

## 基于拓扑光子晶体的硅光电倍增管探测效率优化\*

郭超前<sup>1) #</sup> 张国青<sup>1)3)5) #</sup> 张昊童<sup>1)</sup> 吴云<sup>2)</sup> 王军<sup>1)3)</sup> 杨延飞<sup>1)3)5)</sup>  
刘露<sup>1)4)5)</sup> 刘丽娜<sup>4)</sup> 李连碧<sup>1)3)5)</sup> 韩小祥<sup>1)3)5)</sup> 李泽斌<sup>1)3)5)</sup> 韩超<sup>1)3)5) †</sup>

1) (西安工程大学理学院, 西安 710048)

2) (北京控制工程研究所, 北京 100190)

3) (西安理工大学, 西安 710048)

4) (西安市核防护纺织装备技术重点实验室, 西安 710048)

5) (射线柔性防护技术陕西省高校工程研究中心, 西安 710048)

(2025年7月8日收到; 2025年9月1日收到修改稿)

硅光电倍增管 (SiPM) 在微弱光探测领域已获得广泛应用. 然而基于小尺寸 G-APD 单元的 SiPM 存在有效几何填充因子 (GFF) 受限问题, 使其光子探测效率 (PDE) 相对较低. 此外, 受硅材料本征特性制约, 其在近红外波段的 PDE 亦相对不足. 针对上述问题, 本文提出一种基于拓扑光子晶体 (TPC) 的分区域光场调控方案, 旨在不改变 SiPM 内部结构的前提下提升其 PDE. 通过 COMSOL 电磁波频域仿真, 揭示了死区拓扑边缘态引导、光敏区慢光效应及布拉格散射的多波段协同机制: 在 460—700 nm 波段, 死区蜂窝晶格通过 Floquet 周期性分析诱导拓扑边缘态, 同时利用晶格周期性介电分布激发布拉格散射, 减少光子在金属表面的反射损耗, 将光子精准耦合至光敏区, 其在 621 nm 处的有效 GFF 从 46.4% 提升至 63.1%; 在 700—1100 nm 波段, 除布拉格散射减少反射损耗外, 所设计的周期性硅柱结构可通过慢光效应有效延长光子横向传播路径, 进而提升与光敏区耦合概率, 其在 900 nm 处的吸收效率由 41.19% 显著提升至 55.94%. 仿真结果表明, 该设计方案使 SiPM 在 460—1100 nm 波段 PDE 平均提升 50% (峰值达 81%), 可以通过主流的刻蚀工艺 (电子束光刻+反应离子刻蚀) 实现. 与传统微透镜及等离子体结构相比, TPC 在宽光谱响应与工艺简化方面具有显著优势. 本研究为 SiPM 的光子回收与 PDE 增强提供了拓扑光子学新路径.

**关键词:** 硅光电倍增管, 光子探测效率, 拓扑光子晶体, 慢光效应

**PACS:** 78.47.dc, 78.47.D-, 42.70.Qs, 42.70.Gi

**DOI:** 10.7498/aps.74.20250892

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250892

## 1 引言

硅光电倍增管 (silicon photomultiplier, SiPM) 凭借其单光子分辨能力与室温下的高稳定性, 在高

能物理探测、核医学成像及激光雷达等领域获得广泛应用<sup>[1-3]</sup>. 光子探测效率 (photon detection efficiency, PDE) 作为其核心性能指标, 直接影响系统信噪比与成像动态范围. PDE 由几何填充因子 (geometric fill factor, GFF)、内量子效率 (internal

\* 国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金 (批准号: U2330109)、陕西省科技攻关计划 (批准号: 2024GX-YBXM-081, 2023-YBGY-196)、陕西省青年科技新星项目 (批准号: 2025ZC-KJXX-103)、陕西省自然科学基金 (批准号: 2024JC-YBMS-023, 2022JQ-660)、等离子体物理国家重点实验室基金 (批准号: 6142A04230302) 和北京控制工程研究所空间光电测量与感知实验室开放基金 (批准号: LabSOMP-2023-01) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: hanchao@xpu.edu.cn

quantum efficiency, IQE) 及盖革触发效率 (Geiger trigger efficiency, GE) 共同决定. 其中, GFF 受限于盖革模式下相邻雪崩二极管单元 (Geiger-mode avalanche photodiode, G-APD) 间的死区 (典型金属间距为 2—7  $\mu\text{m}$ , 导致死区占比达 20%—60% [4,5]), 而 IQE 则受硅材料带隙 (1.12 eV) 限制, 在近红外波段 (>1100 nm) 因吸收系数急剧下降导致光子吸收效率低下, 制约了 SiPM 的宽谱探测能力 [6].

为提升 PDE, 学术界与工业界从器件结构优化、工作条件调控等维度提出多种解决方案. Haefeli 等 [7] 通过棋盘式微透镜布局 (覆盖 50% 像素) 将入射光子从死区重定向至活性区域, 实现 24% 的 PDE 提升, 但亚微米级对准精度要求显著增加了制造复杂度; Álvarez-Garrote 等 [8] 利用波长转换层 (如 TPB 涂层) 将 128 nm 真空紫外光转换为 425 nm 可见光, 在低温环境下保持 15% 以上的 PDE. 然而低温条件不仅抑制暗计数率 (dark count rate, DCR), 还通过载流子迁移率提升增强雪崩触发概率; Villa 等 [9] 通过优化微单元排布将 GFF 提升至 73.7%, 在近紫外波段实现峰值 PDE 为 25.6%, 但密集排布可能引发光学串扰风险; Yue 等 [10] 研究的超小型 SiPM 阵列通过几何结构优化 (41% 填充因子) 和材料工艺创新 (外延体淬灭技术), 在微尺度下实现高光子探测效率 (25.4%), 然而制造工艺复杂并伴有良率风险.

尽管上述方法从不同维度提升了 SiPM 的 PDE 性能, 但其普遍存在工艺兼容性差 (如微透镜对准误差容限  $< \pm 0.5 \mu\text{m}$ )、成本高昂 (如低温封装)、响应范围受限 (如等离激元结构仅覆盖 50 nm 波段) 等问题. 针对上述问题, 本文提出一种基于拓扑光子晶体 (topological photonic crystal, TPC) 的分区域光场调控方案: 在死区构建蜂窝晶格 (晶格常数 300 nm), 通过 Floquet 周期性分析诱导拓扑边缘态, 实现抗散射光子定向传输, 同时蜂窝晶格的周期性介电分布激发布拉格共振 [11], 有效减少金属表面反射损耗并提升死区光子回收效率. 在光敏区设计周期性硅柱结构 (直径  $2R/3$ ,  $R = a_0/2.9$ ), 用以激发慢光效应 [12] 并延长横向光程, 同时布拉格散射减少反射损耗, 结合硅材料波长依赖吸收系数 ( $\alpha(\lambda)$ ), 可进一步提升其吸收效率. 该方案基于低电阻率衬底上外延高电阻率的外延层制备工艺, 通过表面构建 TPC 实现 460—1100 nm 宽光谱光

子路径重构, 显著提升了 SiPM 的 PDE, 该技术突破了传统微透镜 (400—900 nm) 与等离激元结构 (430—480 nm) 的波段与工艺限制, 可以为硅基固态探测器的高灵敏探测提供拓扑光子学新路径.

## 2 基本原理

基于文献 [13] 提出的晶格形变诱导赝时间反转对称性与能带反转理论 (无需陈数计算), 本文结合 SiPM 器件结构特性, 将拓扑光子晶体的分区域设计引入 SiPM 性能优化. Wu 和 Hu [13] 通过理论建模与实验验证, 系统阐述了对称蜂窝晶格在光子晶体中的拓扑边缘态调控机制, 但其研究未涉及 SiPM 器件中的光子回收应用与 PDE 的提升.

