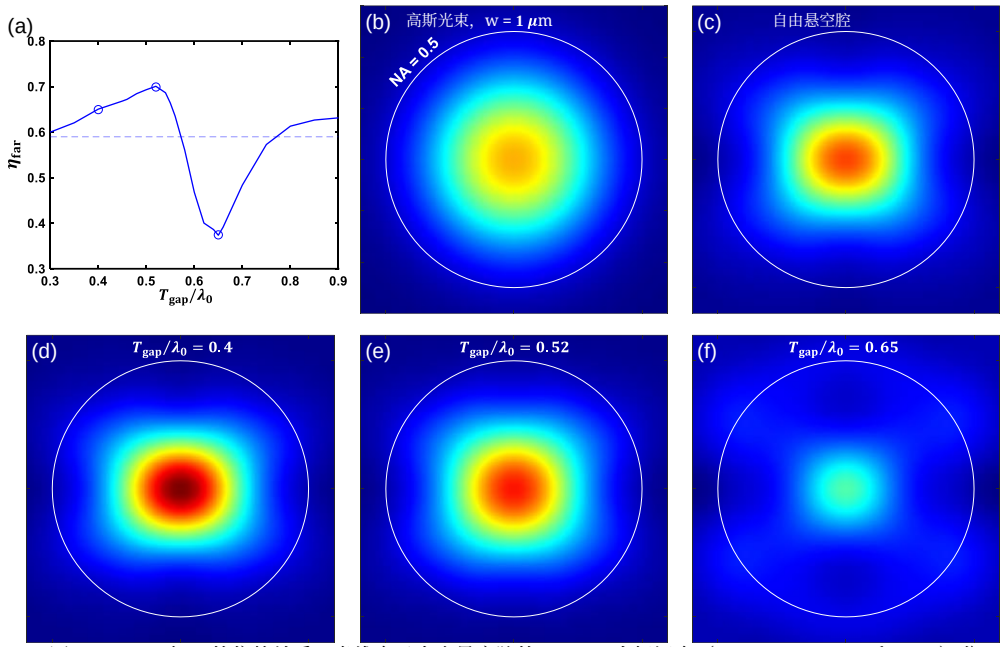


图5. (a) $\eta_{far}$ 对$T_{gap}$的依赖关系。虚线表示自由悬空腔的$\eta_{far}$。三个标记点（$T_{gap}/\lambda_0$ = 0.4、0.5 和 0.65）分别表示使$\eta_{abs}^{QD}$（$\lambda_0$）达到最大值、使$\eta_{far}$达到最大值以及使$\eta_{far}$达到最小值的$T_{gap}$。(b) 高斯光束（w = 1 $\mu$m）的远场强度分布；(c)–(f) 分别为无衬底以及$T_{gap}/\lambda_0$ = 0.4、0.5 和 0.65 腔中的 x 偏振模式远场强度分布。

表1. 考虑和不考虑衬底时，牛眼腔的 M、$\eta_{far}$、 $S_{QD}/S_{eff}$ 和 $\eta_{abs}^{QD}$ 的比较。

| | $T_{gap}$ | $M$ | $\eta_{far}$ | $S_{QD}/S_{eff}$ | $\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 无衬底 | | 0.365 | 0.59 | 0.0552 | 0.0119 |
| 有衬底 | 328 纳米 $(0.4 \times \lambda_0)$ | 0.547 | 0.651 | 0.0548 | 0.0195 |
| | 533 nm $(0.65 \times \lambda_0)$ | 0.208 | 0.374 | 0.0538 | 0.0042 |

表1汇总了使吸收效率达到最大值和最小值的$S_{QD}/S_{eff}$、 $\eta_{far}$和M的取值。在$T_{gap}/\lambda_0$ = 0.4 时， $\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$为= 0.0195，约为无衬底情况下

1 64 $\eta_{abs}^{QD}$ $\lambda_0$ = 倍的

0 0119 $\eta_{far}$ 50 10

增强（( ) .）；此时M和分别提升约%和%，而$S_{QD}/S_{eff}$ 的降幅不足1%。这些结果再次证实，M的提升是吸收效率提高的主要因素。在$T_{gap}/\lambda_0$ = 0.65时，$\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$为0.0042，是无衬底情况下$\eta_{abs}^{QD}(\lambda_0)$的~0.35倍。M和$\eta_{far}$ 的降低导致了效率下降。

适当的腔体设计可以提高 M和$\eta_{far}$，从而进一步提高吸收效率。实现接近 $Q_{rad}$ 的 $Q_{abs}$ 可以使M接近最大可实现的 Φ。如果腔模的发射轮廓在空间上与激发源的发射轮廓相匹配，则$\eta_{far}$ 可以达到1。基于场的设计方法[42,43] 可用于精确设计发射轮廓。对于牛眼腔体，一种更简单的方法是通过调整圆形腔

