

· 光电器件与材料 ·

## 金属狭缝填充非线性材料光分束特性的FDTD模拟

罗 虎, 王新林, 朱卫华, 文 明, 陈志勇, 刘 珺, 易陈林

(南华大学电气工程学院, 湖南 衡阳 421001)

**摘 要:**设计并优化了基于金属狭缝填充非线性材料的光分束器。利用时域有限差分法,数值模拟850 nm TM波经填充非线性光学材料InGaAsP的亚波长银薄膜狭缝结构的光分束特性,结果表明:仅仅通过调整金属狭缝宽度、数量或排列顺序,便可调制该光分束器输出端口数量或能量分布;改变入射光强,可动态调控输出端口数量。设计的七缝对称结构具有1×5对称光分束特性。该器件具有动态可调、结构相对简单、输出端口较多等特点,在微纳光子集成和光通信中有潜在应用价值。

**关键词:**表面等离子体;光分束器;时域有限差分法;非线性材料;金属狭缝

中图分类号: TN256

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2012)01-0054-06

## FDTD Simulation on Optical Beam Splitting Properties via Metal Nanoslits Containing Nonlinear Materials

LUO Hu, WANG Xin-lin, ZHU Wei-hua, WEN Ming, CHEN Zhi-yong, LIU Jun, YI Chen-lin

(School of Electrical Engineering, University of South China, Hengyang 421001, China)

**Abstract:** The optical beam splitter based on metal nanoslits containing nonlinear materials is designed and optimized. Finite-difference time-domain (FDTD) method is employed to numerically simulate optical beam splitting properties of TM-polarized plane wave with a wavelength of 850 nm via subwavelength silver nanoslits containing nonlinear materials InGaAsP. The results show that the number of output ports or energy distribution can be adjusted simply by changing the width, number or order of the nanoslits. The number of output ports can be dynamically controlled by changing the intensity of incident light. The symmetric structure of seven nanoslits possesses 1×5 symmetric optical beam splitting properties. Due to the more compact architecture, more output ports and the dynamical control method, the devices are important for potential applications in micro-nano photonic integration and optical communication.

**Key words:** surface plasmon; optical beam splitter; finite-difference time-domain method; nonlinear materials; metal nanoslits

最近十几年,基于表面等离子体(surface plasmon, SP)的微纳光子器件及回路一直是国际上科学研究的热点。尤其是1998年Ebbesen等<sup>[1]</sup>在Nature上报了金属薄膜亚波长孔阵列的异常光透射(extraordinary optical transmission, EOT)现象,引发了国内外学者的广泛关注。随着精密微纳加工技术的进步和近场光学等理论研究的深入,对SP的研究已形

成了表面等离子体光子学(plasmonics)<sup>[2]</sup>。包括Ebbesen在内的许多学者认为SP在EOT现象中起着重要的作用<sup>[3-6]</sup>。SP是由电磁场与可迁移的表面电荷(如金属中的自由电子)相互作用所激发的,在介电常数符号相反的2种介质界面(通常为金属-介电质界面)上存在的一种电磁表面波<sup>[7]</sup>。SP的波长小于激发波的波长,在垂直界面的2个方向上均以指数

收稿日期:2012-02-15

基金项目:国家自然科学基金(11174119)

作者简介:罗虎(1986-),男,安徽肥西人,硕士研究生,主要从事激光与光电子技术及应用方面的研究;王新林(1970-),男,博士,教授,硕士研究生导师,目前主要学术研究方向:高功率激光、超快激光与物质相互作用的基础理论与数值模拟;激光制备新型光电、热电功能材料与器件及其性能检测、表征;智能激光加工系统与激光先进制造技术。

形式衰减,穿透进金属的深度一般为10 nm量级,利用SP的亚波长特性和低维度特性可以进行超衍射极限光传输。SP的另一突出特点是巨大的局部场增强特性,在高效光学元器件中有着重要的应用。因此,SP在微纳光子学领域显示出巨大的应用潜力,被誉为目前最有希望的微纳集成光子器件的信息载体<sup>[8]</sup>。