图 1(a) 展示了 SiPM 表面集成光子晶体的三维结构示意图, 图 1(b), (c) 分别对应表面构建 TPC 的 SiPM 近距离俯视图及拓扑光子晶体三维结构示意图, 图 1(d) 为表面构建 TPC 的 SiPM 剖面示意图, 图 1(e) 为 TPC 二维晶格排列示意图, 图 1(f) 定义了单个晶格单元的几何结构用于能带分析, 图 1(g) 为光子在拓扑边缘态中的传播路径示意图, 直观展示了光子在 TPC 中不同区域的传播路径与方式.

## 3 理论建模

基于第 2 节所述在死区与光敏区中构建拓扑绝缘光子晶体所实现的两种光子调控机制, 需分别在两个区域建立相应的理论模型以定量分析其对光子探测效率的提升机制. 死区区域的理论模型如下:

$$P_{\text{guide}}(\lambda) = \frac{P_{\text{trap}}(\lambda)}{P_{\text{in-dead}}(\lambda)}, \quad (1)$$

$$F_{\text{eff}}(\lambda) = f_{\text{active}} + f_{\text{dead}} \cdot P_{\text{guide}}(\lambda), \quad (2)$$

$$K_{\text{guide}}(\lambda) = \frac{F_{\text{eff}}(\lambda)}{f_{\text{active}}} = 1 + \frac{f_{\text{dead}} \cdot P_{\text{guide}}(\lambda)}{f_{\text{active}}}, \quad (3)$$

其中,  $P_{\text{guide}}(\lambda)$  表示光子被引导进光敏区的概率,  $P_{\text{trap}}(\lambda)$  为在光敏面边界上对光功率通量的积分,  $P_{\text{in-dead}}(\lambda)$  是入射到死区的总功率.  $f_{\text{active}}$  和  $f_{\text{dead}}$  分别表示光敏区占比和死区占比,  $F_{\text{eff}}$  为有效 GFF,  $K_{\text{guide}}(\lambda)$  表示有效 GFF 的增强系数.

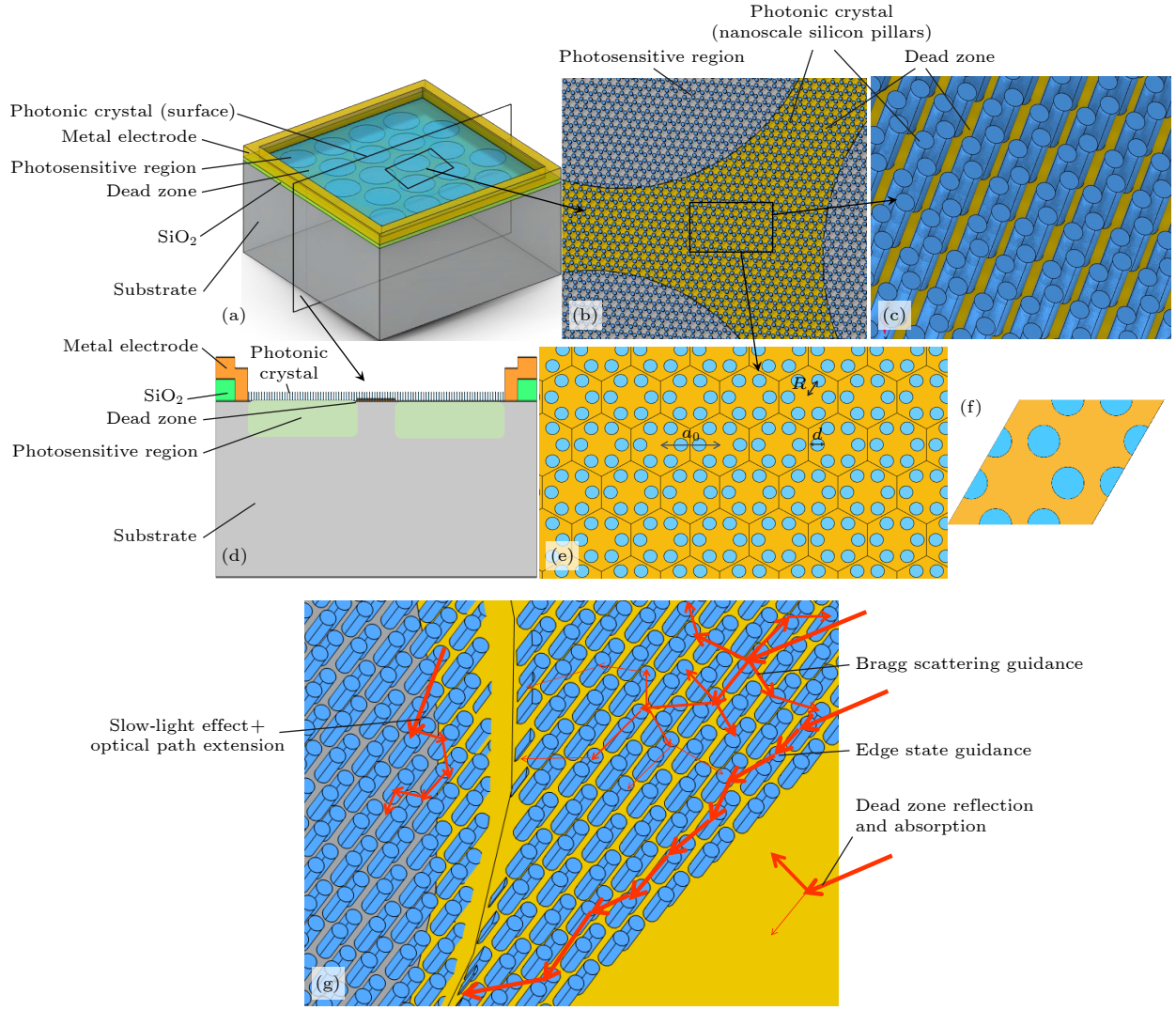


图 1 SiPM 表面构建拓扑光子晶体原理示意图 (a) SiPM 三维结构示意图; (b) 近距离俯视图; (c) 拓扑绝缘光子晶体示意图 (近距离); (d) 表面具有拓扑光子晶体的 SiPM 二维剖面示意图; (e) TPC 二维晶格示意图; (f) Floquet 周期性分析示意图; (g) 光子在 TPC 中传播示意图

Fig. 1. Schematic diagrams of the principle of constructing topological photonic crystals on the surface of SiPM: (a) Schematic diagram of the three-dimensional structure of SiPM; (b) close-up top view; (c) schematic diagram of topological insulating photonic crystal (close-up); (d) two-dimensional cross-sectional schematic diagram of SiPM with topological photonic crystals on the surface; (e) schematic diagram of TPC two-dimensional lattice; (f) schematic diagram of Floquet periodicity analysis; (g) schematic diagram of photon propagation in TPC.

在光敏区引入拓扑光子晶体, 理论模型如下:

$$G_{\text{path}}(\lambda) = \frac{\eta_{\text{abs}}^{\text{topo}}}{\eta_{\text{abs}}^{\text{base}}}, \quad (4)$$

$$\begin{cases} \eta_{\text{abs}}^{\text{base}} = 1 - e^{-\alpha(\lambda) \cdot L_0}, \\ \eta_{\text{abs}}^{\text{topo}} = 1 - e^{-\alpha(\lambda) \cdot L_0 \cdot k(\lambda)}, \end{cases} \quad (5)$$

$$k(\lambda) = \frac{n_{\text{eff}}(\lambda)}{n_{\text{bare}}} \cdot \frac{L_{\text{topo}}(\lambda)}{L_0}, \quad (6)$$

其中,  $G_{\text{path}}(\lambda)$  为单光子吸收效率增强系数因子,  $L_0$  为原始活性区硅层厚度 (假设光路径为垂直入射),

$L_{\text{topo}}(\lambda)$  是在光敏区引入拓扑光子晶体后的光子路径长度 (从仿真中获得),  $\alpha(\lambda)$  为硅的波长依赖吸收系数 (文献 [14] 中获得),  $\eta_{\text{abs}}^{\text{base}}$  为初始 SiPM 的吸收效率,  $\eta_{\text{abs}}^{\text{topo}}$  为光敏区引入 TPC 的吸收效率, 其中  $k(\lambda)$  是一个无量纲系数 (与 TPC 特性有关), 其将横向路径  $L_{\text{topo}}(\lambda)$  转换为纵向等效吸收路径等效因子, 综合了慢光效应和横向传播路径,  $n_{\text{eff}}(\lambda)$  为有效折射率 (从仿真中获得),  $n_{\text{bare}}(\lambda)$  为裸硅的折射率.