性。通过增大腔的尺寸，可以获得更窄的远场发射图样。此外，品质的提高

因大型腔牛眼结构中的空间约束较为平缓，这有助于实现更大的吸收-辐射匹配$M/\Phi$。然而，由于较大的腔也会导致$S_{\mathrm{QD}}/S_{\mathrm{eff}}$下降，因此未来需要在 $\mathrm{M} \times \eta_{\mathrm{far}}$ 与$S_{\mathrm{QD}}/S_{\mathrm{eff}}$ 之间权衡并进行适当优化。

4. 结论：我们在数值上

研究了下方带有衬底的牛眼腔中栅极定义量子点的光子吸收效率。结果表明，当牛眼结构与衬底之间的距离约为共振波长的 0.4 倍时，与没有衬底的情况相比，吸收效率可提高 1.6 倍以上。衬底充当部分反射镜，将光反射回来，从而改变腔的垂直耦合常数。在该距离下，满足了增强向上耦合的相长干涉条件，因此吸收效率提高了 1.64 倍。在实验中，可通过精确调节牺牲层的厚度来控制牛眼结构与衬底之间的距离。

对决定吸收效率的各项因素进行分析后发现，向上定向性 $\Phi = \gamma_t/\gamma_{\mathrm{rad}}$ 在效率提升中起主导作用。我们还发现，腔模与入射高斯光束之间的远场空间重叠 $\eta_{\mathrm{far}}$ 也会因衬底的存在而得到改善。这表明，未来通过精细调节腔体设计来定制腔辐射分布，仍有望进一步提升效率。

衬底诱导的不对称性可以以一种简单的方式改善吸收。这种简单的方法将有助于提高从栅极定义的量子点 [44]发射的光子的收集效率。我们还要强调，这种衬底效应适用于固态量子比特的其他宿主材料，例如块体单晶金刚石 [45]。

资助。 JST CREST (JPMJCR15N2)；MEXT KAKENHI (22H04962)；JST MoonshotR&D (JPMJMS2066)。致谢。 作者感谢 Yasutomo Ota 的富有成果的讨论。
利益披露。 作者声明不存在利益冲突。
数据可用性。 本文所述结果所依据的数据目前尚未公开，但 m ay 经合理请求可向作者获取。

参考文献

1. H. J. Kimble，“量子互联网”，《自然》453，1023（2008）。2. S. Wehner、D. Elkouss 和 R. Hanson，“量子互联网：面向未来的发展愿景”，《科学》362，eaam9288（2018）。3. N. Gisin 和 R. Thew，“量子通信”，《自然·光子学》1，165（2007）。4. L. Jiang、J. M. Taylor、A. S. Sørensen 和 M. D. Lukin，“基于小型量子寄存器的分布式量子计算”，Physical Review A 76，062323（2007）。5. Q. Zhuang、Z. Zhang 和 J. H. Shapiro，“利用连续变量多体纠缠进行分布式量子传感”，Physical Review A 97，032329（2018）。6. D. Awschalom 等，“面向下一代信息技术的量子互连（QuICs）开发”，《PRX量子》2，017002（2021）。7. P. Ca mpagne-Ibarcq、E. Zalys-Geller、A. Narla、S. Shankar、P. Reinhold、L. Burkhart、C. Axline、W. Pfaff、L. Frunzio、R. J. Schoelkopf 和 M. H. Devoret，“通过微波双光子跃迁实现超导电路的确定性远程纠缠”，《物理评论快报》120，200501（2018）。8. K. Hammerer、A. S. Sørensen 和 E. S. Polzik，“光与原子系综之间的量子接口”，《现代物理评论》82，1041（2010）。9. L.-M. Duan 和 C. Monroe，“专题综述：囚禁离子量子网络”，《现代物理评论》82，1209（2010）。10. T. Schröder、S. L. Mouradian、J. Zheng、M. E. Trusheim、M. Walsh、E. H. Chen、L. Li、I. Bayn 和 D. Englund，“金刚石中的量子纳米光子学”，Jounral of the Optcial Society of America B 33，B65（2016）。11. D. B. Higginbottom、A. T. K. Kurkjian、C. Chartrand、M. Kazemi、N. A. Brunelle、E. R. MacQuarrie、J. R. Klein、N. R. Lee-Hone、J. Stacho、M. Ruether、C. Bowness、L. Bergeron、A. DeAbreu、S. R. Harrigan、J. Kanaganayagam、D. W. Marsden、T. S. Richards、L. A. Stott、S. Roorda、K. J. Morse、Michael L. W. Thewalt 和 S. Simmons，“硅中单自旋的光学观测”，《自然》607，266（2022）。

