

基于 $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{-SiC-Ag}$ 多层结构的介电常数 近零超低开关阈值光学双稳态器件*

胡生润¹⁾²⁾ 季学强¹⁾³⁾ 王进进¹⁾³⁾ 阎结昀¹⁾²⁾
张天悦^{1)3)†} 李培刚^{1)2)3)‡}

1) (北京邮电大学, 信息光子学与光通信国家重点实验室, 北京 100876)

2) (北京邮电大学理学院, 信息功能材料与器件实验室, 北京 100876)

3) (功率器件与功率集成实验室, 北京邮电大学集成电路学院, 北京 100876)

(2023年9月20日收到; 2023年10月25日收到修改稿)

光学双稳态这一非线性光学现象因其在全光系统中的巨大应用潜力而备受关注. 然而微弱的非线性响应往往需要巨大的输入功率才能实现光学双稳态, 导致其实用性不强. 本文基于 $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{-SiC-Ag}$ 的金属-介电材料多层结构, 在实现介电常数近零的大场增强的同时, 还引入了具有大非线性系数的材料, 并基于有限元法研究了介电常数近零层的厚度和长度对光学双稳态的影响. 研究表明, 光学双稳态随介电常数近零层的厚度和长度的增大而变得愈发显著, 在通信波段的开关阈值低至约 10^{-6} W/cm^2 , 与之前报道的基于介电常数近零材料的光学双稳态相比, 降低了9个数量级, 展现了在光子集成电路产业化中的巨大应用潜力.

关键词: 光学双稳态, $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{-SiC-Ag}$, 介电常数近零材料, 非线性光学

PACS: 42.25.Bs, 73.40.Qv, 73.61.-r, 42.65.Hw

DOI: 10.7498/aps.73.20231534

1 引言

光学双稳态是一种重要的非线性光学现象, 因其具有全光信息处理的巨大潜力而受到研究者的广泛关注与持续探索^[1,2]. 通过调制输入强度, 双稳态系统在输出和输入强度之间会表现出类似磁滞回线的电滞回线, 并能完整地重复和循环^[3]. 这种具备上述特性的光学双稳态不仅可以作为全光集成电路中的光存储单元, 还可用作量子通信中表示0和1比特信息单元. 因此, 光学双稳态器件在全光逻辑^[4]、开关^[5]、传感^[6]和存储^[7,8]等领域得到

了广泛应用.

光学双稳态的理论基础可以追溯到腔量子电动力学 (cavity quantum electrodynamics, QED) 领域, 早期的研究证明了通过将两能级原子耦合到光学腔中来实现双稳态行为的可能性^[9]. 随后的光学双稳态实验使用了将非线性光折变材料置于法布里-珀罗谐振器来实现, 进一步推进了对这一有趣现象的理解^[10]. 在这种情况下, 被称为克尔效应的三阶非线性光学过程是产生光学双稳态的重要条件. 然而, 通常情况下, 克尔效应十分微弱, 需要极高输入功率才能获得有效的响应^[11]. 为了应对这一挑战, 研究人员主要从两个方面着手: 一方面探

* 国家自然科学基金 (批准号: 51572241)、北京邮电大学博士生创新基金 (批准号: CX2023301) 和中央高校基本科研业务费专项基金 (批准号: 2023RC87) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tianyue_zhang@bupt.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: pgl@bupt.edu.cn

索具有大非线性系数材料,如碳化硅^[12]、石墨烯^[13]和液晶^[14]等;另一方面试图通过更大的场增强来引发非线性效应的提升.因此,能够产生极大场增强的介电常数近零(epsilon-near-zero, ENZ)材料进入研究者的视野中. ENZ 材料具有极低的介电常数,研究表明当其厚度足够薄(等于或小于 ENZ 波长的 1/50),可以激发特殊表面波模式称为 ENZ 模式^[15-17]. 该模式将大部分电场束缚在极薄的 ENZ 层中,从而增强了电磁波与物质之间的相互作用^[18,19]. 目前,已有许多研究利用各种 ENZ 材料实现了光学双稳态,如石墨烯^[20]和透明导电氧化物(transparent conductive oxides, TCO)^[21,22]等. 然而,这些研究结果基本上不适用于光通信波段(1550 nm),因此在实际应用中缺乏价值. 此外,这些方案的开关阈值通常在 kW/cm²^[20]乃至 GW/cm²^[21]级别,对于应用在高度集成的光子集成电路中作为光子器件单元来说仍然是一个巨大挑战. 另一方面,由于需要极高入射功率,意味着必须使用相应高功率的光源,高功率的入射光能量在材料损伤阈值方面也提出了更为严格的要求. 因此,现在迫切需要一种能在通信波段实现极低开关阈值的光学双稳态器件方案.

金属-绝缘体-金属(metal-insulator-metal, MIM)结构因其高质量因子和强模约束的特性,被广泛应用于各种场增强的研究中^[23]. 本文借鉴了经典的 MIM 结构,使用超宽禁带半导体材料氧化镓(Ga₂O₃)替代原有的绝缘体材料,并以此为基础,在中间插入了基于碳化硅-银(SiC-Ag)多层堆叠结构的 ENZ 层,设计了一种金属-半导体-介电常数近零材料-半导体-金属(metal-semiconductor-ENZ-semiconductor-metal, MSESMS)结构的光学双稳态器件,并系统性地研究了其在不同 ENZ 层结构参数下的光学双稳态特性,得到的开关阈值远低于以往文献的报道^[20-22],实现了通信波长下的超低开关阈值光学双稳态. 该研究有利于推动光子集成电路的发展质量,加速解决其商业应用的问题.