将上述两种机制耦合进 SiPM 的 PDE 模型中:

$$\text{PDE}_{\text{topo}}(\lambda) = \text{PDE}_{\text{base}}(\lambda) \cdot G_{\text{total}}(\lambda), \quad (7)$$

$$G_{\text{total}}(\lambda) = K_{\text{guide}}(\lambda) \cdot G_{\text{path}}(\lambda), \quad (8)$$

$\text{PDE}_{\text{base}}(\lambda)$  为原始 PDE 曲线,  $G_{\text{total}}(\lambda)$  为 SiPM 表面构建拓扑绝缘光子晶体的 PDE 增强系数,  $\text{PDE}_{\text{total}}(\lambda)$  为 SiPM 表面构建 TPC 的 PDE.

## 4 仿真方法

在 COMSOL 仿真中, 首先利用电磁波频域模块进行特征频率分析, 以验证单个晶格单元的能带反转特性. 通过对图 1(f) 所示晶格结构在不同波长下的 Floquet 周期性分析, 获得了其能带结构 (图 2). 随后, 针对三维结构中多个晶格单元的光场传播特性, 进行了横向电磁波模式的可行性仿真 (图 3).

在二维仿真中, 首先对死区区域的 TPC 结构进行全波段 (300—1100 nm) 频域仿真 (图 4), 设置多个入射光源, 通过计算光敏区边界上的功率流积分与入射总功率的比值, 获得有效 GFF 的增强系数  $K_{\text{guide}}(\lambda)$ . 随后, 在光敏区结构 (图 5) 中提取光子的平均传播路径长度  $L_{\text{topo}}(\lambda)$ , 结合硅材料的波长依赖吸收系数  $\alpha(\lambda)$ , 计算单像素吸收效率的增益因子  $G_{\text{path}}(\lambda)$ . 最终, 将死区与光敏区的增强效应耦合, 得到整体 PDE 的提升效果 (图 6).

仿真采用蜂窝晶格的 SiPM 单元结构参数如下: 单个 G-APD 单元直径为 10  $\mu\text{m}$ , 相邻单元中心间距为 13  $\mu\text{m}$ , 死区最窄宽度为 3  $\mu\text{m}$ , 对应光敏区面积占比  $f_{\text{active}} = 46.4\%$ , 死区占比  $f_{\text{dead}} = 53.6\%$ , 晶格常数  $a_0 = 300 \text{ nm}$ ,  $R = a_0/2.9$ , Si 柱的直径  $d = 2R/3$ . 上述 TPC 关键参数选择基于文献支撑和器件适配优化原则: 参考文献 [13] (该研究为拓扑光子晶体领域的经典工作), 其中硅柱直径 ( $d = 2R/3$ ) 可保证晶格介电对比度最优, ( $a_0/R = 2.9$ ) 能形成覆盖 460—1100 nm 的拓扑带隙, 该波段范围与本文目标调控波段相匹配; 针对 SiPM 器件特性, 通过 COMSOL 参数扫描确定晶格常数 ( $a_0 = 300 \text{ nm}$ ), 既适配死区最窄 3  $\mu\text{m}$  宽度 (可容纳 10 个晶格, 避免拓扑边缘态被边界截断), 又可规避结构光子带隙在 460 nm 以下波段的影响, 同时该参数与低电阻率衬底上外延高电阻率外延层的标准工艺兼容.

## 5 仿真结果与分析

对 TPC 的最小晶格单元 (图 1(f)) 进行特征频率分析的结果如下. 图 2(a)—(c) 展示了 TPC 单个晶格结构的能带分布, 在波长 621 nm 附近, 可观测到带隙与能带反转现象, 该结果与文献 [13]

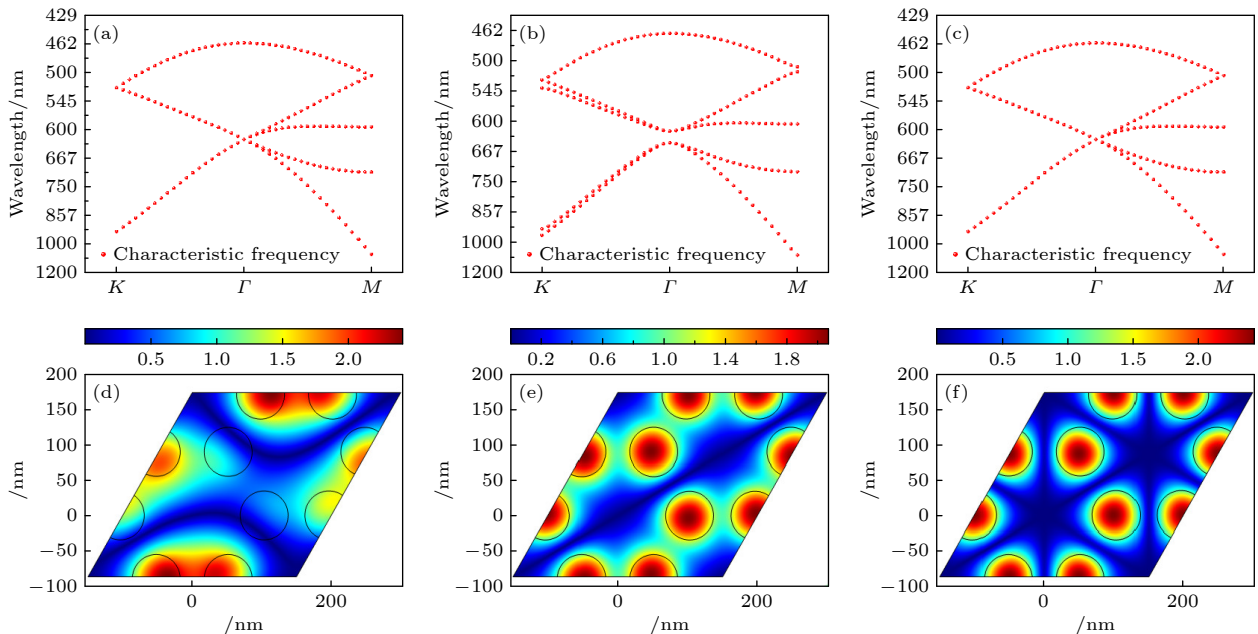


图 2 拓扑绝缘光子晶体单个晶格结构的能带图 (a)  $R = a_0/3$ ; (b)  $R = a_0/2.9$ ; (c)  $R = a_0/3.1$ ; (d) 边界态; (e) 布拉格散射体态; (f) 纯体态电场模分布 (单位: V)

Fig. 2. Energy band diagrams of a single lattice structure of topological insulating photonic crystals: (a)  $R = a_0/3$ ; (b)  $R = a_0/2.9$ ; (c)  $R = a_0/3.1$ ; (d) boundary state; (e) Bragg scattering bulk state; (f) electric field mode distribution of pure bulk state (unit: V).

