

基于金属狭缝阵列的各向异性偏振分束器

马婧 刘冬冬 王继成 冯延

Anisotropic polarization beam splitter based on metal slit array

Ma Jing Liu Dong-Dong Wang Ji-Cheng Feng Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 094102 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172292

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172292>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I9>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于不同散射机制特征的海杂波时变多普勒谱模型](#)

A time-varying Doppler spectrum model of radar sea clutter based on different scattering mechanisms

物理学报.2018, 67(3): 034101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.034101>

[圆环结构磁光光子晶体中的拓扑相变](#)

Topological phase transitions in core-shell gyromagnetic photonic crystal

物理学报.2017, 66(22): 224102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.224102>

[基于石墨烯的太赫兹波散射可调谐超表面](#)

Graphene based tunable metasurface for terahertz scattering manipulation

物理学报.2017, 66(20): 204101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204101>

[高极化纯度的超表面透镜设计与应用](#)

Design and application of high polarized purity metasurface lens

物理学报.2017, 66(20): 204102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204102>

[可用于拓宽光波单向传输带宽的光子晶体异质结构界面](#)

Interface of photonic crystal heterostructure for broadening bandwidth of unidirectional light transmission

物理学报.2017, 66(20): 204103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204103>

# 基于金属狭缝阵列的各向异性偏振分束器\*

马婧<sup>1)</sup> 刘冬冬<sup>2)</sup> 王继成<sup>1)3)†</sup> 冯延<sup>1)</sup>

1) (江南大学理学院光电科学与工程系, 无锡 214122)

2) (徐州工程学院数学与物理科学学院, 徐州 221018)

3) (东南大学, 毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

(2017年10月24日收到; 2018年1月5日收到修改稿)

在金属-电介质结构的基础上提出了一种基于金属狭缝阵列的各向异性偏振分束器, 并采用有限元法研究了横磁(TM)和横电(TE)偏振光入射后结构所表现出的负反射和镜面反射等特性. 计算结果表明, 当偏振光的入射角设定在 $20^\circ$ — $70^\circ$ 时, 入射的TM光发生强烈的负反射, 而TE光的负反射很弱, 并随着波长的增加而急剧下降. 分析可得偏振分束光栅的理想负反射点和反射面的完美对称响应效果. 通过仿真得到了理想负反射点的取值范围. 结合严格耦合波法软件, 计算不同偏振光入射时负反射和镜面反射条件下的反射率, 其消光比高达 $10^6$ .

**关键词:** 表面等离子体, 分束器, 负反射, 消光比

**PACS:** 41.20.Jb, 42.79.Dj, 68.47.De, 78.67.Pt

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172292

## 1 引言

类似金属结构的超材料具有独特的电磁特性, 例如突破衍射极限的光收集性能<sup>[1]</sup>、超强传输性能<sup>[2]</sup>、等离子体彩色滤波<sup>[3]</sup>、调控反射或透射光束的传播方向<sup>[4,5]</sup>等. 三维超材料与二维超表面成为光子学领域的研究热点. 对于二维超表面结构, 由于谐振特性的存在, 需要精确地布置其谐振天线的方向和形状才可获得所需的梯度折射率等重要研究参数. 对于多层三维超材料, 其制造工序复杂, 可利用的带宽窄, 金属的固有损耗致使光学效率不高<sup>[6,7]</sup>. 因此, 设计具有良好性能的高密度光栅元件对于光信息处理系统是至关重要的<sup>[8]</sup>.

在光学系统中往往需要对极化偏振态进行控制, 利用传统的偏振分束器(polarization beam splitter, PBS), 如Wollaston棱镜和波片等, 可以使两个入射的正交偏振光的传播方向分离. 但是传统

PBS的结构复杂且无法满足宽带特性的要求<sup>[9-11]</sup>. 随着光栅矢量理论的发展, 基于高空间频率且周期与入射波长相当的微纳金属-介质光栅逐渐成为偏振衍射理论方向的研究热点<sup>[12-14]</sup>. 通过金属-介质光栅可将横电(TE)和横磁(TM)偏振光分离成方向和衍射级次均不同的两束反射光, 展现出了纳米光学材料结构的极化负反射(negative reflection, NR)和镜面反射(specular reflection, SR)特性<sup>[15]</sup>. 该光栅具有体积小、效率高以及带宽宽等优点, 在不依赖于谐振耦合机制的情况下, 灵活易调谐, 有着较为广泛的发展前景<sup>[16,17]</sup>.