12. W. B. Gao、P. Fallahi、E. Togan、J. Miguel-Sanchez 和 A. Imamoglu，“观察到量子点自旋与单光子之间的纠缠”，《自然》491，426（2012）。13. Y. He、Y.-M. He、Y.-J. Wei、X. Jiang、K. Chen、C.-Y. Lu、J.-W. Pan、C. Schneider、M. Kamp 和 S. Höfling，“将量子态从单光子转移到远距离量子点电子自旋”，《物理评论快报》119，060501（2017）。14. R. Hanson、L. P. Kouwenhoven、J. R. Petta、S. Tarucha 和 L. M. K. Vandersypen，“少电子量子点中的自旋”，《现代物理评论》79，1217（2007）。15. J. M. Elzerman、R. Hanson、L. H. Willems van Beveren、B. Witkamp、L. M. K. Vandersypen 和 L. P. Kouwenhoven，“量子点中单个电子自旋的单次读出”，《自然》430，431（2004）。16. P. Stano 和 D. Loss，“栅控半导体纳米结构中自旋量子比特性能指标综述”，Nature Reviews Physics 4，672（2022）。17. S. G. J. Philips、M. T. Mądzik、S. V. Amitonov、S. L. de Snoo、M. Russ、N. Kalhor、C. Volk、W. I. L. Lawrie、D. Brousse、L. Tryputen、B. P. Wuetz、A. Sammak、M. Veldhorst、G. Scappucci 和 L. M. K. Vandersypen，“硅中六量子比特量子处理器的通用控制”，《自然》609，919（2022）。18. X. Xue、M. Russ、N. Samkharadze、B. Undseth、A. Sammak、G. Scappucci 和 L. M. K. Vandersypen，“跨越表面码阈值的自旋量子比特量子逻辑”，《自然》601，343（2022）。19. A. Noiri、K. Takeda、T. Nakajima、T. Kobayashi、A. Sammak、G. Scappucci 和 S. Tarucha，“硅中高于容错阈值的快速通用量子门”，《自然》601，338（2022）。20. A. M. J. Zwerver、T. Krähenmann、T. F. Watson、L. Lampert、H. C. George、R. Pillarisetty、S. A. Bojarski、P. Amin、S. V. Amitonov、J. M. Boter、R. Caudillo、D. Correas-Serrano、J. P. Dehollain、G. Droulers、E. M. Henry、R. Kotlyar、M. Lodari、F. Lüthi、D. J. Michalak、B. K. Mueller、S. Neyens、J. Roberts、N. Samkharadze、G. Zheng、O. K. Zietz、G. Scappucci、M. Veldhorst、L. M. K. Vandersypen 和 J. S. Clarke，“采用先进半导体制造工艺制成的量子比特”，Nature Electronics 5，319（2022）。21. R. Vrijen 和 E. Yablonovitch，“用于量子通信的自旋相干半导体光电探测器”，Physica E 10，569（2001）。22. H. Kosaka、H. Shigyou、Y. Mitsumori、Y. Rikitake、H. Imamura、T. Kutsuwa、K. Arai 和 K. Edamatsu，“半导体中光偏振向电子自旋的相干转移”，《物理评论快报》100，096602（2008）。23. T. Fujita、K. Morimoto、H. Kiyama、G. Allison、M. Larsson、A. Ludwig、S. R. Valentin、A. D. Wieck、A. Oiwa 和 S. Tarucha，“光子偏振向栅定义量子点中电子自旋的角动量转移”，Nature Communications 10，2991（2019）。24. K. Kuroyama、M. Larsson、C. Y. Chang、J. Muramoto、K. Heya、T. Fujita、G. Allison、S. R. Valentin、A. Ludwig、A. D. Wieck、S. Matsuo、A. Oiwa 和 S. Tarucha，“从单个塞曼分辨的轻空穴激子光生单电子并保持角动量”，Physical Review B 99，085203（2019）。25. R. Fukai、T. Nakagawa、H. kiyama 和 A. Oiwa，“栅定义横向量子点上靶心结构的设计”，Japanese Journal of Applied Physics 56，04CK04（2017）。26. L. Gaudreau、A. Bogan、M. Korkusinski、S. Studenikin、D. Austing 和 A. Sachrajda，“利用半导体量子点电路中相干光子—自旋转换的纠缠分发方案”，Semiconductor Science and Technology 32，093001（2017）。27. H. Kosaka、T. Inagaki、R. Hitomi、F. Izawa、Y. Rikitake、H. Imamura、Y. Mitsumori 和 K. Edamatsu，“半导体中时间箱光子向电子自旋的相干转移”，Physical Review A 85，042304（2012）。28. M. Davanco、M. T. Rakher、D. Schuh、A. Badolato 和 K. Srinivasan，“用于垂直提取单量子点发射光的圆形介质光栅”，Applied Physics Letters 99，041102（2011）。29. L. Li、E. H. Chen、J. Zheng、S. L. Mouradian、F. Dolde、T. Schröder、S. Karaveli、M. L. Markham、D. J. Twitchen 和 D. Englund，“从圆形靶心光栅中的氮空位中心高效收集光子”，Nano Letters 15，1493（2015）。30. J. E. Fröch、L. P. Spencer、M. Kianinia、D. D. Totonjian、M. Nguyen、A. Gottscholl、V. Dyakonov、M. Toth、S. Kim 和 I. Aharonovich，“将六方氮化硼中的自旋缺陷耦合到单片靶心腔”，Nano Letters 21，6549（2021）。31. H. Wang、H. Hu、T. -H. Chung、J. Qin、X. Yang、J. -P. Li、R. -Z. Liu、H. -S. Zhong、Y. -M. He、X. Ding、Y. -H. Deng、Q. Dai、Y. -H. Huo 和 S. Höfling，“按需半导体纠缠光子源，兼具高保真度、高效率和高不可区分性”，《物理评论快报》122，113602（2019）。32. S. Xia、T. Aoki、K. Gao、M. Arita、Y. Arakawa 和 M. J. Holmes，“靶心结构中 GaN 量子点单光子发射的增强”，ACS Photonics 8，1656（2021）。33. S. Ji、T. Tajiri、H. Kiyama、A. Oiwa 和 S. Iwamoto，“面向利用栅定义量子点实现高效量子媒介转换的靶心光学腔设计”，Japanese Journal of Applied Physics 60，102003（2021）。34. S. Ji、T. Tajiri、X.- F. Liu、H. Kiyama、A. Oiwa、J. Ritzmann、A. Ludwig、A. D. Wieck 和 S. Iwamoto，“嵌入带金属电极空气桥靶心腔中的 GaAs 量子阱光吸收的偏振无关增强”，Japanese Journal of Applied Physics 62，SC1018（2023）。35. Y. Ota、S. Iwamoto 和 Y. Arakawa，“二维光子晶体纳米腔中非对称的面外功率分布”，Optics Letters 40，14（2015）。