基于SP的金属微纳结构光束控制器件是表面等离子体光子学领域研究重点之一,包括光分束、束偏折、光聚束、光准直等<sup>[9-15]</sup>。光分束器是光学中常用的器件,研究基于SP的金属微结构光分束器在光通信等领域具有重要的意义。文献[13]基于输出端具有金属-介质表面光栅修饰的单狭缝金属薄膜结构实现了定向耦合光分束,该分束器输出端口较多,但结构也较复杂。文献[10, 12]通过金属多狭缝填充非线性光学材料结构实现了1×2光分束器,该分束器结构相对简单;另外,结合SP对环境折射率敏感的特性与非线性介质的光克尔效应,通过改变入射光源的光强可以动态调控该器件的光分束特性<sup>[12, 16]</sup>;然而,该器件具有输出端口少的不足。针对目前基于金属微纳结构的光分束器结构较复杂、输出端口少的不足,优化设计金属狭缝填充非线性光学材料结构的金属狭缝宽度、个数及其排列顺序,得到了1×5对称光分束器,该器件具有结构相对简单、输出端口较多、可动态调控的特点。

## 1 数值模拟方法

文中的数值模拟采用时域有限差分(finite difference time domain, FDTD)法<sup>[17, 18]</sup>,它是一种求解电磁场的时域计算方法。FDTD法直接求解含时间变量的麦克斯韦旋度方程,利用二阶中心差分近似把旋度方程直接转换为差分方程,按照Yee氏网格划分,对电场 $E$ 、磁场 $H$ 分量在空间和时间上采取交替抽样的离散方式,每一个 $E$ (或 $H$ )场分量周围有4个 $H$ (或 $E$ )场分量环绕,在一定体积内和一段时间上进行数值计算求解。散射计算时,通常在FDTD计算区域引入连接边界,在连接边界处设置入射波。为了在有限计算区域模拟无界空间中的电磁问题,必须在计算区域的截断边界上设置吸收边界条件。FDTD方法已在很多方面显示出独特的优越性,尤其是在解决有关非均匀介质、任意形状和复杂结构的电磁问题中更加突出。

金属材料的色散特性导致传统的FDTD差分格

式不再适用,选择合适的金属材料色散模型对光频区域中短脉冲传播和宽频率范围内传播现象的数值模拟至关重要<sup>[19]</sup>。文中采用广泛使用的Drude模型来描述金属介电常数的频率依赖特性

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1)$$

其中, $\epsilon_{\infty}$ 为高频极限下的介电常数; $\omega_p$ 为金属等离共振频率; $\gamma$ 为电子振荡频率。选取 $\epsilon_{\infty}=3.36174$ , $\omega_p=1.3388 \times 10^{16}$  rad/s, $\gamma=7.07592 \times 10^{13}$  rad/s来描述金属银的介电常量<sup>[20]</sup>。把Drude模型表达式代入频域麦克斯韦磁场旋度方程得

$$\nabla \times H(\omega) = -j\omega\epsilon_0\epsilon_{\infty}E(\omega) + j\omega \frac{\epsilon_0\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega}E(\omega) \quad (2)$$

其中, $\epsilon_0$ 为真空介电常数 $j$ 为虚数单位。增加辅助变量 $J$

$$J(\omega) = j\omega \frac{\epsilon_0\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega}E(\omega) \quad (3)$$

并进行离散可得电场在时间上的迭代公式

$$\begin{cases} E_{i+1/2,j,k}^{n+1} = E_{i+1/2,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{eff} \cdot \Delta s} [H_{i+1/2,j+1,k}^n - \\ H_{i+1/2,j,k}^n - H_{i+1/2,j,k+1}^n + H_{i+1/2,j,k}^n - \Delta s \cdot J_{i,j+1/2,k+1/2}^n] \\ J^{n+1} = \frac{1 - \gamma\Delta t/2}{1 + \gamma\Delta t/2} J^n + \frac{\epsilon_0\omega_p^2\Delta t}{1 + \gamma\Delta t/2} E^n \end{cases} \quad (4)$$