本文主要提出了一种基于金属狭缝阵列的各向异性PBS. 讨论了入射角从 $20^\circ$ — $70^\circ$ 变化的NR光谱特性, 可知入射的TM光发生了强烈的NR, 而TE光的NR很弱, 并随着波长的增加而急剧下降. 研究了偏振分束光栅的理想NR现象和完美对称响应, 得到了理想NR点的取值范围并加以验证. 通过计算不同偏振光入射时的NR和SR光谱反射

\* 国家自然科学基金(批准号: 11504139)、江苏省自然科学基金(批准号: BK20140167)、国家博士后基金(批准号: 2017M611693)、江苏省高校自然科学基金(批准号: 16KJB140016)和毫米波国家重点实验室开放课题(批准号: K201802)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jcwang@jiangnan.edu.cn

率和比值,得到了两种情形下的消光比,其最高可达 $10^6$ .

## 2 理论与结构设计

基于表面等离子体激元的偏振分束器结构如图1所示,首先通过纳米压印的工艺技术在硅衬底上放置了聚甲基丙烯酸甲酯(poly-methyl methacrylate, PMMA)光栅,光栅周期 $P$

为750 nm,狭缝宽 $w_1$ 为300 nm,光栅高度 $h_1$ 为200 nm.而后,通过电子束蒸镀(E-beam)法在纳米压印的光栅上沉积厚度为 $h_2 = 50$  nm的金(Au)膜,除了在PMMA的顶部和凹槽中形成厚度为50 nm金膜之外,PMMA阵列的侧壁涂覆厚度为 $w_3 = 35$  nm的金.当以不同偏振态和不同角度的光入射时,理想情况下,会出现NR和SR两种不同的情形.

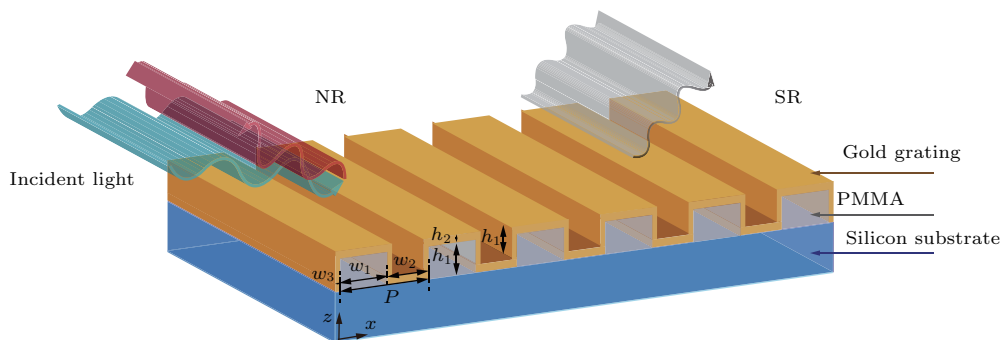


图1 基于金属聚合物阵列结构的PBS示意图(结构参数:  $P = 750$  nm,  $h_1 = 200$  nm,  $h_2 = 50$  nm,  $w_1 = 300$  nm,  $w_2 = 450$  nm,  $w_3 = 35$  nm)

Fig. 1. Schematic diagram of polarization beam splitter based on metal-polymer array structure (structure parameter:  $P = 750$  nm,  $h_1 = 200$  nm,  $h_2 = 50$  nm,  $w_1 = 300$  nm,  $w_2 = 450$  nm,  $w_3 = 35$  nm).

图2为产生两种不同反射现象的原理图.这里,将反射为负的第一衍射级定义为NR,反射为零的衍射级定义为SR,入射光波长 $\lambda$ 均为 $1 \mu\text{m}$ 保持不变.图2(a)中TM光以等离子体波导模式进入狭缝,由于界面的不均匀产生的横向动量, TM光被底部金膜剧烈反射(NR),反射光线与入射光线位于法线同侧,如红色箭头所示.同时基于等离子体共振原理会产生相较于NR强度较弱的SR,如灰黑色箭头所示.图2(b)中TE光不能进入狭缝,原因在于金属表面自由电子发生振荡时,电场方向与光栅方向平行的TE光能够激发电子沿光栅方向引起振荡,从而主要发生SR;电场方向与光栅方向垂直的TM光因不规则表面和周期性结构无法激发自由电子振荡,从而主要发生透射[18,19].