的报道相一致,从而验证了该晶格结构的拓扑非平凡性.  $\lambda = 621 \text{ nm}$  时,图 2(d) 显示边界处的电场分布,验证了 TPC 对光子的边界态传播的调控作用.  $\lambda = 900 \text{ nm}$  时,图 2(e) 表明电场主要局域于硅柱中心区域,边缘局域性较弱,体现了 TPC 对光子的布拉格引导机制.  $\lambda = 460 \text{ nm}$  时,图 2(f) 所示的纯体态电场完全局域于硅柱内部,边界处未观察到明显场分布. 上述 3 种典型波长下的电场分布模式,清晰地揭示了拓扑光子晶体在不同频段下的光子调控能力,进一步佐证了“拓扑边界态引导+布拉格散射增强”这一协同机制在宽光谱响应中的作用机理.

图 3 为拓扑光子晶体的三维仿真结构图. 在垂直入射条件下(图 3(a)),电磁波的电场强度在距离 SiPM 表面约 10 nm 的位置已显著局域于 Si 柱附近区域,而在空气区域的场强相对较低. 这一现象表明, Si 柱的周期性排列有效地将电磁波能量耦合至横向传播的导模中,鉴于 Si 柱的横向尺寸(直径约为 60 nm)小于入射光波长(300—1100 nm),在长波段( $\lambda > 600 \text{ nm}$ )满足长波近似条件,其纵向场的变化可被合理忽略;而在短波段( $\lambda < 600 \text{ nm}$ ),则通过光子晶体的能带结构设计实现对横向导模的有效约束. 基于上述特性,采用二维仿真模型并结合平面波展开法或有限元法求解麦克斯韦方程,可准确捕捉晶格的能带反转行为及拓扑边缘态的传输特性,从而为器件的光子调控机制提供可靠的理论支撑.

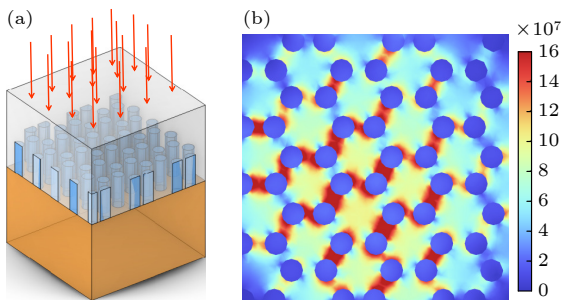


图 3 三维仿真结构图 (a) 几何建模; (b) 光子晶体电场模分布(单位: V)

Fig. 3. Three-dimensional simulation structure diagrams: (a) Geometric modeling; (b) electric field mode distribution of photonic crystals (unit: V).

图 4 为不同波长(460 nm, 550 nm, 621 nm, 650 nm, 700 nm, 800 nm, 900 nm, 1100 nm)下,在死区构建 TPC 的光传播路径(电场分布). 从电

场分布图可以看出,光子在死区的传播路径呈现出与波长相关的特定模式. 如图 4(i) 所示,在 621 nm 波长下,电场分布清晰地揭示了拓扑边界态的存在,光子沿晶格界面实现定向传输,这是由于 TPC 的能带反转特性所引发的拓扑保护边缘态,表现出优异的无散射传输能力. 460—700 nm 波段(图 4(a)—(e))位于能带反转所对应的拓扑保护频段内,尽管边缘态并非严格意义上的单模传播,但仍展现出较强的抗散射能力;同时,该波段死区蜂窝晶格的周期性介电分布激发布拉格散射,减少光子向金属表面的反射损耗,二者协同作用将光子有效地引导至光敏区,从而提升有效 GFF. 而对于 700—1100 nm 波段(图 4(f)—(h)),蜂窝状 TPC 结构的周期性介电分布主要通过布拉格散射机制抑制金属表面的光反射,使部分光子以非边缘态路径(如衍射或多次散射)进入光敏区. 该机制拓展了死区对光子的捕获能力,增强了器件在长波段的响应性能.

不同波长下的电磁场分布结果表明,拓扑光子晶体通过“拓扑边缘态引导+布拉格散射增强”的协同机制,在死区实现波长选择性的调控能力,在宽光谱范围内实现高效光子传输. 该结构不仅提升了光子从死区向光敏区的耦合效率,更为 SiPM 整体探测性能的优化奠定物理基础. 此外,拓扑光子晶体所具备的抗缺陷传输特性,使得光子在死区传播过程中能够有效避免因结构缺陷引起的散射损耗,维持稳定的传输路径. 即使实际制备中存在晶格缺陷,拓扑结构的鲁棒性仍能保证光子传播模式不受显著影响<sup>[11-13]</sup>,从而确保了死区光子传输的高效性与稳定性.

图 5 为不同波长(460 nm, 550 nm, 650 nm, 700 nm, 900 nm, 1100 nm)下,在光敏区构建 TPC 的光传播路径(电磁波电场分布). 这些电场分布图像清晰地呈现了光子在光敏区内的传播路径,一方面 TPC 周期性硅柱通过慢光效应延长光子横向传播路径,延长光子与硅材料的作用时间;另一方面,硅柱的周期性介电分布激发布拉格散射<sup>[11]</sup>,减少光敏区表面反射损耗,进一步增强了光子在光敏区的吸收效率. 该协同机制不仅提升了光子在宽光谱范围内的捕获能力,也为 SiPM 整体探测性能的优化提供了关键支撑,是实现其宽光谱响应增强的重要物理机制之一.