2 理论模型与数值计算

图 1(a), (b) 展示了设计的 MSESMS 光学双稳态器件结构示意图和具体参数. Ag 作为一种等离子体材料,表现出强烈的场约束和增强效应,是控

制光与物质相互作用的理想选择^[24]. 因此,在该结构中引入金属 Ag,并设置其厚度为 180 nm 以确保光不能透过. 本文采用透明导电氧化物 Ga₂O₃ 作为半导体材料嵌入两层 Ag 之间,综合考虑上下两个 Ag-Ga₂O₃ 界面所需要的近耦合距离^[25],以及小的有效模式面积所要求的大介电层厚度^[26],设定每层 Ga₂O₃ 的厚度为 30 nm. Ga₂O₃ 具有较大的介电常数、超高理论击穿电场强度以及优异的物理化学稳定性^[27],已广泛应用于光电探测器^[28-30]和高功率器件^[31]等领域.

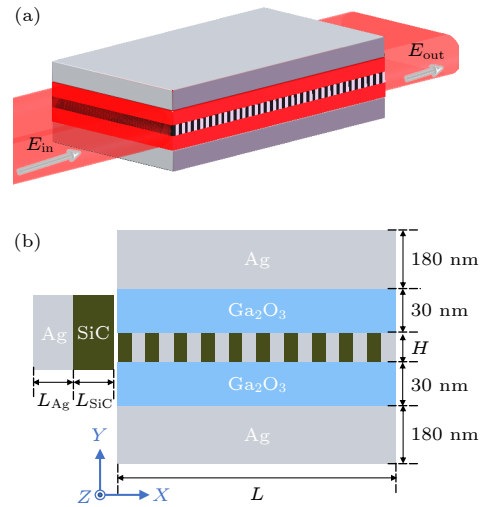


图 1 (a) 基于 ENZ 材料(Ga₂O₃-SiC-Ag)的光学双稳态的工作原理图; (b) 多层光学双稳态器件的几何特性图
Fig. 1. (a) The working principle diagram of an optical bistable based on ENZ material (Ga₂O₃-SiC-Ag); (b) the proposed multi-layered optical bistable device's geometric characteristics.

在 ENZ 材料区域,本文使用了基于 SiC-Ag 层的多层堆叠结构. 以往的研究表明,这种结构能够打破材料固有特性的支配,实现有效 ENZ 波长的宽波段调谐^[32],有利于在通信波长实现光学双稳态. 同时这种多层堆叠结构的 ENZ 材料,还能集成具有大的三阶光学非线性极化率的宽禁带半导体 SiC^[33-35]. 因此,本文中设计的器件不仅能够实现场增强效果,还引入了具有大非线性系数的材料,为实现超低开关阈值的光学双稳态奠定了基础. 当电场的极化方向平行于 SiC-Ag 多层堆叠层的层面时,有效介电常数($\epsilon_{//}$)可按照有效介质理论由下列公式确定:

$$SF = L_{Ag}/(L_{Ag} + L_{SiC}), \quad (1)$$

$$\varepsilon_{//} = \text{SF}\varepsilon_{\text{Ag}} + (1 - \text{SF})\varepsilon_{\text{SiC}}, \quad (2)$$

式中, L_{Ag} 和 L_{SiC} 分别表示 SiC-Ag 层内 Ag 和 SiC 层的宽度, ε_{Ag} 和 ε_{SiC} 分别为 Ag 和 SiC 的介电常数. H 代表 ENZ 材料层的厚度, L 代表器件 X 方向的长度, 由 ENZ 材料区 SiC-Ag 层的对数确定.

使用以上参数, 本文计算了平行介电常数 ($\varepsilon_{//}$) 作为波长和 Ag 填充分数 (silver fraction, SF) 的函数, 并在图 2(a) 中展示了 $\varepsilon_{//}$ 随二者变化而发生的正负性变化. 在本研究中, Ag 的折射率由 Johnson 和 Christy^[36] 根据实验测量得到, SiC 的折射率则是基于 Larruquert 等^[37] 进行实验测量所得. 红色区域表示 $\varepsilon_{//} > 0$, 蓝色区域表示 $\varepsilon_{//} < 0$, 而中间黑色实线所代表的区域则是 $\varepsilon_{//} \approx 0$ (ENZ) 区域. 从图 2(a) 可以观察到, 随着 Ag 的填充分数增大, ENZ 波长范围向短波长方向移动. 因此, 在选择与通信波长更接近的前提下, 本文选取了 Ag 填充分数为 0.1 的 SiC-Ag 多层堆叠结构 (绿色虚线). 图 2(b) 显示了该结构在 1405 nm 附近 (介电常数近零) 时对应 $\varepsilon_{//}$ 的实部和虚部曲线.