为了有效地描述反射光束,提出了超表面所支持的局部反射系数解析表达式,以便在平面 $x$ - $z$ 中提高入射角度 $\theta_0$ 的反射效率, $\hat{z}$ 沿与表面垂直的方向:

$$r(x) = \frac{\cos \theta_0 - e^{2i\pi x/P}(\cos \theta_0 + 1) - 1}{-\cos \theta_0 + e^{2i\pi x/P}(\cos \theta_0 - 1) - 1}, \quad (1)$$

其中 $P$ 是光栅周期, $\theta_0$ 是光束的入射角.一般而言,

光栅表面的最佳反射系数也会影响局部振幅的调制.然而,入射光束和散射光束之间的精确阻抗匹配保证了光栅结构中100%的光波转换效率.

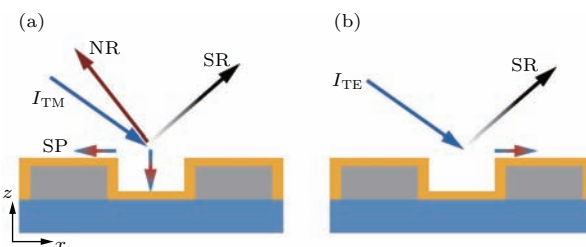


图2 PBS工作原理图 (a)由于不均匀界面导致的横向动量,大部分入射的TM偏振光 $I_{TM}$ 在法线同侧产生NR,少部分经表面等离子共振(surface plasmon resonance, SPR)产生SR; (b)由于界面处的动量守恒,TE偏振光 $I_{TE}$ 产生理想的SR

Fig. 2. Schematic of polarization beam splitter: (a) Due to the lateral momentum caused by the uneven interface, most incident TM polarized light  $I_{TM}$  produces NR on the same side of the normal, and a small part of the SPR produces SR; (b) due to the momentum conservation at the interface, TE polarization  $I_{TE}$  produces the ideal SR.

衍射区域的不同边界线表示不同入射角度下光栅的最大负一级衍射波长,即 $\lambda_G = P \times (1 +$

$\sin \theta_0$ ), 当入射角增大时, 衍射区向长波方向移动, 进而可以根据需要调谐波长. 而NR角的大小会随着入射角变化呈现出非线性变化, 两者间的变化关系可用一阶衍射光栅方程表示:

$$\theta_{nr} = \sin^{-1} \left( \sin \theta_0 - \frac{\lambda_0}{P} \right). \quad (2)$$

该设计结构采用Drude模型来描述金的介电损耗<sup>[20]</sup>, 即

$$\varepsilon_m = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (3)$$

其中  $\varepsilon_\infty = 9$ ,  $\omega_p = 1.3673 \times 10^{16}$  Hz,  $\gamma = 1.0027 \times 10^{14}$  Hz.  $x$  和  $y$  方向看作是周期性边界条件.

### 3 数值模拟与结果分析

为了探讨理论的可行性, 首先通过改变不同偏振光下的入射角大小, 拟合出入射角从 $20^\circ$ — $70^\circ$ 变化的NR光谱, 如图3所示, 不同的颜色表示不同的入射角, 圆点连线和实线分别表示TM和TE光入射时的模拟结果. 可明显看出, 入射的TM光将沿原路发生NR, 且最大反射率大于0.9, 而TE光的NR很弱, 且随着波长的增加而急剧下降. 根据负一级衍射波长公式  $\lambda_G = P \times (1 + \sin \theta_0)$  可知, 当  $\theta_0 = 20^\circ$  时, 衍射波长近似为  $1 \mu\text{m}$ .  $\theta_0$  增大, 衍射波长增大, 光谱呈现出红移的趋势, 且  $\theta_0$  越大, TM光的反射率越低, NR效果越弱<sup>[21]</sup>.

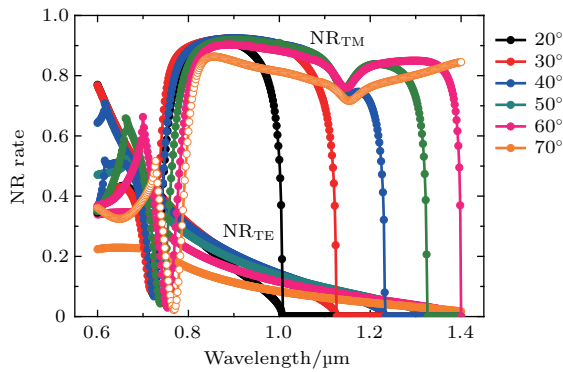


图3 TM和TE入射时的NR光谱图

Fig. 3. NR spectra of TM and TE incidence.

