



渔网超结构的等离激元模式及其对薄膜电池的陷光调控

姜悦 王淑英 王治业 周华 卡马勒 赵颂 沈向前

Plasmon modes of fishnet metastructure and its trapping and control of light for thin film solar cells

Jiang Yue Wang Shu-Ying Wang Zhi-Ye Zhou Hua Ka Ma-Le Zhao Song Shen Xiang-Qian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 218801 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210693

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210693>

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

等离激元增强的石墨烯光吸收

Enhanced optical absorption of graphene by plasmon

物理学报. 2020, 69(6): 067801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191645>

石墨烯等离激元增强红外光谱

Graphene plasmon enhanced infrared spectroscopy

物理学报. 2019, 68(14): 148103 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190903>

二维方形量子点体系等离激元的量子化

Quantization of plasmon in two-dimensional square quantum dot system

物理学报. 2017, 66(22): 227301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.227301>

MoS₂电子屏蔽长度和等离激元

Electron screening lengths and plasma spectrum in single layer MoS₂

物理学报. 2017, 66(24): 247701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.247701>

量子等离激元光子学在若干方向的最新进展

Some recent advances on quantum plasmonics

物理学报. 2019, 68(14): 147103 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190331>

基于休眠机理的三维小基站蜂窝网络能效优化

Energy efficiency optimization in three-dimensional small cell networks based on dormant strategy

物理学报. 2017, 66(23): 230101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.230101>

渔网超结构的等离激元模式及其对 薄膜电池的陷光调控*

姜悦¹⁾ 王淑英¹⁾ 王治业¹⁾ 周华²⁾ 卡马勒¹⁾ 赵颂¹⁾ 沈向前^{1)†}

1) (新疆大学物理科学与技术学院, 新疆固态物理与器件重点实验室, 乌鲁木齐 830046)

2) (山东大学物理学院, 济南 250100)

(2021年4月12日收到; 2021年6月12日收到修改稿)

渔网超结构具有平面、近光学无损、特定光场中可以激发表面等离激元等特点, 在增强光子器件的响应效率方面极具潜力. 本文基于时域有限差分方法和严格耦合波分析, 系统研究了渔网超结构的等离共振模式及其对晶硅薄膜电池的光波调控性能. 研究表明, 渔网结构对光波的吸收、散射和消光特性强烈依赖金属层的厚度、线宽、周期等特征参数. 通过优化设计, 使共振峰红移至 770 nm, 相对消光截面达到 1.69, 同时散射光在消光光谱中占据主导地位. 以此构筑的响应层厚度为 2 μm 的晶硅薄膜电池在波长大于 800 nm 的波段吸收效率显著增强, 电池最终的能量转换效率从 6.67% 提高到了 8.25%. 光强分布显示, 共振导致的背向散射增强和光子传播方向的大角度偏转是实现电池响应增益的重要原因.

关键词: 渔网超结构, 等离激元, 光学调控, 能量效率**PACS:** 88.30.gg, 88.40.H-, 88.40.J-, 88.40.jj**DOI:** 10.7498/aps.70.20210693

1 引言

微纳光学调控是提高光伏电池能量转换效率和降低原材料损耗的有效途径之一. 通过光子优化管理, 光伏电池能以较薄的响应材料(低成本)获取较高的光谱响应(高效率)^[1-4]. 金属纳米结构的表面电子云在一定条件下可以与入射光波产生等离共振, 激发表面等离激元. 通过调整共振模式以及共振峰的强度和位置, 入射光被金属结构散射、束缚或形成耦合波导^[5-8]. 通过这些作用, 光子在电池中的能量密度和行进路径得以重新分配, 吸收效率明显增强. 与传统的微纳光学结构相比, 金属等离激元结构具有体积小、共振频率可调、共振峰附近的陷光倍数可以超越 Yablonovitch 极限

(Y 极限)等优点, 被认为是提升电池光谱响应理想的光子结构之一^[9,10]. 但研究发现, 在实施光波调控的过程中, 高度局域的电场会造成金属自身非常严重的吸收损耗^[11,12]. 此外, 对 Si, GaAs 等无机半导体而言, 为了获得理想的光子捕获效率, 金属的特征尺寸需要达到 100—200 nm^[13,14]. 这种尺度一定程度上破坏了电池原有的界面形貌, 增加了复合缺陷和接触阻抗. 上述因素导致被捕获的光子并没有完全转换为光生电流, 实际观察到的能量转换效率远低于光学设计上的预期. 因而, 如何在保持金属纳米结构共振增强的同时降低金属自身的吸收损耗和界面缺陷是实施等离激元光学调控的关键.