光反馈和非线性是实现光学双稳态的两个要素. 如前所述, 当 SiC-Ag 多层堆叠结构薄层 ($H \leq \text{ENZ 波长}/50$) 在 ENZ 波长区域内, 会产生 ENZ 模式从而将大部分电场局域在薄层内. 当更多的电场被约束在 SiC-Ag 薄层中时, 由于层中金属 Ag 的存在, 势必会导致更大的损耗 (loss). 因此, 随光切换的 ENZ 模式的高损耗态与普通模式的低损耗态就构成了光学双稳态的必要光反馈机制. 其次就是考虑材料中的非线性, 材料的介电常数通过非线性关系映射到电场强度可以表示为

$$\varepsilon_{\text{L}} + \chi^{(3)}|E_{\text{loc}}|^2, \quad (3)$$

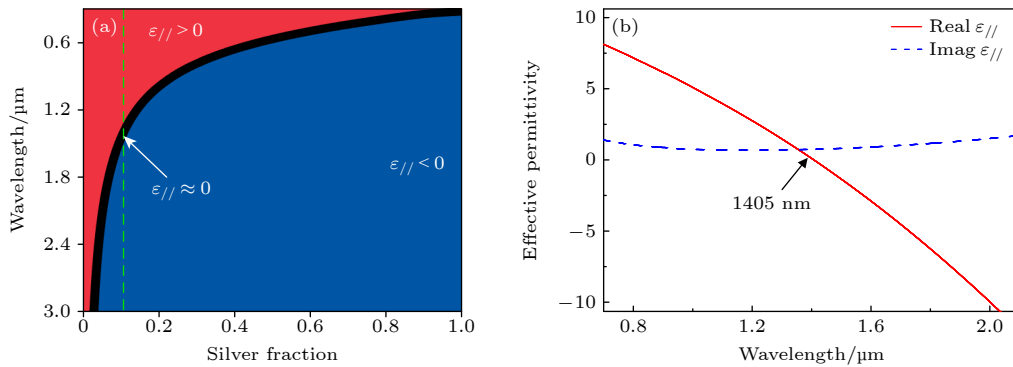


图 2 (a) 正负介电常数的光学相图; (b) Ag 填充分数为 0.1 的多层结构平行介电常数 $\varepsilon_{//}$ 的实部和虚部

Fig. 2. (a) Optical phase diagram of the positive and negative permittivities; (b) real and imaginary parts of the parallel ($\varepsilon_{//}$) permittivities for the multilayer structure with a Ag fraction of 0.1.

式中, ε_{L} 代表由材料折射率计算得出的相对介电常数, $\chi^{(3)}$ 表示材料的三阶非线性极化率, $|E_{\text{loc}}|$ 是非线性材料内部局域电场强度. 可以看出, 非线性材料的介电常数是依赖于结构中的电场强度的, 也就是可以通过改变输入光强度来改变. 换言之, 通过改变输入光强度, 可以改变 SiC-Ag 多层堆叠结构的 ENZ 波长区域, 实现在固定波长条件下损耗模式的调节. 至此, 就可以利用 SiC-Ag 多层堆叠结构薄层的可调谐场约束和非线性特性来实现光学双稳态.

3 仿真模拟实验和结果讨论

有限元法 (finite element method, FEM) 是一种为求解偏微分方程边值问题近似解的数值技术, 其灵活、高效和强大已在各个领域被证实^[38]. FEM 可以根据需要使用适应电磁场解的离散化, 从而能够给出高度精确的解^[39]. 研究中通常采取两种方法: 使用商业软件^[40], 或者基于现有的可编程数学软件包设计用户界面和模拟代码^[41]. 本文基于 FEM, 对提出的 MSESMS 结构光学双稳态器件进行了建模和仿真模拟研究. 其中 SiC-Ag 层的组数为 40 组, H 为 10 nm, 每组长度为 $L_{\text{Ag}} + L_{\text{SiC}} = 5$ nm. SiC 和 Ag 的光学参数与前文一致, 此外 Ga_2O_3 的折射率取为 1.8, 与实验测量区间的折射率数值相符^[42,43]. 图 3(a), (b) 分别展示了器件在低入射光强下 (忽略非线性), 普通模式 (1550 nm) 和 ENZ 模式下 (1350 nm) 的电场模分布图. 与预期一致, 当处于 ENZ 模式时, 大部分电场被限制在 SiC-Ag 多层堆叠结构薄层内部; 而相比之下, 在普通模式下, SiC-Ag 多层堆叠结构薄层并未形成明显

的场约束. 图 3(c), (d) 显示了普通模式和 ENZ 模式下 Y 轴方向电场强度的归一化分布情况 (以 ENZ 模式下最大值为基准). 显然, 在 ENZ 模式中, SiC-Ag 层中的电场强度远高于 Ga_2O_3 层, 并且相对于普通模式有显著增加. 在普通模式下, 由于金属 Ag 存在于 SiC-Ag 层中, 导致其电场强度不及 Ga_2O_3 层. 此外, 在传统 MIM 等离子体结构中, 传播方式产生的电场在金属-绝缘体界面处达到最大值, 并呈指数衰减至绝缘体内 [44]. 然而, 在本文设计的 MSESMS 结构中, 由于在 ENZ 薄层形成了近场耦合效应 [44], 使得电场强度最大值出现在 SiC-Ag 多层堆叠结构薄层内部.