对于不同入射角下的TM偏振光,  $-1$ 级衍射产生的阵列表面角度色散曲线如图4所示. 在入射角范围( $20^\circ < \theta_0 < 70^\circ$ )内, 拟合曲线随入射角的增大而趋于平缓, 即在远离正入射的宽角度范围上实现了NR. 这种宽角度响应出现的原因在于:

表面动量不随入射角变化, 且趋于负无穷, 确保了反射光束的角度在宽角度范围内实现反相. 通常, 所设计的分束器入射角越接近 $45^\circ$ , NR效果越明显. 而接近入射角的下限截止值( $\theta_0 = 18^\circ$ )时近乎无NR, 因此在实际应用中可根据需要进行设计调整. 图中两垂直虚线的交点( $41.84^\circ, -41.84^\circ$ ), ( $-41.84^\circ, 41.84^\circ$ )恰好满足  $P = \lambda/(2 \sin \theta_0)$ , 即为理想的NR点, 此时的耦合效率达到100%.

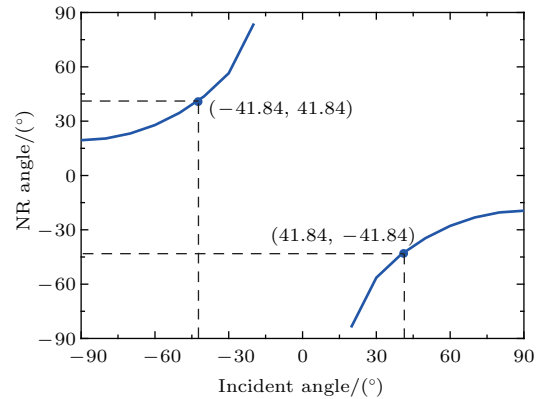


图4 TM偏振光入射时阵列表面的NR角度色散曲线

Fig. 4. NR angle dispersion curve of the array surface with the TM polarized light.

图5(a)所示为反射面的完美对称响应, 若将入射光( $\theta_0$ )的NR率设定为 $x\%$ , 则必定能确保镜面方向( $\theta_{sr} = \theta_0$ )可产生 $(100 - x)\%$ 的耦合效率. 当入射光翻转并且沿镜面方向照亮时,  $(100 - x)\%$ 的效率恰好可以被耦合到 $\theta_0$ 方向, 剩余 $x\%$ 则必须通过惟一的散射通道散射. 考虑到该周期不受入射方向的影响, 并且结构仅允许两个衍射级, 所有剩余能量( $x\%$ )将耦合到反射光束上. 本文将金属光栅看作是能够实现双功能的反射镜元件, 即可用于TE偏振和TM偏振的双端口高效分束器. 为了更直观地分析TM和TE偏振光对两类反射效果的影响, 图5(b)给出了入射角与反射峰值波长的关系曲线. 基于TE和TM模式分裂的特性, 当入射光角度( $\theta_0$ )增大, TM光入射时所产生的两类反射峰波长变化很小, 且与入射光波长大小近似. 而TE光入射时所产生的两类反射峰波长会产生明显的红移(蓝移), 两条反射峰彼此分离, 更有利于对光与光栅结构相互作用的调谐.

基于偏振结构的设计, 利用严格耦合波法仿真了不同偏振光入射时的NR和SR光谱图, 并通过计算得到了两种情形下的消光比, 分别如图6和图7所示. 其中, 颜色代表入射光与反射光的功率

之比. 在NR (图6)和SR (图7)的光谱图中均存在一条明显的色度分界线, 分别表示衍射区(右下方)与非衍射区(左上方)的边界和SPR的共振波长. 相较于图3可知, NR光谱图中随着入射角度的增加, 衍射区延伸到近红外区域, 且当TM偏振光入射角大于 $70^\circ$ 时, 可以在整个可见光范围内实现高效NR效果, 见图6(a); TM偏振光在Au和空气的交界面处产生由SPR引起的单峰, 只有具有比SPR峰值波长更长的TM光才能被强烈反射, 而位于较大入射角处的TE光在可见光和近红外区域主要发生SR, 见图7(a)和图7(b).