其中, $\epsilon_{eff}=\epsilon_0\epsilon_{\infty}$ , $\Delta t$ 、 $\Delta s$ 分别为FDTD计算的时间步长与空间步长,电场、磁场和辅助变量的上标表示离散的时间,下标表示离散的空间位置。磁场仍用传统的FDTD方法计算。

对于Kerr非线性介质,其介电常量 $\epsilon_d$ 由下式确定

$$\epsilon_d = \epsilon_l + \chi^{(3)}|E|^2 \quad (5)$$

其中, $\epsilon_l$ 为线性介电常数, $\chi^{(3)}$ 为三阶非线性极化系数。由电位移矢量 $D$ 与电场矢量 $E$ 之间的本构关系

$$D = \epsilon_0\epsilon_l E + \epsilon_0\chi^{(3)}|E|^2 E \quad (6)$$

电位移矢量 $D$ 可由麦克斯韦磁场旋度方程

$$\frac{\partial}{\partial t} D = \nabla \times H \quad (7)$$

按传统的FDTD差分格式迭代求解出新时刻的电位移矢量值 $D^{n+1}$ 。电场值的计算则需将 $D^{n+1}$ 代入式(6)求解,目前主要有解析法<sup>[21]</sup>和迭代法<sup>[22]</sup>2种。

由于解析法在很多情况下无法求得精确的解析解,选用迭代法求解式(6)。由式(6)可得

$$E = D / \left( \epsilon_0 \epsilon_l + \epsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 \right) \quad (8)$$

用如下的迭代法求解该方程<sup>[22]</sup>

$$E^{p+1} = D^{n+1} / \left( \epsilon_0 \epsilon_l + \epsilon_0 \chi^{(3)} |E^p|^2 \right), p=0, 1, 2, 3 \dots$$

(当 $p=0$ 时,  $E^p = E^n$ )

(9)

在计算中,给出适当的误差范围以结束迭代便可计算电场更新值。磁场仍用传统的FDTD方法计算。

## 2 亚波长金属狭缝填充非线性材料结构模型

结合SP对环境折射率敏感的特性、非线性光学材料的光Kerr效应(光致折射率变化)及SP的局部场增强效应,可有效实现光学器件的全光动态调控。以在可见光和近红外波段具有较小吸收损耗的银作为金属材料研究对象,银薄膜狭缝中填充非线性光学材料InGaAsP,结构如图1所示。

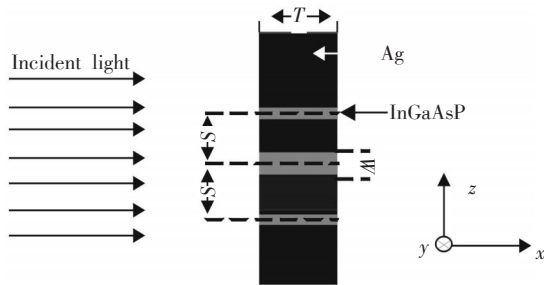
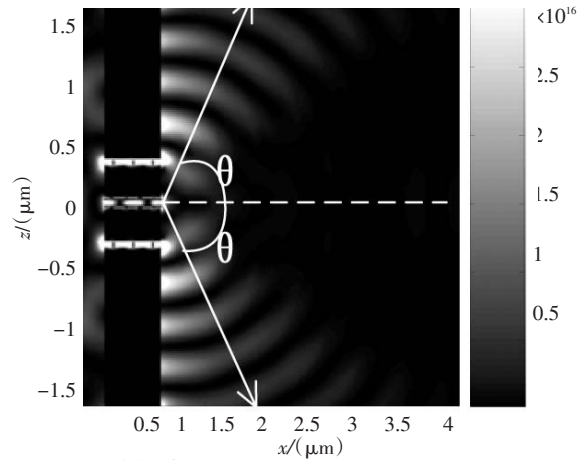