可以预见, 当固定波长而改变入射光强度时, 由于非线性导致的介电常数改变, 会导致类似的由

普通模式到 ENZ 模式的转变. 本文继续计算并绘制了光强变化时上述 MSESMS 结构的 optical bistability, 其中以输入 ($|E_{\text{in}}|$) 和输出 ($|E_{\text{out}}|$) 电场强度为特征. 图 4(a) 展示了 SiC-Ag 层组数为 40 组、 H 为 10 nm 的结构的光学双稳态. 为了探究组数变化对 optical bistability 的影响, 在保持层厚 H 不变的前提下, 计算了 SiC-Ag 层组数为 60 和 80 组时的 optical bistability, 并在图 4(b), (c) 中展示. 3 种情况下的工作波长均设置在通信波长 1550 nm 处. 与预期相符, 3 种结构都表现出了极低的光学双稳态开关阈值 (80, 64 和 128 mV/m), 并且随着 SiC-Ag 层组数的增加, optical bistability 的区间范围扩大, optical bistability 的行为更加明显, 开关阈值略有增大, 但其开关功率阈值 ($\sim |E_{\text{in}}|^2$) 仍比之前的文献 [22] 报道的低接

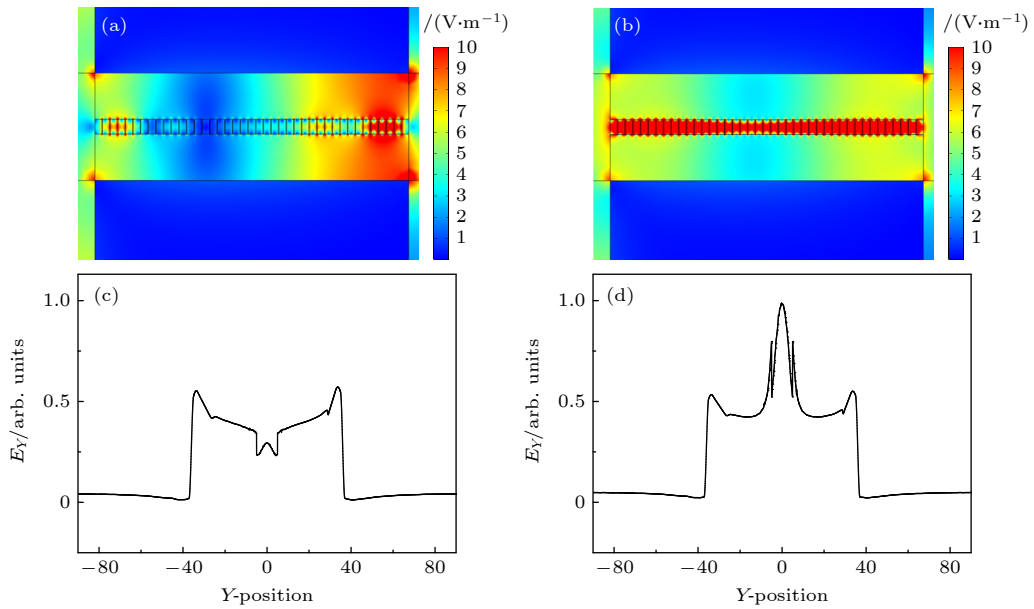


图 3 电场在器件中的空间分布 (a) 普通模式 (1550 nm); (b) ENZ 模式 (1350 nm). Y 方向电场振幅分布 (c) 普通模式 (1550 nm); (d) ENZ 模式 (1350 nm)

Fig. 3. The spatial distribution of the electric field in the device: (a) Normal mode (1550 nm); (b) ENZ mode (1350 nm). The amplitude distribution of the electric field in the Y direction: (c) Normal mode (1550 nm); (d) ENZ mode (1350 nm).

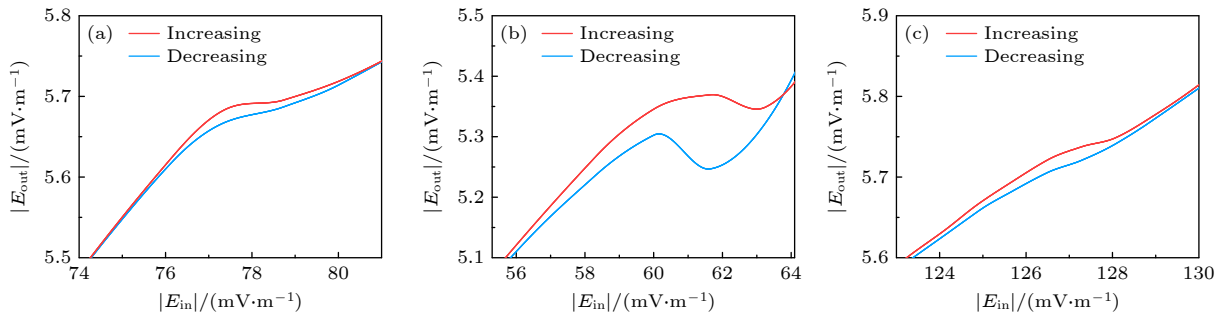


图 4 ENZ 层厚 H 为 10 nm 时, 不同 SiC-Ag 层的对数下基于 ENZ 模式的光学双稳态曲线 (a) 40 组; (b) 60 组; (c) 80 组

Fig. 4. When the ENZ layer thickness H is 10 nm, optical bistable curves are obtained for varying quantities of SiC-Ag pairs: (a) 40 pairs; (b) 60 pairs; (c) 80 pairs.

近 9 个数量级. 值得注意的是, 60 组的器件双稳态现象不仅超过对比 40 组有显著的提升, 甚至比 80 组更为清晰、明显, 并且其开关阈值低于 40 组, 具体原因将在下一节讨论. 另外, 本文使用的 SiC 材料的三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 为 105 esu ($1 \text{ m}^2/\text{V}^2 = 9/(4\pi) \times 10^8 \text{ esu}$)^[34,35], 并且由于这个数值远大于 Ag 和 Ga_2O_3 , 所以 Ag 和 Ga_2O_3 材料的非线性可以忽略不计.