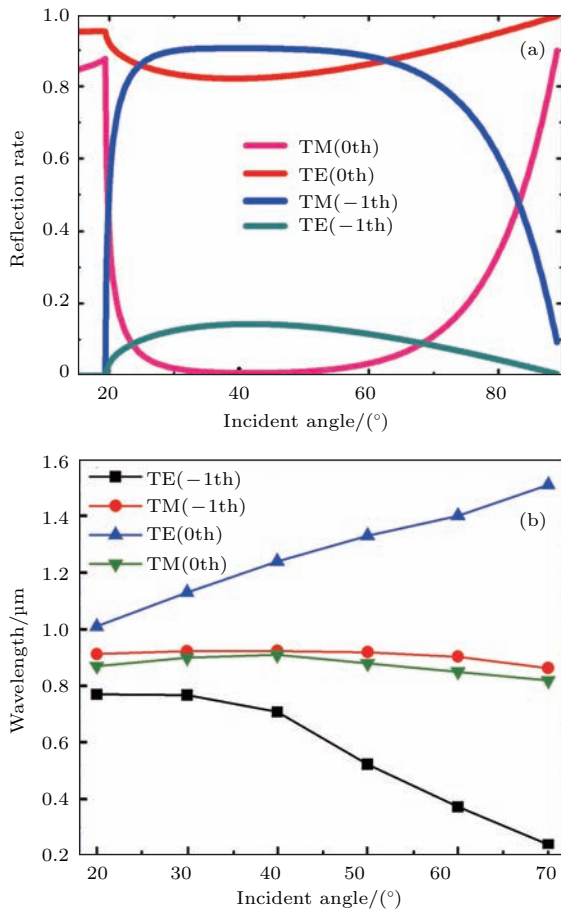


图5 (a) TM和TE偏振光入射时, 反射效率与入射角关系曲线; (b) TM和TE偏振光入射时, 入射角与反射峰值波长关系曲线

Fig. 5. (a) Reflection rate versus incident angle curve for TM and TE polarized incident light; (b) wavelengths of light reflection peaks at different incident angles for TM and TE polarized incident light.

例如, 选取波长为 $1\ \mu\text{m}$ , 入射角为 $40^\circ$ 的TE和TM偏振光,  $\text{NR}_{\text{TM}}$ 和 $\text{NR}_{\text{TE}}$ 的反射效率分别为88%和20%; 而 $\text{SR}_{\text{TE}}$ 和 $\text{SR}_{\text{TM}}$ 的反射效率分别为78%和1%. 图6(c)和图7(c)所示为利用两偏振光

的反射率之比求得的消光比谱图, 可以直接反映反射光的偏振度. 在 $0^\circ$ — $90^\circ$ 全角度范围内,  $\text{NR}_{\text{TM}}$ 大于 $\text{NR}_{\text{TE}}$ , 而在局域范围内 $\text{SR}_{\text{TE}}$ 大于 $\text{SR}_{\text{TM}}$ . 其中, 位于 $10^\circ$ — $60^\circ$ 的入射光内, 可以产生200 nm的带宽, 其 $\text{SR}_{\text{TE}} / \text{SR}_{\text{TM}}$ 的极端消光倍率比最大可达到 $10^6$ , 利用这种性质能够直观地描述金属光栅结构偏振性能的强弱.