图1 结构模型。黑色部分为金属银,灰色部分为非线性材料InGaAsP; $S$ 为狭缝间隔; $W$ 为狭缝宽度; $T$ 为银薄膜厚度。

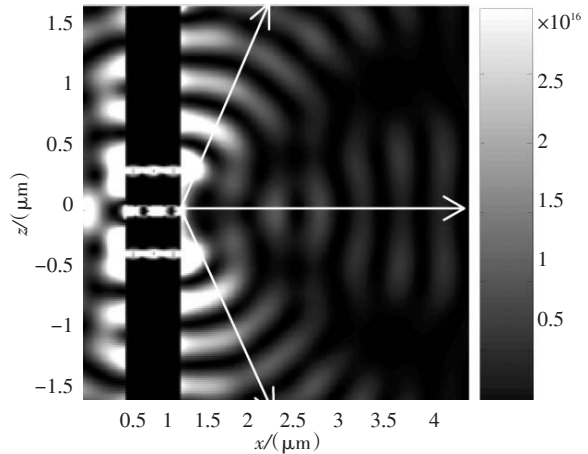
其中,银膜厚度 $T$ 为560 nm,狭缝间距 $S$ 为400 nm,非线性光学材料InGaAsP的线性介电常数 $\epsilon_l=2.25$ 、三阶非线性极化系数 $\chi^{(3)}=1 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ,入射光源是波长为850 nm TM偏振的平面波,从左侧垂直银薄膜入射。狭缝的宽度 $W$ 、个数及排列顺序在数值模拟的过程中根据需要作适当调整。考虑到该结构在 $y$ 方向上无变化,利用二维FDTD方法计算 $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ 的 $x$ - $z$ 平面区域。取空间步长 $\Delta s=10 \text{ nm}$ ,时间步长 $\Delta t=\Delta s/2c=16.678 \text{ 2 as}$ ( $c$ 为真空中光速),满足数值稳定性条件。以软源的方式引入入射波<sup>[17,18]</sup>,并设置完全匹配层吸收边界条件<sup>[18,23]</sup>。

## 3 结果与讨论

考查金属三狭缝填充非线性光学材料结构在不同入射光强下的透射光强度分布,计算电场模平方表征光场强度,结果如图2所示。其中,狭缝宽度从上到下依次为:60 nm,100 nm,60 nm。



(a)入射光的电场强度为 $2.5 \times 10^8 \text{ V/m}$



(b)入射光的电场强度为 $1.0 \times 10^8 \text{ V/m}$

图2 三狭缝结构在不同入射光强下的透射光强度分布。白色箭头示意光束传输方向, $\theta$ 表示光分束角度,灰度条的单位为 $\text{V}^2/\text{m}^2$ 。

由图2a可知,该对称结构的透射光场强度对称分布,具有明显的光分束特性,其分束角度 $\theta$ 约 $64^\circ$ 。图2b中入射光强度比图2a中低,其透射光能量分布主要集中在3个区域,与图2a相比,通过改变入射光强将该结构的 $1 \times 2$ 分束效果主动调控为 $1 \times 3$ 分束效果,增加了输出端口数量。

金属狭缝中,SP的传播常数 $\beta$ 满足<sup>[24]</sup>

$$\tanh\left(\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d} W/2\right) = -\epsilon_d \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_m} / \left(\epsilon_m \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d}\right) \quad (10)$$