近些年, 超结构的发展为这一问题提供了一种全新的思路^[15-17]. Yang 等^[18] 和 Hamm 等^[19] 先后发表的研究结果表明, 平面型的渔网超结构具有和

* 国家自然科学基金(批准号: 11804050)、新疆自治区高校科研计划(自然科学项目)(批准号: XJEDU2017S004) 和新疆自治区自然科学基金(批准号: 2018D01C048) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sxqlyq@xju.edu.cn

孤立金属颗粒类似的表面等离子体激发. 通过网孔与光波的共振调控, 可以实现光子的响应增益. 这种结构与开口谐振环类似, 但在电路上彼此连通. 阿肯色大学的 Ji 和 Varadan^[20] 把这一结构应用到 a-Si:H 电池, 通过渔网型的 AZO/Ag/AZO 调控, 电池禁带宽度附近的光谱响应得到显著提升. 同一课题组的 Seal 等^[21] 随后的研究证实, 由于电场不再局域, 捕获光子大部分被响应层吸收, 优化后的电池吸收效率提高了 12.8 倍, 短路电流密度增加了 30%. 但遗憾的是, 由于金属网设计太厚 (20 nm), 在他们的报道中, 为避免反射损失, 这一结构只能置于电池背部, 光波调控也仅对长波段光子起作用. 而大量关于介质/金属/介质叠层结构的报道表明, 当金属夹层的厚度减薄至 10 nm 左右时, 金属自身的反射和寄生吸收可以被明显抑制, 同时金属和介质形成良好的交界面, 叠层结构的透光性和导电性能都要优于单一的介质层. 如 Zhou 等^[22] 采用脉冲激光沉积技术, 在 Mica 柔性衬底上成功制备出 AZO (75 nm)/Au (10 nm)/AZO (88 nm). 光电测试表明这种叠层结构在 550 nm 处的透光率达到 87.9%, 同时方阻低至 5 Ω/sq. 因而, 采用这种平面、近光学无损的超结构作为太阳能电池的光波调控单元, 理论上可以同时解决一般光陷阱中普遍存在的界面缺陷和寄生吸收问题, 实现高匹配、低损耗的光子调控, 同时提升器件电学性能.

本文基于时域有限差分方法 (FDTD) 和严格耦合波分析 (RCWA), 构建三维电磁仿真模型, 研究了 ITO/Ag-fishnet /ITO 渔网型超结构的光学特性及其对晶硅薄膜电池的响应调控机理. 通过分析 ITO/Ag-fishnet /ITO 在不同条件下的散射、吸收和消光光谱并优化网孔的形状和特征参数, 使消光峰红移至 770 nm, 同时散射截面在消光截面中占主导地位. 以此构筑的晶硅薄膜电池响应光谱显著增强, 相应电池的光电转换效率明显提升.

2 模型与方法

渔网超结构陷光电池的仿真模型如图 1(a) 所示, 从上到下依次为: 2 μm 厚的单晶硅作为电池的响应层 (包括厚度各为 0.1 μm 的 n 层和 p 接触层); 30 nm 厚的 ITO 作为间隔层, 避免结构与响应层和背金属层直接接触, 渔网结构包裹在 ITO 中间; 100 nm 厚的金属 Ag 位于底部作为电池的

背反射层. 渔网结构如图 1(b) 所示, 网孔为正方形, 网线由金属 Ag 构成. 结构的特征尺寸由周期 P 、线宽 W 以及厚度 T 共同决定. 模拟区域为一个周期, 如图 1(c) 所示. 空间网格采用边长为 1 nm 的立方体, 即 $\Delta X = \Delta Y = \Delta Z = 1 \text{ nm}$, 相应时间步长为 $\Delta t = 0.5 \text{ ns}$. 光源为连续型的平面波, 垂直辐照在电池的上表面. 水平方向设置为周期性边界条件, 垂直方向的边界采用完美匹配层.