通过调整 ENZ 层厚度, 本文对于 SiC-Ag 层的对数为 40 组, H 为 20 nm 的器件进行同样的建模和仿真模拟研究. 其余参数与前文一致. 图 5(a), (b) 分别展示了器件在普通模式 (1700 nm) 和 ENZ 模式下 (1400 nm) 的电场分布图. 需要注意, 根据有效介质理论计算得出, 本文中采取的多层 ENZ 结构的介电常数近零波长段在 1405 nm 附近, 但是纯粹的有效介质理论, 没有考虑上下两层 Ag- Ga_2O_3 界面及其耦合效应对槽波导中 ENZ 层介电常数近零波长区间的影响. 实际仿真模拟计算中, 由于层厚变化导致的耦合间距以及有效模式面积^[25]等参数的改变, 使得图 3 中 ENZ 层 (层厚 $H = 10 \text{ nm}$) 的 ENZ 波长区间 (1350 nm) 相对图 5 (1400 nm) (ENZ 层厚 $H = 20 \text{ nm}$) 有一定量的蓝移. 其次, ENZ 模式的激发要求与 H 和 ENZ 波长/50 都有关 ($H \leq \text{ENZ 波长}/50$). 所以, 综合两点原因,

为保证结果的可靠性, 把层厚 $H = 10 \text{ nm}$ 组实验波长定为 1550 nm, 同时把层厚 $H = 20 \text{ nm}$ 组的实验波长适当往长波段移动, 选定在 1700 nm. 相应的 Y 轴方向电场归一化强度分布如图 5(c), (d) 所示. 同样, 在 ENZ 模式下相较于普通模式, 大部分电场被限制在由 SiC-Ag 构成的 ENZ 层, 并且实现了显著的电场增强.

本文同样计算、绘制并对比研究了上述 ENZ 层厚度 H 为 20 nm 的器件, 在 SiC-Ag 层的组数分别为 40 组、60 组和 80 组的光学双稳态, 如图 6(a)–(c) 所示. 与之前不同的是, 由于 ENZ 层厚度的增大, 本节适当将操作波长调整至 1700 nm 处, 但仍保持在近红外波段贴近通信波长范围内, 其余的参数保持一致, 并同样只考虑 SiC 材料非线性. 随着组数的增加, 60 组的光学双稳态现象远比 40 组明显, 对比 80 组也是相差无几. 并且与 $H = 10 \text{ nm}$ 时相同, 在开关阈值方面有明显降低, 甚至低于 40 组, 这种现象与克尔效应引起的非线性相移有关. 众所周知, 非线性相移取决于有效模式面积的大小与介质长度, 在改变厚度与组数的同时改变了有效模式面积与介质长度, 这导致了非线性相移, 使得在 60 组的条件下入射波和界面反射波实现了特定的相位匹配, 从而显著地降低了开关阈值且提升光学双稳态的清晰度.

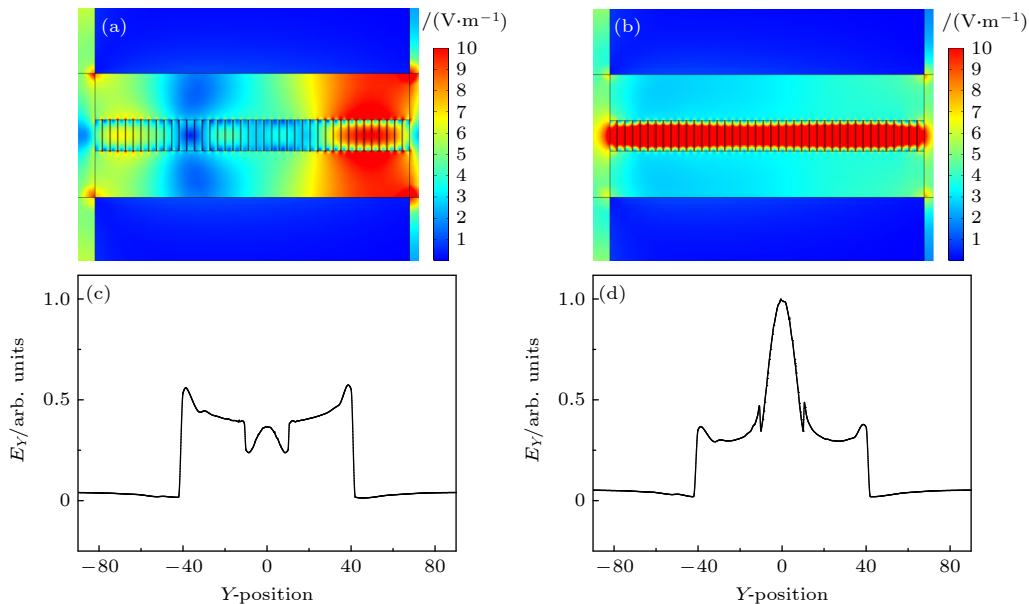


图 5 电场在器件中的空间分布 (a) 普通模式 (1700 nm); (b) ENZ 模式 (1400 nm). Y 方向电场振幅分布 (c) 普通模式 (1700 nm); (d) ENZ 模式 (1400 nm)

Fig. 5. The spatial distribution of the electric field in the device: (a) Normal mode (1700 nm); (b) ENZ mode (1400 nm). The amplitude distribution of the electric field in the Y direction: (c) Normal mode (1700 nm); (d) ENZ mode (1400 nm).