其中,  $W$ 是狭缝的宽度,  $k_0$ 为入射光在自由空间中的波矢。  $\epsilon_m$ 是金属的介电常量, 当入射光波长为 850 nm 时, 由式(1)可得  $\epsilon_m = -33.099 + i1.1642$ 。  $\epsilon_d$ 为非线性材料的介电常量, 可由式(5)确定。  $\beta$ 的实部和  $k_0$ 的比值为SP在狭缝中传播时的有效折射率  $n_{eff}$ 。 即

$$n_{eff} = \text{Re}(\beta)/k_0 \quad (11)$$

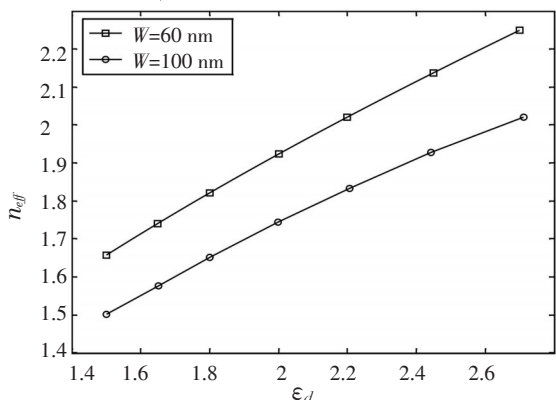


图3 狭缝中有效折射率随非线性材料介电常量变化关系

另外, 当SP在狭缝中满足法布里-珀罗共振 (Fabry-Perot, F-P)条件时, 电场强度显著增强, 有效折射率增大<sup>[25]</sup>。式(12)中,  $m$ 为整数,  $S$ 为狭缝间距,  $T$ 为金属薄膜厚度。

$$n_{eff} = mS/2T \quad (12)$$

宽度分别为 60 nm、100 nm 的狭缝中SP有效折射率  $n_{eff}$ 随非线性材料介电常量  $\epsilon_d$ 的变化关系如图3所示。图2a中入射光电场强度为  $2.5 \times 10^8$  V/m (光强为  $8.3 \text{ GW/cm}^2$ )时, 狭缝中非线性材料介电常量  $\epsilon_d = 2.3125$ , 两侧宽度为 60 nm 的狭缝比中间宽度为 100 nm 的狭缝中有效折射率大, 出射光向有效折射率大的两侧偏折, 从而形成  $1 \times 2$ 分束效果; 图2b中入射光电场强度为  $1.0 \times 10^8$  V/m (光强为  $1.33 \text{ GW/cm}^2$ )时, 狭缝中非线性材料介电常量  $\epsilon_d = 2.26$ , 宽度为 100 nm 的狭缝中有效折射率接近法布里-珀罗共振条件 (当  $m=4$ 时,  $n_{eff}=1.79$ ), 有效折射率增大, 使得两侧宽度为 60 nm 的狭缝比中间宽度为 100 nm 的狭缝中有效折射率略小, 两侧出射光略向中间偏折并发生干涉, 部分区域光强相消, 形成  $1 \times 3$ 分束效果。