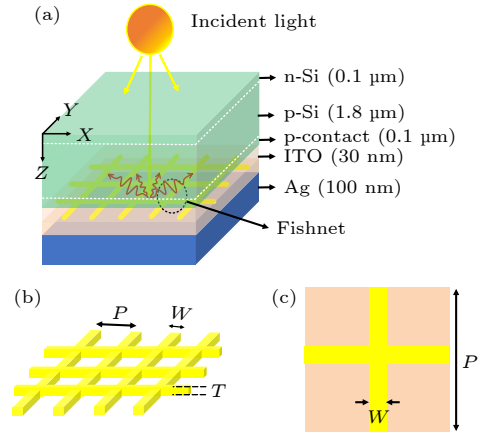


图 1 渔网超结构及相应陷光电池的仿真模型 (a) 渔网结构电池示意图; (b) 渔网结构及相应参数示意图; (c) 模拟周期

Fig. 1. Schematic diagram of fishnet metastructure and the simulation model of solar cell with fishnet metastructure: (a) Schematic diagram of solar cell with fishnet metastructure; (b) the detail and design parameters of the fishnet metastructure; (c) top view of the schematic of the unit cell for the simulation.

3 结果与讨论

金属网孔对入射光波的作用截面大小可以反映网孔对光波调控的强弱. 在共振状态下, 光波能量被网孔吸收或者散射, 吸收能量和散射能量与入射光波能量之比分别定义为吸收截面和散射截面. 散射截面和吸收截面都是几何假想面, 进入这些截面的光子被金属粒子散射或者吸收. 无论哪种形式, 光子都脱离了原有的传播模式, 即消光, 消光截面定义为散射截面和吸收截面之和. 散射截面、吸收截面和消光截面与粒子真实几何截面之比定义为相对散射、吸收和消光截面, 分别记作 Q_{sca} , Q_{abs} , Q_{ext} . 根据上述定义, 有

$$Q_{\text{ext}} = Q_{\text{sca}} + Q_{\text{abs}}. \quad (1)$$

假设在模拟区域内, 入射光强为 I_0 , 经过金属网孔后, 吸收和散射部分光强分别记为 I_{abs} 和 I_{sca} ,

则 Q_{sca} , Q_{abs} , Q_{ext} 可由以下公式计算得到:

$$Q_{\text{sca}} = \frac{I_{\text{sca}} S_{\text{sim}}}{I_0 S_{\text{geo}}}, \quad (2)$$

$$Q_{\text{abs}} = \frac{I_{\text{abs}} S_{\text{sim}}}{I_0 S_{\text{geo}}}, \quad (3)$$

$$Q_{\text{ext}} = \frac{I_{\text{sca}} + I_{\text{abs}} S_{\text{sim}}}{I_0 S_{\text{geo}}}, \quad (4)$$

式中 S_{sim} 和 S_{geo} 分别为选定模拟区域的面积及金属网孔的实际几何面积. 根据 (2)—(4) 式, 分别研究了 Q_{sca} , Q_{abs} , Q_{ext} 随周期 P 、线宽 W 以及厚度 T 的变化规律. 参考文献 [20] 的结果, 初始参数选择为 $P_0 = 600$ nm, $W_0 = 100$ nm, $T_0 = 10$ nm, 计算结果如图 2 所示.

首先保持 $P_0 = 600$ nm, $W_0 = 100$ nm, T 在 1—15 nm 之间连续变化, 步长为 0.5 nm, 相应的吸收、散射及消光光谱如图 2(a1)—(a3) 所示. 可以看出, 随着金属厚度 T 的逐渐增加, 金属网孔与光

波的等离子共振作用逐渐增强, 同时共振峰对应的波长从 1200 nm 逐渐向短波段移动至 800 nm 附近. 另外值得注意的是, 当厚度小于 4 nm 时, 网孔对光波的散射能力很弱, 峰值位置的相对散射截面在 0.3 左右, 而此时峰值位置的相对吸收截面在 1.0 左右. 说明在这种情况下, 金属自身的吸收损耗在消光光谱中占主导地位. 随着厚度的增加, 散射截面逐渐增大, 与此同时吸收截面逐渐减弱. 当 $T > 8$ nm 后, 相对散射截面增加到 0.9 以上, 而吸收截面下降到 0.7 左右. 此时, 散射在消光光谱中占据了主导地位. 然后, 保持 $W_0 = 100$ nm, $T_0 = 10$ nm, 周期 P 在 100—1000 nm 之间连续变化, 步长为 20 nm, 观察消光、散射及吸收光谱随周期 P 的变化关系. 从图 2(b1)—(b3) 可以看出, 在 100—600 nm 之间, 消光峰值随周期的增加逐渐变大, 说明在这一区域, 周期变大增强了网孔与光波的等离子共振强度. 但峰值位置保持在 1000 nm 附近, 没有