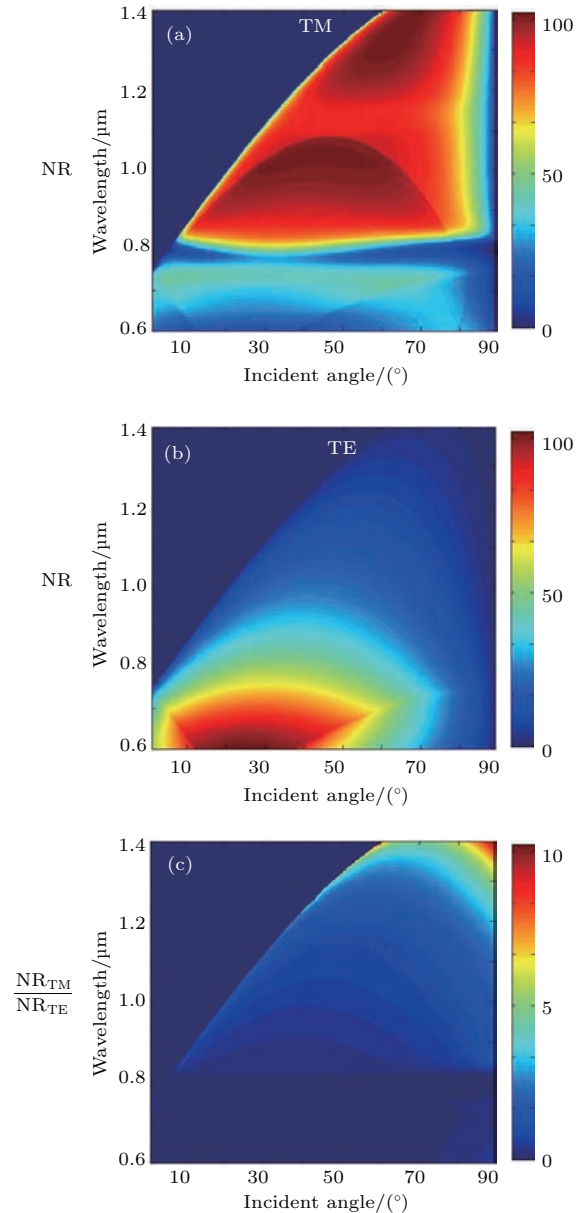


图6 不同偏振光入射时的NR光谱图 (a) TM光入射; (b) TE光入射; (c) 消光比

Fig. 6. NR spectra of different polarized light: (a) TM polarized light; (b) TE polarized light; (c) extinction ratio.

为了进一步验证图4中理想NR点( $41.84^\circ$ ,  $-41.84^\circ$ )所满足的NR和SR的特性, 并清晰地再现超表面PBS的分光效果, 利用有限元法对16个周期的光栅结构进行了仿真实验, 如图8为

$\theta_0 = 41.84^\circ$  入射时  $x$ - $z$  平面的近场区域分布图. 其中, 图 8 (a) 所示为 TM 偏振光入射时  $y$  方向的磁场分布图. 由图 8 (a) 可知, 入射光和 NR 光在  $\theta_0 = 41.84^\circ$  方向的磁场叠加增强, 而镜面发射方向  $\theta_{sr} = 41.84^\circ$  的磁场强度极其微弱, 因而可忽略不计. 图 8 (b) 所示为 TE 偏振光入射时  $y$  方向的电场分布图, SR 光与入射光电场强度相等, 且关于法线对称. 经多次仿真实验发现, 随着 TM 光入射角增大, NR 与入射光叠加的磁场强度先增后减, 而 SR 恰恰相反 [22-24].

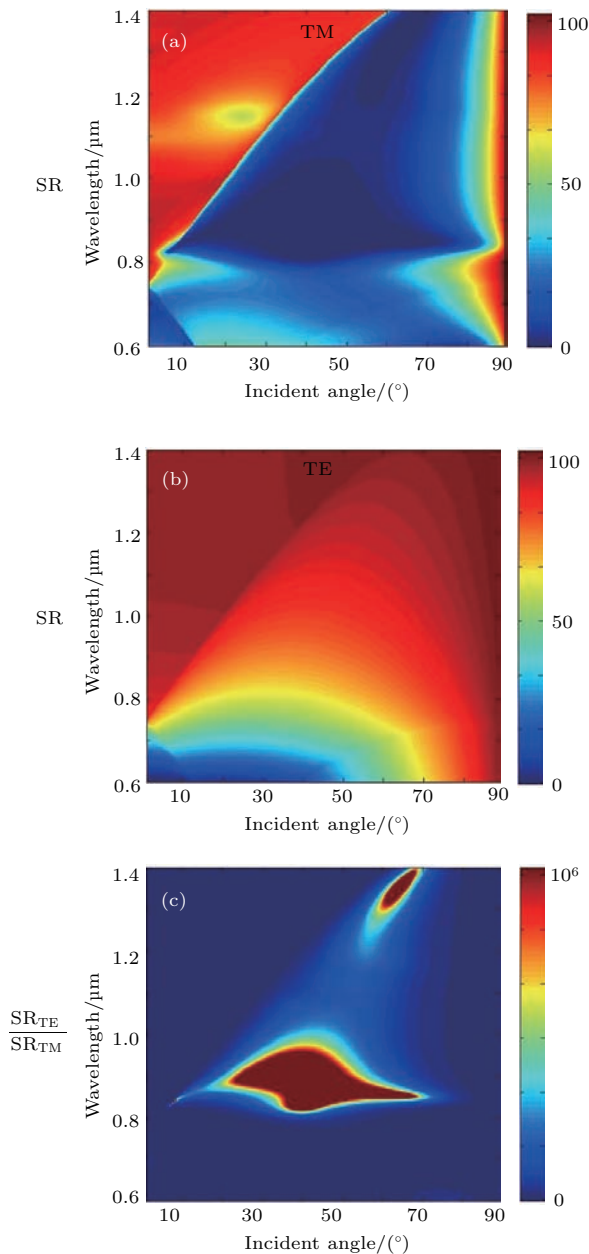


图 7 不同偏振光入射时的 SR 光谱图 (a) TM 光入射; (b) TE 光入射; (c) 消光比  
 Fig. 7. SR spectra of different polarized light: (a) TM polarized light; (b) TE polarized light; (c) extinction ratio.