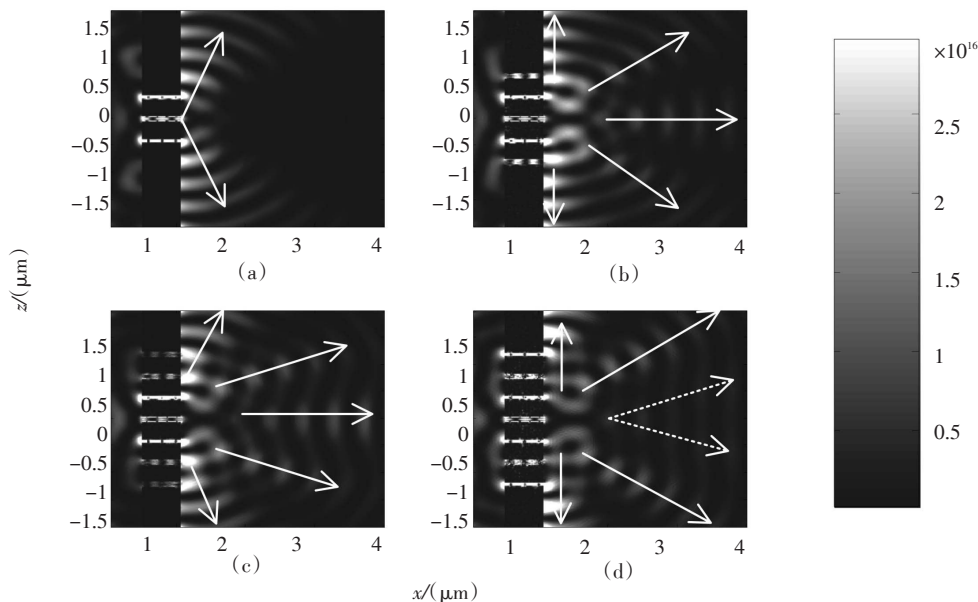


图4 四种不同结构的透射场光强度分布。白色箭头示意光束传输方向

图4所示为在4种不同结构下计算得到的透射场光强分布, 入射光的电场强度均为  $2.5 \times 10^8$  V/m (光强为  $8.3 \text{ GW/cm}^2$ )。 (b)图所示结构为在(a)图所示结构两侧分别添加一个宽度为 100 nm 的狭缝, 获得  $1 \times 5$ 对称分束效果。 (c)图所示结构为在(b)图所示结构两侧又分别添加一个宽度为 100 nm 的狭缝, 获得更好

的  $1 \times 5$ 对称分束效果。 (d)图所示结构是将(c)图所示结构两侧狭缝宽度均改为 60 nm 得到, 中间一束出射光亦表现出分束现象。 通过调节金属狭缝宽度、个数及其排列顺序来调节各狭缝中有效折射率, 改变不同宽度狭缝间的有效折射率差, 进而调节光束经不同宽度狭缝后的光程差与偏折角度及其干涉, 最终实现了



不同的光分束特性。

文中设计的金属狭缝填充非线性材料结构,各狭缝间宽度差值较大,从而基于三狭缝结构实现了较大的分束角度,比王小蕾等<sup>[10]</sup>设计的1×2分束器的分束角度约大40°。同时,由于较大狭缝宽度差值获得了较大调控范围,得到了输出端口数量动态可调的新颖调控效果。利用不同出射光之间的干涉,在较少狭缝数量及狭缝宽度类别的条件下,获得了较

多的光分束输出端口。

以图4c所示的透射场光强分布分析其分束比。分别以同一波阵面上的A、B、C三点的光强表示它们所在光束的光强,计算相应接收位置的分束比,结果如图5所示。图5c进一步表明该对称结构下透射光场的对称分布特性。A、B两点 $|E|^2=9.496\times 10^{15}\text{ V}^2/\text{m}^2$ (光强为1.26 GW/cm<sup>2</sup>),C点 $|E|^2=7.764\times 10^{15}\text{ V}^2/\text{m}^2$ (光强为1.03 GW/cm<sup>2</sup>),两者之间的比值为1.223:1。