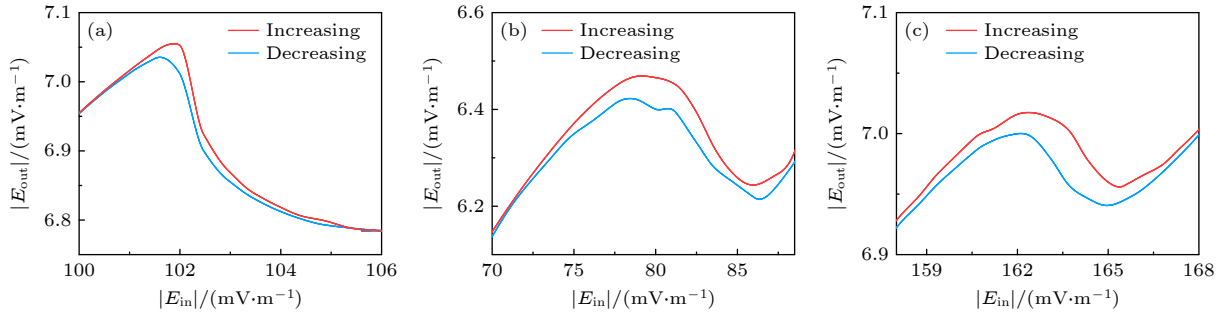


图 6 ENZ 层厚 H 为 20 nm 时, 不同 SiC-Ag 层的对数下基于 ENZ 模式的光学双稳态曲线 (a) 40 组; (b) 60 组; (c) 80 组

Fig. 6. When the thickness H of the ENZ layer is 20 nm, optical bistable curves are obtained for varying quantities of SiC-Ag pairs: (a) 40 pairs; (b) 60 pairs; (c) 80 pairs.

综合分析以上光学双稳态结果, 在相同组数条件下, ENZ 层厚度增大的器件显示出更清晰的光学双稳态行为, 但相应的开关阈值也增大. 这是因为本文中光学双稳态依托于随光切换的 ENZ 模式的高损耗态与普通模式的低损耗态损耗. 而在提出的器件结构中, 损耗的来源有两种, 即金属-介质界面处的反射和金属吸收引起的传播损耗. 图 6 对比于图 4, 在增大了 ENZ 层厚之后, 金属的绝对含量增大, 必然会引发在传播时更大的金属吸收损耗, 导致了更大高低损耗态差, 形成了更加清晰、明显的光学双稳态. 而随着 ENZ 层厚的增大, 同时会导致有效模式面积的增大, 这就导致了在相同组数的情况下, 图 6 的厚 ENZ 层器件相比图 4 的薄 ENZ 层器件, 需要更大的开关阈值来激发光学双稳态. 而分别在图 6 与图 4 各自进行横向对比时, 保持层厚不变, 组数增加, 导致金属-介质界面增加, 这也势必会导致更多的反射损耗发生, 同时组数的增加也会导致更多的传播路径上的吸收损耗, 所以横向对比中, 光学双稳态现象会随长度即组数的增加而表现出更宽的电滞回线和更明显的形态特征, 这与预期是一致的. 对比于之前 Kim 等^[20]研究基于石墨烯薄膜近零介电常数模式的光学双稳态, 本文同样得出了光学双稳态行为随传播长度增大而改善的结论. 在此基础上还讨论了不同波导厚度对光学双稳态的影响, 并且提出的多层结构 ENZ 模型具有多个金属-介电表面, 其在特定的长度下存在特殊的相位匹配机制, 这使得此器件具有之前实验所不具备优良特性, 能够在实现明显光学双稳态现象的同时使得开关阈值进一步降低, 开关功率阈值总体上保持在 $\sim 10^{-6}$ W/cm² ($\sim |E_m|^2$), 较之前的研究降低了 9 个数量级.

最后, 纳米级别的光学微纳结构虽然在计算模

拟、光学仿真方面精确可行, 但确实是在实际加工制作中, 由于加工工艺的难度极大而阻碍了这方面研究的进展. 然而, 本文所提出的基于有效介质理论的多层结构平台, 有着介电常数近零 (ENZ) 波长区域可调谐的优势. 可以根据应用需求选取不同的材料来构成此器件最核心的 ENZ 多层堆叠区域, 同时选用不同的金属-介电比例, 利用以上两点可变性, 能实现 ENZ 波长由几百纳米至几百微米的宽范围调谐. 如此一来, 对应器件的加工工艺要求可以放宽至几十微米, 极大地降低工艺难度, 在实际制作、加工中具备非常大的可行性.

4 结 论

本文设计并研究了一种新型的基于 Ga₂O₃-SiC-Ag 多层的 MSESMS 结构光学双稳态器件. 利用有限元法研究了 ENZ 材料层的横向维度和纵向维度对光学双稳态行为的影响, 以优化器件的性能. 本文通过在能实现大场增强 ENZ 模式的层叠结构中引入具有大非线性系数的 SiC 材料, 成功实现了通信波段超低开关阈值的光学双稳态. 开关阈值比以往基于 ENZ 材料的光学双稳态研究降低了 9 个数量级. 这些研究结果对未来光集成电路中存储、逻辑和开关等单元的发展和应用具有实际意义. 除了非线性光学领域, 层状 Ga₂O₃-SiC-Ag 还为探索新兴现象和扩展光学器件的边界建立了一个多功能平台, 其特有的大场增强能力使它在半导体器件、显微成像、光谱学等领域也具有潜在应用价值.