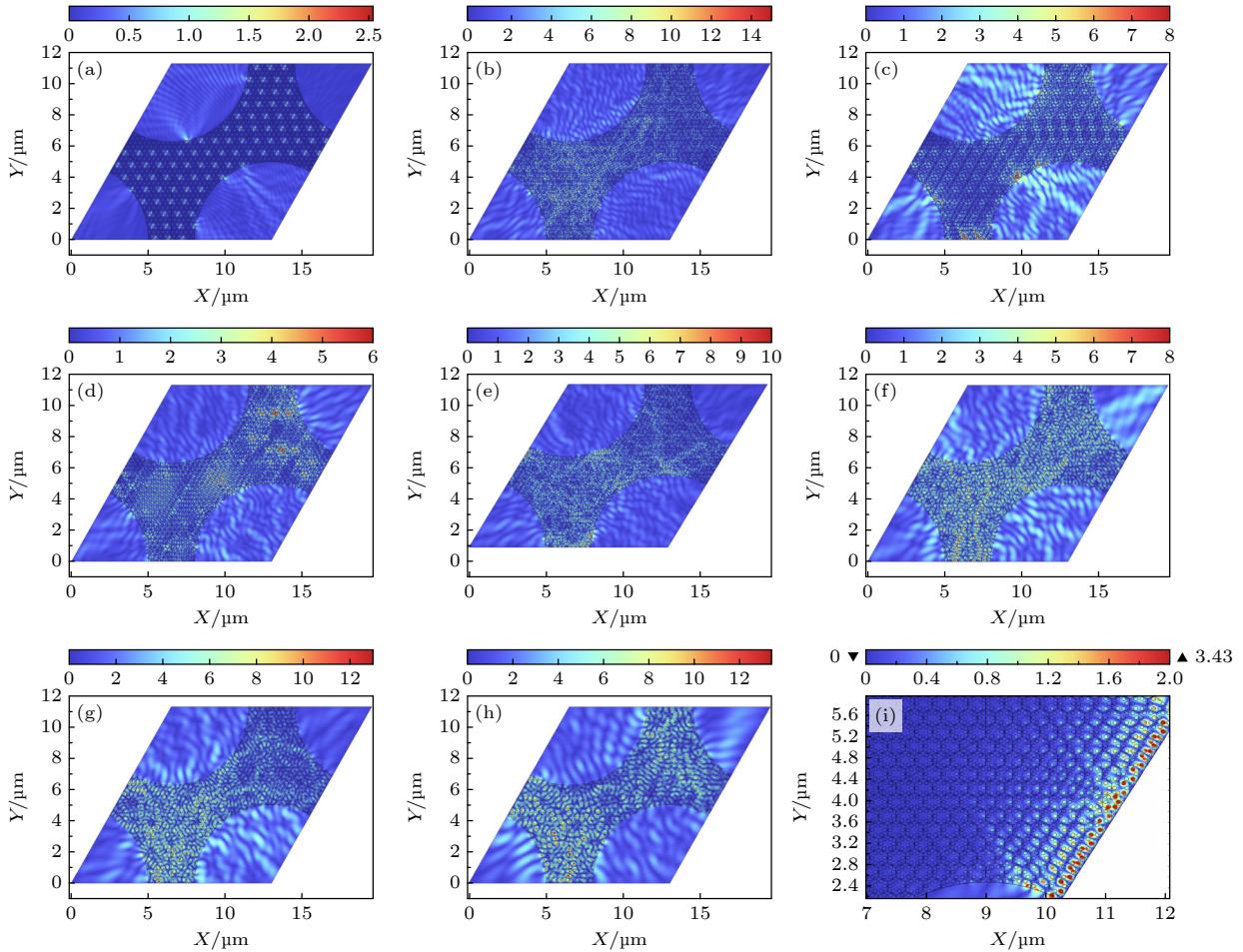


图4 不同波长下死区构建 TPC 的电场模分布图 (单位: V) (a) 450 nm; (b) 550 nm; (c) 621 nm; (d) 650 nm; (e) 700 nm; (f) 800 nm; (g) 900 nm; (h) 1100 nm; (i) 621 nm 波长下的边界态传播

Fig. 4. Electric field mode distribution diagrams of TPC constructed in the dead zone (unit: V) at different wavelengths: (a) 450 nm; (b) 550 nm; (c) 621 nm; (d) 650 nm; (e) 700 nm; (f) 800 nm; (g) 900 nm; (h) 1100 nm; (i) boundary state propagation at 621 nm wavelength.

图6 为增强系数随波长变化的曲线. 黑色曲线为 GFF 增强系数  $K_{\text{guide}}(\lambda)$ , 红色曲线为吸收效率增强系数  $G_{\text{path}}(\lambda)$ , 蓝色曲线为 PDE 增强系数  $G_{\text{total}}(\lambda)$ , 可以看出在不同波长下, 有效 GFF 由原始结构的 46.4% 提升至 46.4%—63.1%, 单像素吸收效率提高了 0%—60%. 在  $\lambda < 600$  nm 时, 由于光敏区硅材料在高掺杂区域中载流子复合率较高, 限制了光子吸收效率的进一步提升, 在  $\lambda > 600$  nm 光敏区对光子的吸收效率随波长增大而增大, TPC 通过慢光效应和光程延长显著增强了光子在光敏区吸收效率, 该应用已在太阳能电池中有研究<sup>[15–17]</sup>. 尽管 TPC 的慢光效应和光程延长作用在  $\lambda < 600$  nm 波段对吸收效率的增强有限, 但有效 GFF 的提升仍有助于整体 PDE 的改善. 而在波长小于 460 nm 的区域, TPC 结构存在光子带隙效应, 阻碍光子在

其内部传播, 因此对 PDE 的提升效果可忽略不计. 相比之下, 构建 TPC 的死区 (增加有效 GFF) 和光敏面 (增加吸收效率, 与 IQE 有关) 的协同下能使 SiPM 在 460—1100 nm 使 PDE 平均提升约 50%.

图7 中黑色曲线对应无 TPC 结构 SiPM 的实验测试 PDE 数据, 红色实线为表面具有 TPC 结构的 SiPM 的 PDE 仿真曲线, 为基于 (8) 式的计算结果. 黑色曲线为无 TPC 结构 SiPM 的实验测试 PDE 数据 (测试方法参见文献 [18]), 测试所用探测器为自研 SiPM, 其 G-APD 单元参数 (如单元直径 10  $\mu\text{m}$ 、中心间距 13  $\mu\text{m}$ ) 与本文仿真参数一致, 单元数量为 4 个. 可以看出, 在 460—1100 nm 波段, SiPM 的 PDE 均有提升. 上述结果直观地展示了 TPC 在宽光谱范围内对 SiPM 探测效率的增强作用及其显著的波长依赖性.

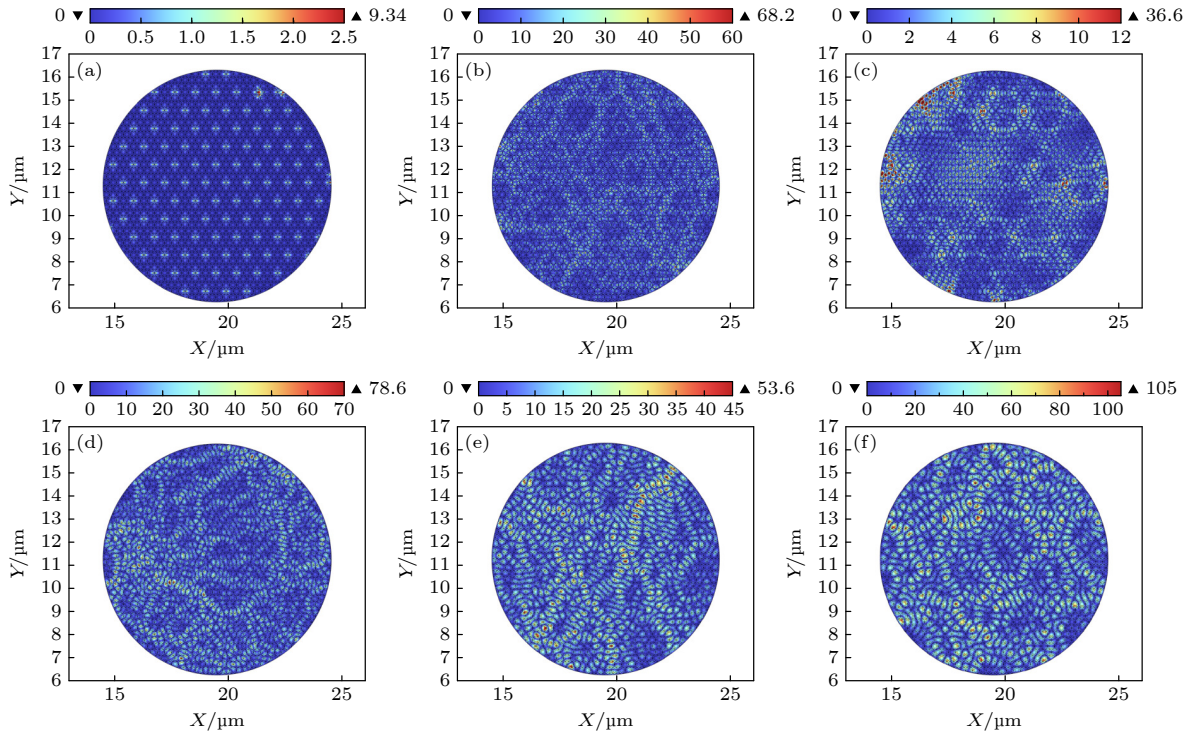


图 5 不同波长下光敏区构建 TPC 的电场模分布图 (单位: V) (a) 460 nm; (b) 550 nm; (c) 650 nm; (d) 700 nm; (e) 900 nm; (f) 1100 nm

Fig. 5. Electric field mode distribution diagrams of TPC constructed in the photosensitive region (unit: V) at different wavelengths: (a) 460 nm; (b) 550 nm; (c) 650 nm; (d) 700 nm; (e) 900 nm; (f) 1100 nm.

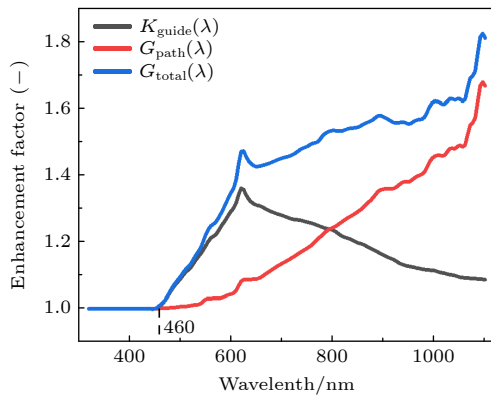


图 6 增强系数随波长变化的曲线

Fig. 6. Curve of enhancement factor varying with wavelength.