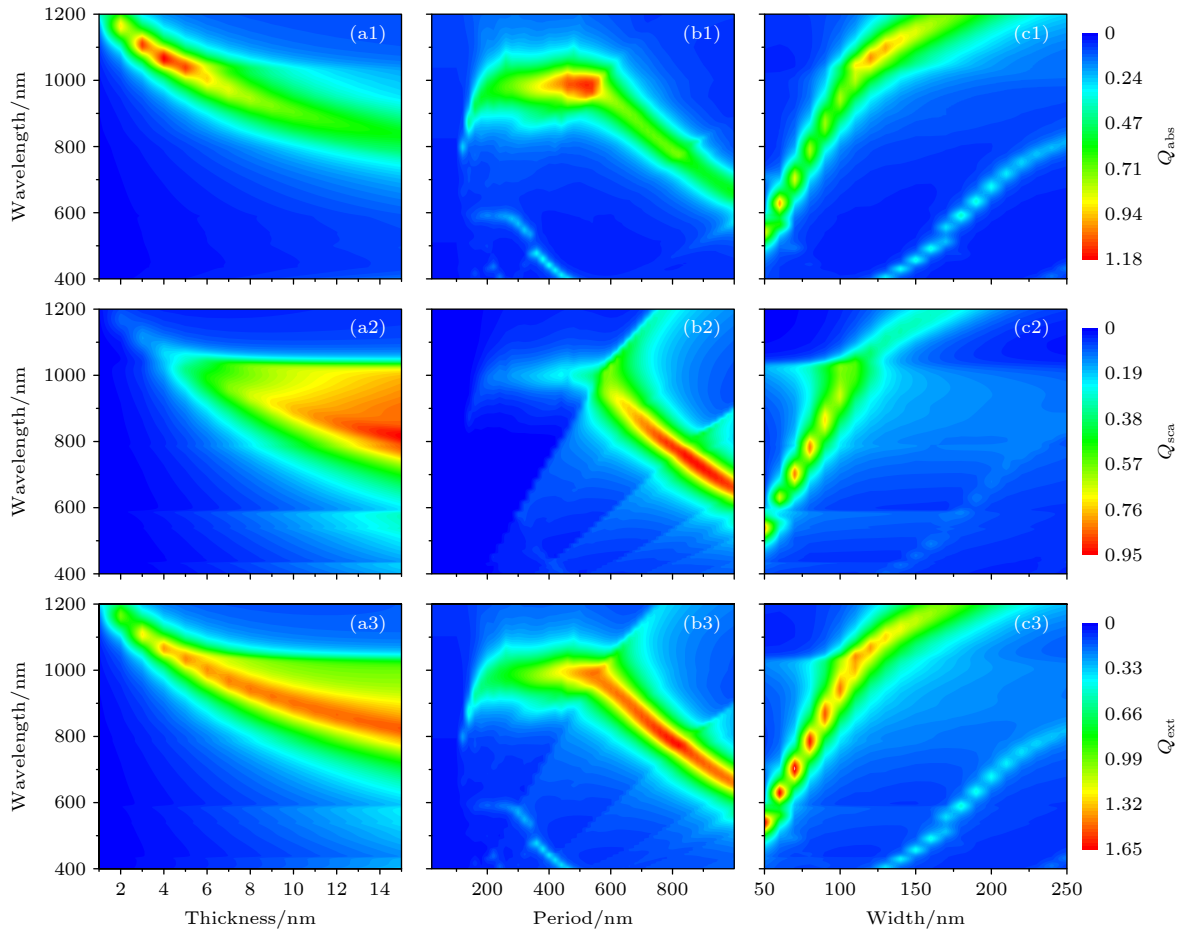


图 2 渔网超结构的吸收 (a1), (b1), (c1), 散射 (a2), (b2), (c2) 及消光 (a3), (b3), (c3) 光谱随特征参数的变化关系 (a1)—(a3) 厚度; (b1)—(b3) 周期; (c1)—(c3) 宽度

Fig. 2. Dependence of absorption (a1), (b1), (c1), scattering (a2), (b2), (c2) and extinction (a3), (b3), (c3) spectra of fishnet meta-structure on its characteristic parameters: (a1)—(a3) Thickness; (b1)—(b3) period; (c1)—(c3) width.