36. A. Musiał, M. Mikulicz, P. Mrowiński, A. Zielińska, P. Sitarek, P. Wyborski, M. Kuniej, J. P. Reithmaier, G. Sęk, 和 M. Benyoucef, 《基于 InP、工作于电信 C 波段且提取效率提高的单光子源》, Applied Physics Letters 118, 221101 (2021)。 37. B. Yao, R. Su, Y. Wei, 《高效率量子点单光子源用混合圆形布拉格光栅的设计》, Journal of the Korean Physical Society 73, 1502 (2018)。 38. L. Rickert, T. Kupko, S. Rodt, S. Reitzenstein, 和 T. Heindel, 《基于混合圆形布拉格光栅的电信波长量子光源优化设计》, Optics Express 27, 36824 (2019)。 39. S. -H. Kim, S. -K. Kim, 和 Y. -H. Lee, 《波长尺度光子晶体谐振腔的垂直光束发射》, Physical Review B 73, 235117 (2006)。 40. T. Tajiri, Y. Sakai, K. Kuruma, S. Ji, H. Kiyama, A. Oiwa, J. Ritzmann, A. Ludwig, A. D. Wieck, Y. Ota, Y. Arakawa, 和 S. Iwamoto, 《用于栅极定义量子点的带电极光子晶体纳米腔的制造与光学表征》, Japanese Journal of Applied Physics 59, SGGI05 (2020)。 41. J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi 和 A. Scherer, 《光子晶体微腔 Q 因子的优化》, IEEE Journal of Quantum Electronics 38, 7, 850 (2002)。 42. L. Li, H. Choi, M. Heuck, 和 D. Englund, 《用于相干自旋—光子接口的谐振介质天线场设计》, Optics Express 29, 16469 (2021)。 43. W. Jeon, J. Moon, K. -Y. Kim, Y. -H. Ko, C. J. K. Richardson, E. Waks, J. -H. Kim, 《具有高效光纤—量子点接口的即插即用单光子器件》, Advanced Quantum Technologies 5, 2200022 (2022)。 44. K. Wu, B. Marzban, T. Descamps, H. Bluhm, F. Merget, 和 J. Witzens, 《光子晶体腔辅助的高效率栅极定义量子点至单模光纤接口》, AIP Advances 10, 115016 (2020)。 45. N. H. Wan, S. Mouradian, 和 D. Englund, 《块体单晶金刚石上的二维光子晶体薄板纳米腔》, Applied Physics Letters 112, 141102 (2018)。