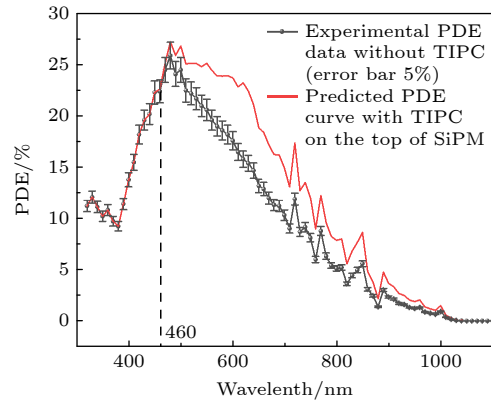


图 7 表面有无拓扑光子晶体结构的 SiPM 的 PDE 曲线对比

Fig. 7. Comparison of PDE curves of SiPM with and without surface topological photonic crystal structure.

## 6 讨论

图 8 展示了 SiPM 表面集成 TPC 的 SiPM 制作工艺流程图, 该流程与 SiPM 现有钝化层工艺兼容, 各步骤技术选择可按需适配, 具体分析如下. 首先对离子注入后硅片进行等离子体增强化学气相沉积 (PECVD) 沉积 200—300 nm 无定形 Si 薄膜 (温度  $\leq 200$  °C,  $\text{SiH}_4$  流量为标准状况下 50 mL/min),

该步骤与现有预处理工艺直接衔接; 随后, 通过电子束光刻<sup>[19]</sup>(加速电压 20 keV, 剂量  $120 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ) 或深紫外光刻<sup>[20]</sup>(248 nm/193 nm) 定义死区和光敏区蜂窝晶格结构 ( $a_0 = 300$  nm,  $R = a_0/2.9$ , 硅柱直径  $2R/3$  nm). 电子束光刻精度  $\pm 5$  nm, 可满足拓扑对称性要求, 但其曝光速度低 (约  $1 \text{ cm}^2/\text{h}$ ); 若需量产, 深紫外光刻可将曝光速度提升 50—100 倍, 成本降至电子束的 1/20, 仍满足  $\pm 5$  nm 精度需求;

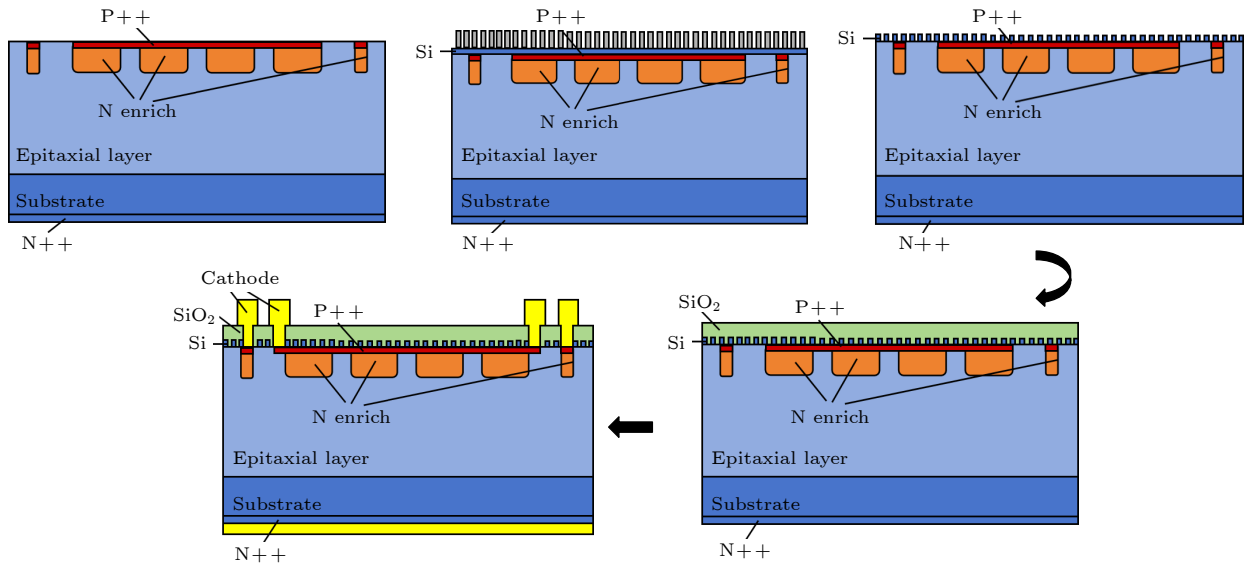


图 8 表面集成 TPC 的 SiPM 制作工艺流程图

Fig. 8. Flow chart of the manufacturing process of SiPM with surface-integrated TPC.

表 1 提升 SiPM PDE 的方法对比

Table 1. Comparison of methods for improving the PDE of SiPM.

文献	优化方法	波段响应范围/nm	PDE 提升幅度	工艺复杂度	提升峰值
[7]	球面微透镜阵列	400—900	24%	高	24% (400—900 nm)
[22]	柱面微透镜阵列	450—650	约50%	高	50% (450—650 nm)
[23]	衍射微透镜阵列	500—900	—	高	—
[24]	等离激元	600—850	660—690 nm达到150%, 其余波段不到30%	极高	170% (675 nm)
本工作	拓扑光子晶体	460—1100	50%(平均)	中	81% (1100 nm)

若平衡精度与成本,“纳米压印光刻+紫外固化”<sup>[21]</sup>工艺(速度 $>10\text{ cm}^2/\text{min}$ ,精度 $\pm 3\text{ nm}$ ,设备投入为电子束 $1/5$ )更适配大规模制造。

在光刻步骤后,采用  $\text{CHF}_3/\text{O}_2$  (3:1) 反应离子刻蚀(功率 150 W, 气压 10 mTorr), 通过光学发射光谱监测 Si 特征峰 (780 nm) 强度控制刻蚀深度, 确保刻至 Si 薄膜底部; 该工艺仅需新增一次光刻-刻蚀, 无需重构现有工艺体系, 相较于等离激元依赖的极紫外光刻工艺, 设备成本降低 70%, 并可有效避免金属氧化. 最后完成金属电极蒸镀与  $\text{SiO}_2$  钝化, 与 SiPM 标准后工艺完全兼容. 综上, 图 8 所示的工艺流程各环节在精度、效率与成本间实现了良好平衡, 不仅满足了 TPC 晶格的结构需求, 还通过简化传统方案的复杂工艺, 为 TPC 与 SiPM 的集成提供了可行路径. 进一步地, 文献 [15] 通过 1D 与 2D 光子晶体结构设计, 验证了其在宽波段范围内对电光聚合物基光学相位调制器灵敏度的显著提升, 为光子晶体在光电器件性能优化中的应用提供了实践支撑; 文献 [16] 综述了光子晶体太阳

能电池的工艺兼容性, 明确指出紫外光刻是实现大规模周期性结构的关键技术; 文献 [17] 则通过仿真与实验结合, 证明了反蛋白石光子晶体结构的双面虹彩高效钙钛矿太阳能电池及组件在近红外波段的优异性能, 进一步佐证了光子晶体结构对宽光谱响应的增强作用. 这一系列研究不仅验证了 TPC 结构在实验层面的可行性, 也为后续工艺优化与产业化应用提供了关键参考.