发生明显的移动. 对比图 2(b1) 和图 1(b2) 可以进一步看出, 在这一区域, 散射截面明显小于吸收截面, 说明吸收在消光光谱中占据主导. 当 $P > 600$ nm 以后, 消光峰的位置随着周期的增大近线性地向短波段移动, 峰值保持在 1.6 以上近似不变. 同时, 相对吸收截面下降到 0.7 左右, 散射占据了消光光谱的主导地位. 最后, 保持 $P_0 = 600$ nm, $T_0 = 10$ nm, 线宽 W 在 50—300 nm 之间连续变化, 步长为 10 nm, 结果如图 2(c1)—(c3) 所示. 可以看出, 随着线宽 W 的变大, 共振峰的波长从 500 nm 逐渐红移至 1200 nm, 相对消光截面的大小随线宽的变化出现近周期的起伏振荡. 整体而言, 在 $W = 100$ nm 附近等离共振强度最大, 同时散射在消光光谱中占据主导地位.

根据以上“图谱”, 选取参数 $T = 10$ nm, $P = 800$ nm, $W = 100$ nm 的渔网结构, 其等离共振特性如图 3(a) 所示. 可以看出, 等离共振波长出现在 770 nm, 对应峰值位置的相对消光、散射和吸收截面分别为 1.69, 1.02 和 0.67, 散射在消光中占据

明显的主导地位.

把结构置于厚度为 2 μm 的单晶硅电池的背反射层, 如图 1(a) 所示, 进一步研究渔网结构对晶硅薄膜电池光电响应的调控特性. 图 3(b) 是电池在有无渔网结构条件下的吸收光谱和反射光谱. 可以看出, 在波长小于 800 nm 时, 两种电池的硅响应层的吸收光谱以及电池表面的反射光谱几乎重合. 这是因为单晶硅对这一区域的光子具有极高的吸收系数, 进入到响应层的光子在到达渔网结构之前已被完全吸收. 而对于波长大于 800 nm 的光子, 单次传播很难完成充分吸收, 大部分光子可以传播到电池的背反射层, 与渔网结构产生等离共振. 由于散射在这一波段占据主导, 金属渔网自身的吸收损耗很低, 而光子的背向散射因等离共振得到明显加强, 光子在响应层中发生多次折射, 电池的吸收效率与无结构相比得到显著的提升, 相应电池表面的光学反射损失明显降低. 图 3(b) 中金属渔网的吸收光谱和图 3(d) 中的剖面 (XOZ 面, 与入射光方向平行) 光强分布很好地说明了这一现象.