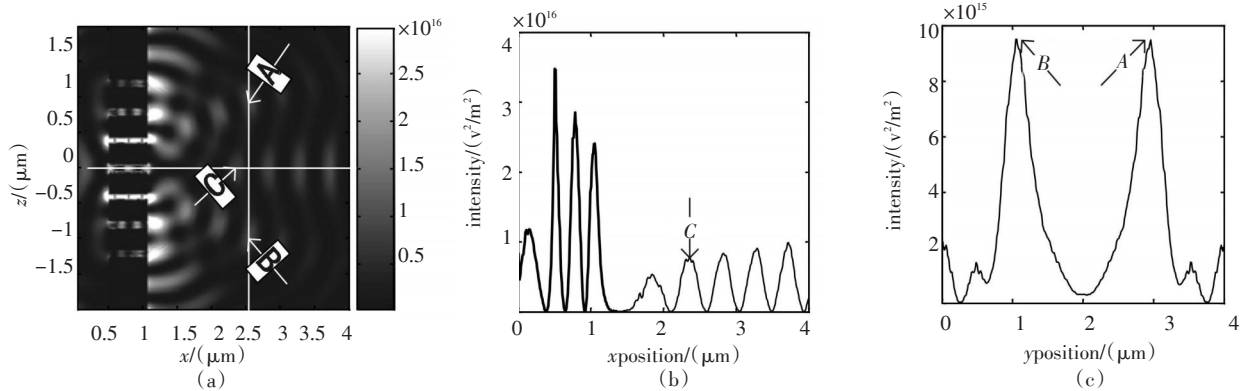


图5 (a)七狭缝结构的透射光场强度分布。(b) $y=0\ \mu\text{m}$ 时,光场强度分布随 $x$ 位置的变化关系,  
(c) $x=2.57\ \mu\text{m}$ 时,光场强度分布随 $y$ 位置的变化关系。

## 4 结 论

设计并优化了填充非线性光学材料InGaAsP的银薄膜狭缝结构,利用FDTD方法,采用850 nm TM偏振的平面波源,计算并分析了该结构的光分束特性。通过对称结构实现了输出能量的对称分布,并获得基于金属三狭缝填充非线性材料的输出端口数量可动态调控的光分束器及基于金属七狭缝填充非线性材料的1×5对称光分束器。基于该结构的光分束器的输出端口数量、输出能量等可通过优化设计金属狭缝宽度、个数及其排列顺序或改变光源的光强进行调控,由于其输出端口较多、结构相对简单、可动态调控,在未来微纳光子集成及光通信等领域有潜在的应用前景。

## 参考文献

[1] T W Ebbesen, H J Lezec, H F Ghaemi, et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. Nature, 1998, 391(6668):667-669.  
[2] W L Barnes, A Dereux, T W Ebbesen. Surface plasmon sub-wavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950):824-830.

[3] P Lalanne, J Hugonin. Interaction between optical nano-objects at metallo-dielectric interfaces[J]. Nature Physics, 2006, 2(8):551-556.  
[4] L Martín-Moreno, F J García-Vidal, H J Lezec, et al. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays[J]. Physical Review Letters, 2001, 86(6):1114-1117.  
[5] D E Grupp, H J Lezec, T W Ebbesen, et al. Crucial role of metal surface in enhanced transmission through subwavelength apertures[J]. Applied Physics Letters, 2000, 77(11):1569-1571.  
[6] X Fang, Z Li, Y Long, et al. Surface-plasmon-polariton assisted diffraction in periodic subwavelength holes of metal films with reduced interplane coupling[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(6):066805.  
[7] M Dragoman, D Dragoman. Plasmonics: Applications to nanoscale terahertz and optical devices[J]. Progress in Quantum Electronics, 2008, 32(1):1-41.  
[8] 汪国平. 表面等离子体激元纳米集成光子器件[J]. 物理, 2006, 35(6):502-507.  
[9] H Shi, C Wang, C Du, et al. Beam manipulating by metallic nano-slits with variant widths[J]. Optics express, 2005, 13(18):6815-6820.