参考文献

- [1] 1] Dong L J, Xue C H, Sun Y, Deng F S, Shi Y L 2016 *Acta*

- Phys. Sin.* **65** 114207 (in Chinese) [董丽娟, 薛春华, 孙勇, 邓富胜, 石云龙 2016 物理学报 **65** 114207]
- [2] Zhang Q, Zhou S, Li Q H, Wang X Z, Fu S F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 157501 (in Chinese) [张强, 周胜, 励强华, 王选章, 付淑芳 2012 物理学报 **61** 157501]
- [3] Bassani F, Liedl G L, Wyder P 2005 *Encyclopedia of Condensed Matter Physics* (Oxford: Elsevier) pp147–152
- [4] Keshtkar P, Miri M, Yasrebi N 2021 *Appl. Opt.* **60** 7234
- [5] Hu X Y, Jiang P, Ding C Y, Yang H, Gong Q H 2008 *Nat. Photonics* **2** 185
- [6] Liu C W, Liu Y, Du L, Su W J, Wu H, Li Y 2023 *Opt. Express* **31** 9236
- [7] Li Y N, Chen Y Y, Wan R G, Yan H W 2019 *Phys. Lett. A* **383** 2248
- [8] Nozaki K, Shinya A, Matsuo S, Suzaki Y, Segawa T, Sato T, Kawaguchi Y, Takahashi R, Notomi M 2012 *Nat. Photonics* **6** 248
- [9] Carmichael H J 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2273
- [10] Gibbs H M, McCall S L, Gossard A C, Passner A, Wiegmann W, Venkatesan T N C 1979 *Laser Spectroscopy IV* (Berlin: Heidelberg) pp441–450
- [11] Koenderink A F, Alù A, Polman A 2015 *Science* **348** 516
- [12] Powell K, Wang J, Shams-Ansari A, Liao B K, Meng D B, Sinclair N, Li L W, Deng J D, Lončar M, Yi X K 2022 *Opt. Express* **30** 34149
- [13] Peng Y X, Xu J, Dong H, Dai X Y, Jiang J, Qian S Y, Jiang L Y 2020 *Opt. Express* **28** 34948
- [14] Atorf B, Muehlenbernd H, Zentgraf T, Kitzerow H 2020 *Opt. Express* **28** 8898
- [15] Vassant S, Hugonin J-P, Marquier F, Greffet J-J 2012 *Opt. Express* **20** 23971
- [16] Hendrickson J R, Vangala S, Dass C, Gibson R, Goldsmith J, Leedy K, Walker Jr D E, Cleary J W, Kim W, Guo J 2018 *ACS Photonics* **5** 776
- [17] Guo Q Q, Chen Y H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 187303 (in Chinese) [郭琦琪, 陈溢杭 2021 物理学报 **70** 187303]
- [18] Campione S, Brener I, Marquier F 2015 *Phys. Rev. B* **91** 121408
- [19] Vassant S, Archambault A, Marquier F, Pardo F, Gennser U, Cavanna A, Pelouard J L, Greffet J J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 237401
- [20] Kim M, Kim S, Kim S 2019 *Sci. Rep.* **9** 6552
- [21] Wang R, Hu F, Meng Y T, Gong M, Liu Q L 2023 *Opt. Lett.* **48** 1371
- [22] Xu J, Peng Y X, Jiang J, Qian S Y, Jiang L Y 2023 *Opt. Lett.* **48** 3235
- [23] Ding F, Yang Y, Deshpande R A, Bozhevolnyi S I 2018 *Nanophotonics* **7** 1129
- [24] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I 2010 *Nat. Photonics* **4** 83
- [25] Chen L, Shakya J, Lipson M 2006 *Opt. Lett.* **31** 2133
- [26] Sanchis P, Blasco J, Martínez A, Martí J 2007 *J. Lightwave Technol.* **25** 1298
- [27] Guo D Y, Li P G, Chen Z W, Wu Z P, Tang W H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 078501 (in Chinese) [郭道友, 李培刚, 陈政委, 吴真平, 唐为华 2019 物理学报 **68** 078501]
- [28] Ji X Q, Liu M Y, Yan Z Y, Li S, Liu Z, Qi X H, Yuan J Y, Wang J J, Zhao Y C, Tang W H 2023 *IEEE Trans. Electron Devices* **70** 4236
- [29] Dong D M, Wang C, Zhang Q Y, Zhang T, Yang Y T, Xia H C, Wang Y H, Wu Z P 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 097302 (in Chinese) [董典萌, 汪成, 张清怡, 张涛, 杨永涛, 夏翰驰, 王月晖, 吴真平 2023 物理学报 **72** 097302]
- [30] Wang J J, Ji X Q, Yan Z Y, Yan X, Lu C, Li Z T, Qi S, Li S, Qi X H, Zhang S R 2023 *Mater. Sci. Semicond. Process.* **159** 107372
- [31] Ji X Q, Lu C, Yan Z Y, Shan L, Yan X, Wang J J, Yue J Y, Qi X H, Liu Z, Tang W H, Li P G 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 443002
- [32] Guo B, Zhang Z S, Huo Y Y, Wang S Y, Ning T Y 2023 *Chin. Opt. Lett.* **21** 013602
- [33] De Leonardis F, Soref R A, Passaro V M N 2017 *Sci. Rep.* **7** 40924
- [34] Borshch A, Brodyn M, Volkov V I, Rudenko V I, Lyakhovetskii V, Semenov V, Puzikov V 2008 *JETP Lett.* **88** 386
- [35] Brodyn M, Volkov V, Lyakhovetskii V, Rudenko V, Puzilkov V, Semenov A 2012 *J. Exp. Theor. Phys.* **114** 205
- [36] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [37] Larruquert J I, PérezMarín A P, García Cortés S, Rodríguez de Marcos L, Aznárez J A, Méndez J A 2011 *JOSA A* **28** 2340
- [38] Silvester P P, Ferrari R L 1996 *Finite Elements for Electrical Engineers* (Cambridge University Press)
- [39] Jin J M 2015 *The Finite Element Method in Electromagnetics* (John Wiley & Sons)
- [40] Lu J, Thiel D V 2000 *IEEE Trans. Magn.* **36** 1000
- [41] Selli S 2003 *IEEE Antennas Propag. Mag.* **45** 86
- [42] Bhaunik I, Bhatt R, Ganesamoorthy S, Saxena A, Karnal A, Gupta P, Sinha A, Deb S 2011 *Appl. Opt.* **50** 6006
- [43] Pearton S, Yang J, Cary P H, Ren F, Kim J, Tadjer M J, Mastro M A 2018 *Appl. Phys. Rev.* **5** 011301
- [44] Gosciniak J, Hu Z, Thomaschewski M, Sorger V J, Khurgin J B 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200723