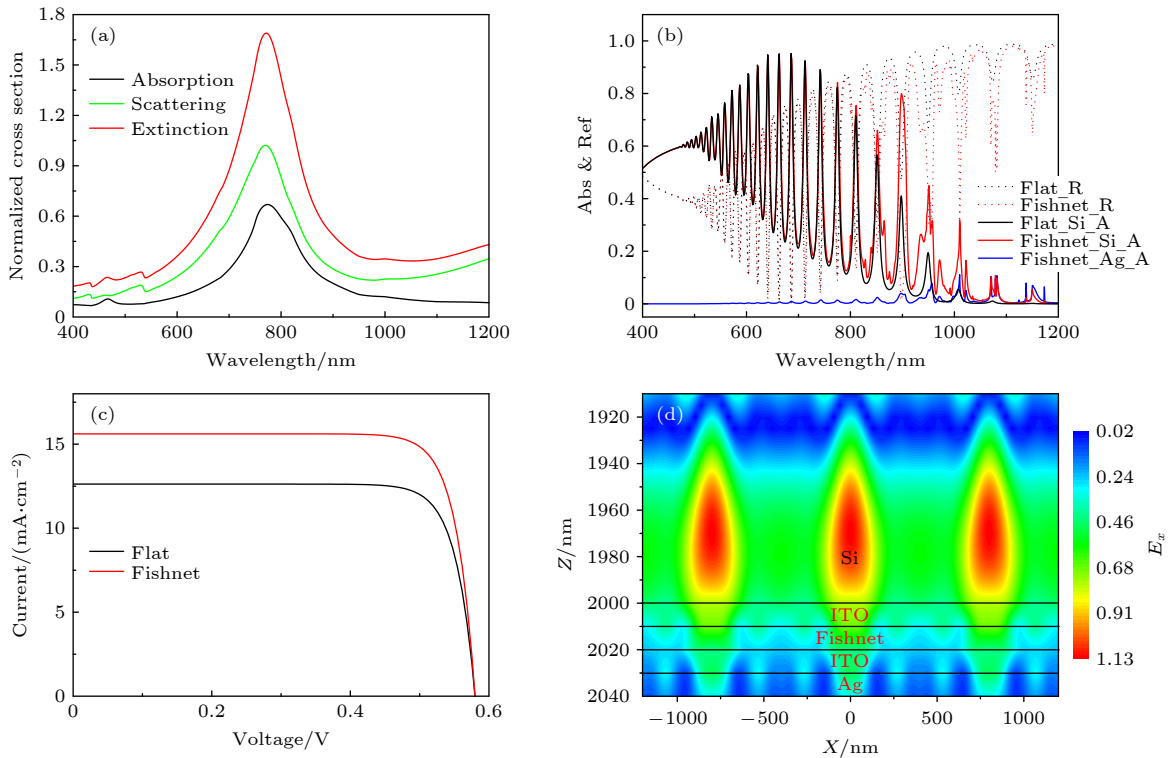


图 3 渔网超结构薄晶硅电池的光电响应特性 (a) 优化后渔网超结构的消光、散射及吸收光谱; (b) 不同结构薄晶硅电池及渔网超结构的反射和吸收光谱; (c) 不同结构薄晶硅电池的伏安特性曲线; (d) 渔网超结构薄晶硅电池的剖面光强分布

Fig. 3. Photoelectric response characteristics of thin film silicon solar cell with fishnet metastructure: (a) Extinction, scattering and absorption spectra of fishnet metastructure with optimal parameter; (b) the reflection and absorption spectrum of silicon thin film solar cells and fishnet metastructure with different structures; (c) the current voltage characteristic curves of silicon thin film solar cells with different structures; (d) light intensity distribution of vertical section of silicon thin film solar cell with fishnet metastructure.

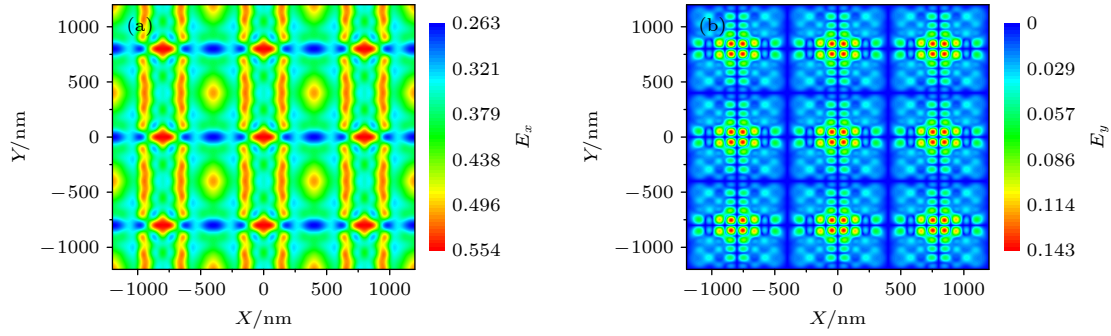


图 4 渔网超结构的截面光强分布 (a) X 方向偏振光强; (b) Y 方向偏振光强

Fig. 4. Light intensity distribution of cross-section of fishnet metastructure: (a) X polarized direction; (b) Y polarized direction.

图 3(c) 为在理想二极管模型条件下^[23], 计算得到的两种电池的伏安特性曲线. 其中, 光生电流密度 J_{sc} 的计算方法如下:

$$J_{sc} = \int e \frac{\lambda}{hc} \eta_i \eta_s S(\lambda) A_i(\lambda) d\lambda, \quad (5)$$

式中 e , λ , h , c 分别是电子电量、光子波长、普朗克常数和真空中的光速; η_i 和 η_s 分别为电极对载流子的收集效率和电极对入射光子的遮挡比率, 计算过程中不考虑遮挡, 选取收集效率 $\eta_i = 90\%$; $S(\lambda)$ 和 $A_i(\lambda)$ 分别为太阳的辐照光谱和 Si 响应层的吸收光谱.