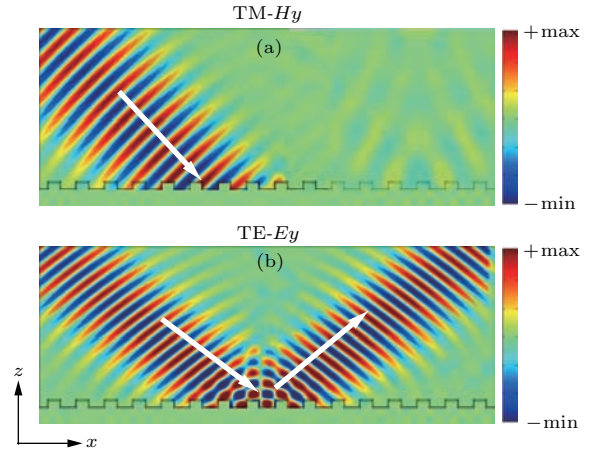


图 8 (a) TM 光入射 ( $\theta_0 = 41.84^\circ$ ) 的磁场模式  $H_y$ ; (b) TE 光入射 ( $\theta_0 = 41.84^\circ$ ) 的电场模式  $E_y$   
 Fig. 8. (a) Magnetic field pattern  $H_y$  of TM polarized light ( $\theta_0 = 41.84^\circ$ ); (b) electric field pattern  $E_y$  of TE polarized light ( $\theta_0 = 41.84^\circ$ ).

### 4 结 论

本文设计了一种基于金属周期阵列的 PBS. 对于 TM 光入射会沿原路反射, 且最大 NR 率大于 0.9, 当入射角越接近  $45^\circ$  时, NR 效果越明显, 且在特定情况下可达到理想 NR 效果, 而 TE 光的 NR 很弱, 并随着波长的增加而急剧下降. 本文探讨的金属-介质阵列的截止效应不仅会阻止 TE 光的透射, 还会使得 TE 光的衍射消失. 相比之下, TM 光被保留下来, 且能产生较为明显的衍射甚至超过狭缝的衍射极限. 基于这一现象, 高达  $10^6$  的极端消光比的分光器件才得以产生, 同时诸多独特的性能特征得以研究和应用. 此外, 为达到实际所需器件的应用性能, 在考虑 TE 光截止效应的同时, 应合理地设置狭缝宽度和光栅周期来确定波长极限; 采用合适的狭缝高度, 有助于进一步改善反射偏振的消光比. 该理论设计结构简单, 通过整合衍射、波导和等离子激元效应, 成为实用型光束分离装置的理想选择, 在全息成像和太阳能电池中具有较好的应用前景.

### 参考文献

- [1] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [2] Pala R A, Liu J S, Barnard E S, Askarov D, Garnett E C, Fan S, Brongersma M L 2013 *Nat. Commun.* **4** 2095
- [3] Xu T, Wu Y K, Luo X G, Guo L J 2010 *Nat. Commun.* **1** 59