Ultralow switching threshold optical bistable devices based on epsilon-near-zero Ga₂O₃-SiC-Ag multilayer structures*

Hu Sheng-Run¹⁾²⁾ Ji Xue-Qiang¹⁾³⁾ Wang Jin-Jin¹⁾³⁾ Yan Jie-Yun¹⁾²⁾
Zhang Tian-Yue^{1)3)†} Li Pei-Gang^{1)2)3)‡}

1) (*State Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China*)

2) (*Laboratory of Information Functional Materials and Devices, School of Science, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China*)

3) (*Laboratory of Power Devices and Power Integrated Circuits, School of Integrated Circuits, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China*)

(Received 20 September 2023; revised manuscript received 25 October 2023)

Abstract

Optical bistability has attracted much attention due to its enormous potential applications in all-optical operation and signal processing. However, the weak nonlinear responses typically require huge pump power to reach the threshold of the optical bistability, thus hindering the real applications. In this study, we propose an efficient optical bistable metamaterial, which is composed of multilayer Ga₂O₃-SiC-Ag metal-dielectric nanostructures. We not only use the epsilon-near-zero (ENZ) with SiC-Ag thin layers to enhance the substantial field, but also incorporate the SiC material to increase its significant optical nonlinear coefficient. In the structural design, the introduction of Ga₂O₃ layer facilitates the light field concentration, contributing to the further reduction in threshold power for optical bistability, and also conducting to the improvement of the physical and chemical stability of the device. The influences of the thickness and length of the ENZ layer on the optical bistability are systematically investigated by using the finite element method. The results demonstrate that optical bistability becomes more pronounced with the increase of the thickness and length of ENZ layer, exhibiting a bistability switching threshold as low as $\sim 10^{-6}$ W/cm² in the telecommunication band. Comparing with the previously reported optical bistability based on ENZ mechanism, the threshold shows a significant reduction by 9 orders of magnitude, demonstrating great application potential in the fields of semiconductor devices and photonic integrated circuits.

Keywords: optical bistability, Ga₂O₃-SiC-Ag, epsilon-near-zero materials, nonlinear optics

PACS: 42.25.Bs, 73.40.Qv, 73.61.-r, 42.65.Hw

DOI: [10.7498/aps.73.20231534](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231534)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51572241), the BUPT Excellent Ph.D. Students Foundation, China (Grant No. CX2023301), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 2023RC87).

† Corresponding author. E-mail: tianyue_zhang@bupt.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: pgli@bupt.edu.cn

基于 Ga_2O_3 -SiC-Ag多层结构的介电常数近零超低开关阈值光学双稳态器件

胡生润 季学强 王进进 阎结昫 张天悦 李培刚

Ultralow switching threshold optical bistable devices based on epsilon-near-zero Ga_2O_3 -SiC-Ag multilayer structures

Hu Sheng-Run Ji Xue-Qiang Wang Jin-Jin Yan Jie-Yun Zhang Tian-Yue Li Pei-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 054201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231534

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231534>

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

基于介电常数近零模式与间隙表面等离激元强耦合的增强非线性光学效应

Enhanced nonlinear optical effects based on strong coupling between epsilon-near-zero mode and gap surface plasmons

物理学报. 2021, 70(18): 187303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210290>

基于石墨烯光力系统的非线性光学效应及非线性光学质量传感

Nonlinear optical effect and nonlinear optical mass sensor based on graphene optomechanical system

物理学报. 2020, 69(13): 134203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191745>

低维半导体材料在非线形光学领域的研究进展

Research progress of low-dimensional semiconductor materials in field of nonlinear optics

物理学报. 2020, 69(18): 184211 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200206>

介电常数近零模式与表面等离激元模式耦合实现宽带光吸收

Broadband absorption caused by coupling of epsilon-near-zero mode with plasmon mode

物理学报. 2018, 67(20): 207301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181106>

介质掺杂近零媒质中光场增强效应及其应用

Optical field enhancements and applications by epsilon-near-zero medium with dielectric dopant

物理学报. 2020, 69(15): 154101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200147>

边界对石墨烯量子点非线性光学性质的影响

Effect of edge on nonlinear optical property of graphene quantum dots

物理学报. 2021, 70(5): 057801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201643>