电池的光电转换效率 η 计算方法如下:

$$\eta = J_{sc} V_{oc} FF / P_{in}, \quad (6)$$

式中 P_{in} 为太阳总的辐照功率; V_{oc} 和 FF 分别为电池开路电压和填充因子, 计算过程中选取 $V_{oc} = 0.58$ V, $FF = 82\%$.

如图 3(c) 所示, 渔网结构的引入明显提升了电池的短路电流密度, 与平面电池相比, 短路电流密度从 12.6 mA/cm² 增加到了 15.6 mA/cm². 相应电池的光电转换效率从 $\eta_{flat} = 6.67\%$ 增加到了 $\eta_{fishnet} = 82.5\%$, 效率相对提升了 24% . 这说明渔网结构等离共振增强的吸收光子有效转换为了电池的光电流, 金属自身的吸收损耗很小. 图 4 中的截面 (XOY 面, 与入射光方向垂直) 光强分布进一步说明了这一点. 图 4(a) 和图 4(b) 分别为 X 方向和 Y 方向偏振的光子强度, 入射光为 X 方向偏振光. 从图 4(a) 可以看出, 当光子到达渔网结构时, 受金属网线的等离共振散射, 光子较为均匀地分布在网孔当中. 图 4(b) 显示部分光子经散射后, 偏振方向从 X 方向变化到 Y 方向, 说明光子传播方向发生了 90° 偏转. 即这部分光子从垂直界面方向跳转到沿界面方向传播, 这也是电池吸收光谱和能量转换效率显著

增加的重要原因.

4 总 结

与传统的三维金属纳米结构相比, 平面型的渔网超结构可以在保持表面等离共振的同时显著降低自身的欧姆吸收损失, 为实施高响应、低损耗的光子调控提供了一条新的途径. 本文通过 FDTD 和 RCWA, 在纳米尺度上对渔网超结构的消光、散射、吸收等光谱特征做了较为系统的讨论, 为这一结构的等离激元光学调控提供了一个“图谱化”的参考依据. 按图索骥, 可以合理选择共振峰的波长位置、振动模式、消光强度, 以及散射和吸收光子在消光光谱中的占比等. 针对晶硅薄膜电池在红光和近红外波段吸收较弱的问题, 经优化后使渔网结构的等离共振波长红移至 770 nm, 相对消光截面达到 1.69 , 同时散射光在消光光谱中占据主导地位. 以此构建的晶硅薄膜电池在波长大于 800 nm 的波段吸收效率显著增强, 对应的能量转换效率也明显提高.

参考文献

- [1] Sobhani F, Heidarzadeh H, Bahador H 2020 *Chin. Phys. B* **29** 068401
- [2] Deceglie M G, Ferry V E, Alivisatos A P 2012 *Nano Lett.* **12** 2894
- [3] Shen X Q, Wang Q K, Wangyang P H 2016 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28** 1477
- [4] Pylypova O, Havryliuk O, Antonin S, Evtukh A, Skryshevsky V, Ivanov I, Shmahlii S 2021 *Appl. Nanosci.* DOI: 10.1007/s13204-021-01699-6
- [5] Ding D, Yang S E, Chen Y S, Gao X Y, Gu J H, Lu J X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 248801 (in Chinese) [丁东, 杨仕娥, 陈永生, 郜小勇, 谷锦华, 卢景霄 2015 物理学报 **64** 248801]
- [6] Gong B Q, Chen X Y, Wang W P, Wang Z Y, Zhou H, Shen X Q 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 188801 (in Chinese) [宫步青, 陈小雨, 王伟鹏, 王治业, 周华, 沈向前 2020 物理学报 **69** 188801]