- [4] Monticone F, Estakhri N M, Alu A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 203903
- [5] Valentine J, Zhang S, Zentgraf T, Ulin A E, Genov D A, Bartal G, Zhang X 2008 *Nature* **455** 376
- [6] Yu N F, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [7] Yin X B, Ye Z L, Rho J, Wang Y, Zhang X 2013 *Science* **339** 1405
- [8] Zhang W G, Zhang Y X, Geng P C, Wang B, Li X L, Wang S, Yan T Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 070704 (in Chinese) [张伟刚, 张严昕, 耿鹏程, 王标, 李晓兰, 王松, 严铁毅 2017 物理学报 **66** 070704]
- [9] Jofre M, Anzolin G, Steinlechner F, Oliverio N, Torres J P, Pruneri V, Mitchell M W 2012 *Opt. Express* **20** 12247
- [10] Assemat E, Picozzi A, Jauslin H R, Sugny D 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 559
- [11] Zhang X, Liao Q H, Chen S W, Hu P, Yu T, Liu N H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 104205 (in Chinese) [张旋, 廖清华, 陈淑文, 胡萍, 于天宝, 刘念华 2011 物理学报 **60** 104205]
- [12] Luo D, Sun X W, Dai H T, Demir H V 2011 *Appl. Opt.* **50** 2316
- [13] Wang Y P, Wang M P, Huang X Q 2011 *Opt. Express* **19** 25535
- [14] Nguyen H N, Lo Y L, Chen Y B, Yang T Y 2011 *Appl. Opt.* **50** 415
- [15] Wu Y R, Hollowell A E, Zhang C, Guo L J 2013 *Sci. Rep.* **3** 1194
- [16] Chen X, Yang F, Zhang C, Zhou J, Guo L J 2016 *ACS Nano* **10** 4039
- [17] Zheng J, Ye Z C, Sheng Z M, Zhang J 2015 *11th Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim* Busan, South Korea, August 24–28, 2015 p1
- [18] Ye Z C, Zheng J, Sun S, Guo L D, Shieh H P D 2013 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **19** 4800205
- [19] Ni X J, Emani N K, Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M 2012 *Science* **335** 427
- [20] Ordal M A, Long L L, Bell R J, Bell S E, Bell R R, Alexander R W J, Ward C A 1983 *Appl. Opt.* **22** 1099
- [21] Liu M L, Liu R J, Deng X B, Wang Y W, Lei H N 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4030 (in Chinese) [刘明礼, 刘仁杰, 邓晓斌, 王亚伟, 雷海娜 2010 物理学报 **59** 4030]
- [22] Pors A, Albrektsen O, Radko I P, Bozhevolnyi S I 2013 *Sci. Rep.* **3** 2155
- [23] Deng Z L, Zhang S, Wang G P 2016 *Nanoscale* **8** 1588
- [24] Deng Z L, Li X, Wang G P 2017 [arXiv:1705.10171](https://arxiv.org/abs/1705.10171) [physics.optics]

# Anisotropic polarization beam splitter based on metal slit array\*

Ma Jing<sup>1)</sup> Liu Dong-Dong<sup>2)</sup> Wang Ji-Cheng<sup>1)3)†</sup> Feng Yan<sup>1)</sup>

1) (*Department of Opto-electronical Information Science and Engineering, School of Science, Jiangnan University, Wuxi 214122, China*)

2) (*School of Mathematics and Physics Science, Xuzhou University of Technology, Xuzhou 221018, China*)

3) (*State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing 210096, China*)

( Received 24 October 2017; revised manuscript received 5 January 2018 )

## Abstract

Polarizing beam splitter (PBS) can separate the propagating directions of two incident orthogonally polarized light beams. However, conventional PBS and multi-layered metamaterial structures are complicated and neither of them can meet the requirements for broadband characteristics due to their resonant characters. In this paper, an anisotropic beam splitter based on metal slit array of the metal-dielectric structure is proposed in order to simplify the structure and improve the beam splitting efficiency. Because of the transverse momentum generated by the inhomogeneous interface, the transverse magnetic (TM) wave is negatively reflected from the surface of the gold film after it has entered into the slit with the waveguide mode of the plasma. When the free electrons on the metal surface oscillate, the transverse electric (TE) wave parallel to the grating direction can cause electrons to oscillate along the grating direction, so that the TE light cannot enter into the slit, resulting in specular reflection. The finite element method is used to study the effects of TM and TE polarized light such as negative reflection (NR) and specular reflection (SR). The results show that when the incident angle of the polarized light is set to be in a range from  $20^\circ$  to  $70^\circ$ , the incident TM light has a strong NR of about 0.9, but the TE light is weakly reflected and decreases sharply with the increase of the wavelength. The ideal NR points of the beam splitter and the perfect symmetrical response of the reflection surface are calculated, and the ideal NR point satisfies  $P = \lambda / (2 \sin \theta_0)$ . When the incident light angle changes, the variations of the wavelength of the negative and zero order reflection peak are different from those of TM and TE wave, which is more conducive to the tuning of the interaction between light and grating structure. The NR and SR spectral reflectance of different polarized light beams are calculated by rigorous coupled-wave analysis, and the extinction ratios in the two cases are both  $10^6$ . In addition, those designs of plasmonic splitters will pave the way for the practical applications of plasmonic devices in data storages and optical holography.

**Keywords:** surface plasmons, splitter, negative reflection, extinction ratio

**PACS:** 41.20.Jb, 42.79.Dj, 68.47.De, 78.67.Pt

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172292

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11504139), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20140167), the National Postdoctoral Science Foundation of China (Grant No. 2017M611693), the Natural Science Foundation of the Jiangsu Higher Education Institutions of China (Grant No. 16KJB140016), and the Open Fund of State Key Laboratory of Millimeter Waves, China (Grant No. K201802).

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