表 1 为提升 SiPM 的 PDE 的不同方法的效果对比. 可以看出, 本文提出的方法具有一定的优势. 在 SiPM 表面构建拓扑光子晶体的方法, 通过“死区光子引导+光敏区吸收效率提升”协同作用, 在 460—1100 nm 波段实现 PDE 平均提升 50%, 其中 621 nm 处得益于 TPC 边缘态单向传播特性, 叠加死区蜂窝晶格周期性介电分布激发布拉格散射减少金属表面反射损耗的协同作用, 有效 GFF 从 46.4% 显著提升至 63.1%; 在 900 nm 处, 借助蜂窝晶格布拉格共振减少反射损耗, 光程延长效应与慢光效应, 吸收效率从 41.19% 提升至 55.94%. 相比

之下,微透镜阵列仅通过几何重定向方法提升PDE值为24%,对波长依赖显著,超过900 nm时提升幅度仅低于10%。而等离激元的波段响应范围约为拓扑绝缘光子晶体的1/3。

为验证工艺中硅柱直径刻蚀误差的影响,基于COMSOL电磁波频域模块,对硅柱直径分别引入 $\pm 5$  nm,  $\pm 10$  nm偏差(已知原设计直径( $d \approx 61.4$  nm),对应 $d = 2R/3$ ,  $a_0 = 300$  nm),仿真分析其对460—1100 nm波段PDE的影响,结果见表2。

表2 硅柱直径刻蚀误差对SiPM PDE的影响

Table 2. Influences of silicon pillar diameter etching errors on SiPM PDE.

硅柱直径 偏差	621 nm处 有效GFF/%	900 nm处 吸收效率/%	460—1100 nm波段 PDE 平均提升/%
无误差 (原设计)	63.10	51.37	50
$\pm 5$ nm	61.46	49.85	48.5
$\pm 10$ nm	59.29	48.27	46.8

由表2可见,硅柱直径刻蚀误差对PDE的影响呈梯度变化:偏差为 $\pm 5$  nm(主流工艺精度)时,621 nm有效GFF从63.10%降至61.46%(降1.64%),900 nm吸收效率从51.37%降至49.85%(降1.52%),460—1100 nm波段PDE平均提升仍达48.50%(仅降1.50%),原因是晶格介电对比度变化 $< 3\%$ ,TPC边缘态、慢光等核心机制稳定;偏差扩大至 $\pm 10$  nm(超常规波动)时,有效GFF降3.81%、吸收效率降3.10%,PDE平均提升降至46.80%,但仍显著优于传统微透镜(24%提升),体现TPC对工艺误差的鲁棒性,即使部分晶格周期性偏离,拓扑抗缺陷特性(文献[13]验证)仍能维持核心功能,避免性能骤降。

## 7 结论

从理论和仿真角度证明了在硅光电倍增管芯片表面制作拓扑光子晶体结构可以提升SiPM的光子探测效率。在SiPM中引入分区域设计的TPC结构,可有效提高SiPM在460—1100 nm宽光谱波段的PDE,该波段内PDE平均提升50%,峰值可达81%。TPC的能带反转特性可诱导拓扑边缘态的形成,在死区中依托蜂窝晶格周期性介电分布激发布拉格散射减少金属表面反射损耗,叠加边缘态的抗缺陷传输与定向散射效应,显著提升光子向光敏区的有效耦合效率;而在光敏区中,周期性硅

柱结构通过慢光效应延长光子横向传播路径,同时借助晶格周期性布拉格散射作用减少表面反射,与硅材料的吸收特性形成协同作用,从而进一步增强长波段的光响应性能。此外,拓扑结构所具有的鲁棒性有效降低了对制备精度的依赖,采用主流刻蚀工艺(电子束光刻+反应离子刻蚀)即可实现,具有优异的工艺兼容性。本研究为固态光电探测器的光谱响应优化提供了基于拓扑光子学的新思路,未来可结合实验验证与器件集成技术,推动其在高性能光电探测领域的实际应用。

## 参考文献

- [1] Zhao B, Huang Y, Wang C 2024 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **1059** 168975
- [2] Rignanese L P, Antonioli P, Preghenella R, Scapparone E 2024 *La Riv. Nuovo Cimento* **47** 299
- [3] Herbert D J, Saveliev V, Belcari N, Bisogni M G, Del Guerra A, Golovin A 2004 *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* Rome, Italy, October 16–22, 2004 p4185
- [4] Yan T Y, Wang X Y, Liu S T, Fan D W, Xu X Y, Zeng Q, Xie H, Yang X L, Zhu S P, Ma X P, Yuan Z, Chen X L 2022 *Small Methods* **6** 2201105
- [5] Okino T, Yamada S, Sakata Y, Kasuga S, Takemoto M, Nose Y, Koshida H, Tamaru M, Sugiura Y, Saito S, Koyama S, Mori M, Hirose Y, Sawada M, Odagawa A, Tanaka T 2020 *IEEE International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)* San Francisco, CA, USA, February 16–20, 2020 p9063045
- [6] Baker-Finch S C, McIntosh K R, Yan D, Fong K C, Kho T C 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 063101
- [7] Haefeli G, Blanc F, Currás-Rivera E, Marchevski R, Ronchetti F, Schneider O, Shchutka L, Trippel C, Zaffaroni E, Zunica G 2024 *arXiv: 2411.09358 [hep-ex]*
- [8] Álvarez-Garrote R, Calvo E, Canto A, Crespo-Anadón J I, Cuesta C, de la Torre Rojo A, Gil-Botella I, Manthey Corchado S, Martín I, Palomares C, Pérez-Molina L, Verdugo de Osa A 2024 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **1064** 169347
- [9] Villa F, Bronzi D, Vergani M, Zou Y, Ruggeri A, Zappa F, Dalla Mora A 2014 *European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)* Grenoble, France, September 22–26, 2014 p294
- [10] Wang Y, Chen Z D, Li C H, He R, Wang S Y, Li B C, Wang R H, Liang K, Yang R, Han D J 2015 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **787** 38
- [11] Jia D, Ge Y, Yuan S Q, Sun H X 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 224301 (in Chinese) [贾鼎, 葛勇, 袁寿其, 孙宏祥 2019 *物理学报* **68** 224301]
- [12] Lu H, Tian H P, Li C H, Ji Y F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2049 (in Chinese) [鲁辉, 田慧平, 李长红, 纪越峰 2009 *物理学报* **58** 2049]
- [13] Wu L H, Hu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 223901
- [14] Cui H Y, Li Z F, Ma F J, Chen X S, Lu W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7055 (in Chinese) [崔昊杨, 李志锋, 马法君, 陈效双, 陆卫 2010 *物理学报* **59** 7055]
- [15] Xiao L, Lei T Y, Liang Y, Zhao M, Liu H, Zhang S Q, Li H, Ma J, Wu X Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 134207 [肖利, 雷天宇,

- 梁禹, 赵敏, 刘慧, 张斯淇, 李宏, 马季, 吴向尧 2016 *物理学报* **65** 134207]
- [16] Zhao C, Ma Y, Wang Y, Zhou X, Li H Z, Li M Z, Song Y L 2018 *Acta Chim. Sin.* **76** 9 (in Chinese) [赵聪, 马颖, 汪洋, 周雪, 李会增, 李明珠, 宋延林 2018 *化学学报* **76** 9]
- [17] Zou S W, Xin Y, Jin J L, Lin Z C, He Y Y, Liang J, Yan X J, Huang J M 2025 *Adv. Mater.* **37** 2410130
- [18] Wang Y, Yang Y F, Wu Y, Wang L, Liu L, Liu L N, Li L B, Han X X, Li Z B, Zhang G Q 2024 *Proceedings of SPIE* San Diego, CA, USA, August 12–16, 2024 p13283
- [19] Zheng Y, Gao P P, Tang X, Li J, Liu Y, Zhang H 2022 *J. Cent. South Univ.* **29** 3335 (in Chinese) [郑煜, 郜飘飘, 唐昕, 李静, 刘洋, 张浩 2022 *中南大学学报* **29** 3335]
- [20] Mao S S, Li Y Q, Jiang J H, Shen S H, Liu K, Zheng M 2018 *Chin. Opt. Lett.* **16** 030801 (in Chinese) [毛姗姗, 李艳秋, 姜家华, 沈诗欢, 刘克, 郑猛 2018 *中国光学快报* **16** 030801]
- [21] Zhou W M, Min G Q, Zhang J, Liu Y B, Wang J H, Zhang Y P, Sun F 2011 *Nano-Micro Lett.* **3** 135
- [22] Gyongy I, Davies A, Gallinet B, Dutton N A W, Duncan R R, Rickman C, Henderson R K, Dalgarno P A 2018 *Opt. Express* **26** 2280
- [23] Intermite G, McCarthy A, Warburton R E, Ren X, Villa F, Lussana R, Waddie A J, Taghizadeh M R, Tosi A, Zappa F, Buller G S 2015 *Opt. Express* **23** 33777
- [24] Duan Q L, Liu Y, Chang S S, Chen H Y, Chen J H 2021 *Sensors* **21** 5262