- [7] Peng X S, Wang Z D, Deng W J, Zhu Z F, Zhou J J, Zhang Y J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 068501 (in Chinese) [彭新村, 王智栋, 邓文娟, 朱志甫, 邹继军, 张益军 2020 *物理学报* **69** 068501]
- [8] Liu L, Han D Z, Shi L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 157301 (in Chinese) [刘亮, 韩德专, 石磊 2020 *物理学报* **69** 157301]
- [9] Saive R, Atwater H A 2018 *Opt. Express* **26** A275
- [10] Jang Y H, Jang Y J, Kim S, Quan L N, Chung K, Kim D H 2016 *Chem. Rev.* **116** 14982
- [11] Lee J Y, Peumans P 2010 *Opt. Express* **18** 10078
- [12] Spinelli P, Polman A 2012 *Opt. Express* **20** A641
- [13] Mandal P, Sharma S 2016 *Renewable Sustainable Energy Rev.* **65** 537
- [14] Ueno K, Oshikiri T, Sun Q, Shi X, Misawa H 2018 *Chem. Rev.* **118** 2955
- [15] Wu F, Guo Z W, Wu, J J, Jiang H T, Du G Q 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 154205 (in Chinese) [吴丰, 郭志伟, 吴家驹, 江海涛, 杜桂强 2020 *物理学报* **69** 154205]
- [16] Dai Z G, Hu G W, Ou Q D, Zhang L, Xia F N, Garcia V F J, Qiu C W, Bao Q L 2020 *Chem. Rev.* **120** 592
- [17] Wu H, Wu J Y, Chen Z 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 010201 (in Chinese) [吴晗, 吴竞宇, 陈卓 2020 *物理学报* **69** 010201]
- [18] Yang J, Sauvan C, Liu H T, Lalann P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 043903
- [19] Hamm J M, Wuestner S, Tsakmakidis K L, Hess O 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 167405
- [20] Ji L, Varadan V V 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 043114
- [21] Seal S, Budhraj V, Ji L, Varadan V V 2015 *Int. J. Photoenergy* **46** 910619
- [22] Zhou H, Xie J, Mai M F, Wang J, Shen X Q, Wang S Y, Zhang L H, Kisslinger K, Wang H Q, Zhang J X, Ke S M, Zeng X R 2018 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **10** 16160
- [23] Feng N N, Jurgen M, Zeng L R, Liu J F, Hong C Y, Lionel K, Duan X M, 2007 *IEEE Trans. Electron Devices* **54** 1926

Plasmon modes of fishnet metastructure and its trapping and control of light for thin film solar cells^{*}

Jiang Yue¹⁾ Wang Shu-Ying¹⁾ Wang Zhi-Ye¹⁾ Zhou Hua²⁾
Ka Ma-Le¹⁾ Zhao Song¹⁾ Shen Xiang-Qian^{1)†}

¹⁾ (*Xinjiang Key Laboratory of Solid State Physics and Devices, School of Physical Science and Technology, Xinjiang University, Urumqi 830046, China*)

²⁾ (*School of Physics, Shandong University, Jinan 250100, China*)

(Received 12 April 2021; revised manuscript received 12 June 2021)

Abstract

The fishnet metastructure has plane, near-optical lossless characteristic, and can excite surface plasmons in a specific light field. It has great potential in enhancing the response efficiency of photonic devices. Based on the finite difference time domain method and rigorous coupled wave analysis, in this paper, we systematically study the plasmon resonance mode of the fishnet metastructure and its light wave regulation performance on the crystalline silicon thin film solar cells. The research results show that the characteristics of absorption, scattering and extinction for the fishnet structure strongly depend on the thickness, line width, period and other characteristic parameters of the metal layer. Through optimizing the design, the resonant peak is red-shifted to 770 nm, and the relative extinction cross-section reaches 1.69, and the scattered light occupies a dominant position in the extinction spectrum. The crystalline silicon thin film solar cell with a response layer thickness of 2 μm constructed in this way has a significantly enhanced absorption efficiency in the wavelength band greater than 800 nm, and the final energy conversion efficiency of the device increases from 6.67% to 8.25%. The light intensity distribution shows that the enhanced backscattering caused by resonance and the large-angle deflection of the photon propagation direction are important reasons for the response gain of the solar cell.

Keywords: fishnet metastructure, plasmon, optical control, energy efficiency

PACS: 88.30.gg, 88.40.H-, 88.40.J-, 88.40.jj

DOI: 10.7498/aps.70.20210693

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11804050), the Higher Education Research Program of Xinjiang Uygur Autonomous Region, China (Grant No. XJEDU2017S004), and the Natural Science Foundation of Xinjiang Uygur Autonomous Region, China (Grant No. 2018D01C048).

[†] Corresponding author. E-mail: sxqlyq@xju.edu.cn