## Optimization of detection efficiency in silicon photomultipliers via topological photonic crystals\*

GUO Chaoqian<sup>1) #</sup> ZHANG Guoqing<sup>1)3)5) #</sup> ZHANG Haotong<sup>1)</sup> WU Yun<sup>2)</sup>  
 WANG Jun<sup>1)3)</sup> YANG Yanfei<sup>1)3)5)</sup> LIU Lu<sup>1)4)5)</sup> LIU Lina<sup>4)</sup> LI Lianbi<sup>1)3)5)</sup>  
 HAN Xiaoxiang<sup>1)3)5)</sup> LI Zebin<sup>1)3)5)</sup> HAN Chao<sup>1)3)5) †</sup>

1) (*School of Science, Xi'an Polytechnic University, Xi'an 710048, China*)

2) (*Beijing Institute of Control Engineering, Beijing 100190, China*)

3) (*School of Science, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China*)

4) (*Key Laboratory of Nuclear Protection Textile Equipment Technology, Xi'an 710048, China*)

5) (*Shaanxi Provincial Engineering Research Center for Radiation Flexible Protection Technology, Xi'an 710048, China*)

( Received 8 July 2025; revised manuscript received 1 September 2025 )

### Abstract

Silicon photomultipliers (SiPMs) have been widely used in the field of weak light detection. However, SiPMs utilizing small-sized Geiger-mode avalanche photodiode (G-APD) cells face the limitations due to a restricted effective geometric fill factor (GFF), which leads to relatively low photon detection efficiency (PDE), and additionally, constrained by the intrinsic properties of silicon materials, their PDE in the near-infrared band is also relatively insufficient. To address the above issues, this work proposes a regional optical field modulation approach based on topological photonic crystals (TPCs), aiming to improve the PDE of SiPMs without modifying their internal structure. Through COMSOL electromagnetic wave frequency-domain simulation, the multi-band synergistic mechanism of dead-zone topological edge state guidance, photosensitive region slow-light effect, and Bragg scattering is revealed. In the 460–700 nm band, the honeycomb lattice in the

\* Project supported by the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U2330109), the Key Science and Technology Program of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2024GX-YBXM-081, 2023-YBGY-196), the Shaanxi Provincial Program for Young Science and Technology Stars, China (Grant No. 2025ZC-KJXX-103), the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2024JC-YBMS-023, 2022JQ-660), the Foundation of State Key Laboratory of Plasma Physics, China (Grant No. 6142A04230302) and the Open Fund of Space Optoelectronic Measurement and Perception Laboratory, Beijing Institute of Control Engineering, China (Grant No. LabSOMP-2023-01).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: [hanchao@xpu.edu.cn](mailto:hanchao@xpu.edu.cn)

dead zone induces topological edge states via Floquet periodic analysis, while the periodic dielectric distribution of the lattice excites Bragg scattering to reduce photon reflection loss at the metal surface and precisely couples photons to the photosensitive region, leading to an increase in effective GFF from 46.4% to 63.1% at 621 nm. In the 700–1100 nm band, in addition to reducing reflection loss via Bragg scattering, the designed periodic silicon pillar structure can effectively extend the transverse propagation path of photons through the slow-light effect, thereby increasing the coupling probability with the photosensitive region, resulting in a significant increase in absorption efficiency from 41.19% to 55.94% at 900 nm. Simulation results show that this design scheme increases the average PDE of SiPMs by 50% in the 460–1100 nm band (with a peak value of 81%) and can be implemented via mainstream etching processes (electron beam lithography + reactive ion etching). Compared with traditional microlens and plasmonic structures, TPCs exhibit significant advantages in broad-spectrum response and process simplification. This work provides a new topological photonics approach for photon recycling and PDE enhancement of SiPMs.

**Keywords:** silicon photomultiplier, photon detection efficiency, topological photonic crystal, slow-light effect

**PACS:** 78.47.dc, 78.47.D-, 42.70.Qs, 42.70.Gi

**DOI:** [10.7498/aps.74.20250892](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250892)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250892](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250892)

## 基于拓扑光子晶体的硅光电倍增管探测效率优化

郭超前 张国青 张昊童 吴云 王军 杨延飞 刘露 刘丽娜 李连碧 韩小祥 李泽斌 韩超

### Optimization of detection efficiency in silicon photomultipliers via topological photonic crystals

GUO Chaoqian ZHANG Guoqing ZHANG Haotong WU Yun WANG Jun YANG Yanfei LIU Lu  
LIU Lina LI Lianbi HAN Xiaoxiang LI Zebin HAN Chao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 220702 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250892

CSTR: 32037.14.aps.74.20250892

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250892>

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

环形正负电子对撞机带电粒子鉴别的飞行时间探测器

Time of flight detector for charged particle identification based on circular electron-positron collider

物理学报. 2023, 72(12): 122901 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222271>

光电倍增管输出电子流脉冲堆叠对光子计数法测距的影响

Effect of pile-up of electron flow pulse from photomultiplier tube on ranging by photon counting

物理学报. 2022, 71(21): 214206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220537>

低对称性能谷光子晶体中的拓扑光传输

Topological light transport in low-symmetry valley photonic crystals

物理学报. 2024, 73(10): 104205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240040>

基于协同效应的等离子体诱导透明及光开关与慢光应用

Synergy-based plasmon-induced transparency and optical switch and slow light applications

物理学报. 2025, 74(9): 097801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250078>

基于可调频光力晶格中声子-光子拓扑性质的模拟和探测

Simulation and detection of the topological properties of phonon-photon in frequency-tunable optomechanical lattice

物理学报. 2022, 71(22): 224202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221286>

多模光力系统中光力诱导透明引起的慢光效应

Slow light effect caused by optomechanically induced transparency in multimode optomechanical system

物理学报. 2023, 72(15): 154203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230663>

环形正负电子对撞机带电粒子鉴别的飞行时间探测器

Time of flight detector for charged particle identification based on circular electron-positron collider

物理学报. 2023, 72(12): 122901 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222271>

光电倍增管输出电子流脉冲堆叠对光子计数法测距的影响

Effect of pile-up of electron flow pulse from photomultiplier tube on ranging by photon counting  
物理学报. 2022, 71(21): 214206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220537>

低对称性能谷光子晶体中的拓扑光传输

Topological light transport in low-symmetry valley photonic crystals

物理学报. 2024, 73(10): 104205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240040>

基于协同效应的等离子体诱导透明及光开关与慢光应用

Synergy-based plasmon-induced transparency and optical switch and slow light applications

物理学报. 2025, 74(9): 097801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250078>

基于可调频光力晶格中声子-光子拓扑性质的模拟和探测

Simulation and detection of the topological properties of phonon-photon in frequency-tunable optomechanical lattice

物理学报. 2022, 71(22): 224202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221286>

多模光力系统中光力诱导透明引起的慢光效应

Slow light effect caused by optomechanically induced transparency in multimode optomechanical system

物理学报. 2023, 72(15): 154203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230663>