- [10] W Xiao-Lei, W Pei, M Chang-Jun, et al. Modulation of Splitting Beam Angle with Metal-Nonlinear Optical Material-Metal (M-NL-M) Array Structure[J]. Chinese Physics Letters, 2008, 25(12):4375-4377.
- [11] 王庆艳, 王佳, 张书练. 基于金属表面等离子激元控制光束的新进展[J]. 光学技术, 2009, 35(2):163-171, 174.
- [12] 闵长俊. 亚波长金属结构中表面等离子体调控机理及应用研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2008.
- [13] L-C Wang, Y-p Niu, S-q Gong. Design of directional beaming from a nanoslit in metallic film surrounded by metal-dielectric surface gratings[J]. Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications, 2011, 9(2): 179-183.
- [14] S Kim, H Kim, Y Lim, et al. Off-axis directional beaming of optical field diffracted by a single subwavelength metal slit with asymmetric dielectric surface gratings[J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(5):051113-1-3.
- [15] Z Sun, H K Kim. Refractive transmission of light and beam shaping with metallic nano-optic lenses[J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(4):642-644.
- [16] G Wurtz, R Pollard, A Zayats. Optical bistability in nonlinear surface-plasmon polaritonic crystals[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(5):57402.
- [17] 葛德彪, 闫玉波. 电磁波时域有限差分方法[M]. 2版. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2005.
- [18] A Taflove, S C Hagness. Computational Electrodynamics The Finite-Difference Time-Domain Method[M]. 2nd ed. London: Arrech House antennas and propagation library, 2000.
- [19] 文明, 王新林, 等. 色散金属的时域有限差分方法[J]. 光电技术应用, 2010, 25(5):70-73.
- [20] M Besbes, J P Hugonin, P Lalanne, et al. Numerical analysis of a slit-groove diffraction problem[J]. Journal of the European Optical Society: Rapid Publications, 2007, 207022-1-17.
- [21] X Wang, G Schatz, S Gray. Ultrafast pulse excitation of a metallic nanosystem containing a Kerr nonlinear material [J]. Physical Review B, 2006, 74(19).
- [22] P M Goorjian, A Taflove, R M Joseph, et al. Computational modeling of femtosecond optical solitons from Maxwell's equations[J]. Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2002, 28(10):2416-2422.
- [23] J -P Bérenger. Perfectly Matched Layer (PML) for Computational Electromagnetics[J]. Synthesis Lectures on Computational Electromagnetics, 2007, 2(1):1-117.
- [24] R Gordon, A G Brolo. Increased cut-off wavelength for a subwavelength hole in a real metal[J]. Opt. Express, 2005, 13(6):1933-1938.
- [25] S Astilean, P Lalanne, M Palamaru. Light transmission through metallic channels much smaller than the wavelength [J]. Optics Communications, 2000, 175(4-6):265-273.

(上接第11页)

可比拟的优越性,是现代海战中战斗力的倍增器,也是世界各国正在竞相发展的前沿技术。主要发展特点是:(1)主动雷达/红外成像复合是反舰导弹发展的主流方向;(2)同轴共孔径是传感器复合的主流方向;(3)同控式是复合导引头控制导弹的主流方向;(4)特征级复合是复合信息处理的主流方向。

## 参考文献

- [1] 胡生亮, 李胜勇, 李敬辉. 对雷达/红外复合制导导弹的冲淡干扰方法研究[J]. 光电技术应用, 2004, 19(4).
- [2] 刘桐林. 世界导弹大全[M]. 北京: 军事科学出版社, 1998.
- [3] 刘隆和, 姜永华. 双模复合寻的制导技术[M]. 北京: 解放军出版社, 2003.
- [4] 沈世绵. 飞航导弹材料[M]. 北京: 宇航出版社, 1994.
- [5] 丁锋, 姜秋喜, 张楠. 多传感器数据融合发展评述及展望[J]. 舰船电子对抗, 2007, 30(3): 52-55.
- [6] 张二虎, 卞正中. 基于最大熵和互信息最大化的特征点配准算法[J]. 计算机研究与发展, 2004, 41(7):1194-1199.
- [7] 夏克强, 周凤歧, 周军. 红外/雷达复合制导数据融合技中的时间校准方法研究[J]. 航天控制, 2007, 25(1): 8-12.
- [8] Yaakov Oshman. An Information Fusion Approach to Missile Guidance [C]//International Conference on Control, Automation and Systems 2007. COEX, Seoul, 2007: 1-6.
- [9] Chia-Chi Chao, Yet-Ta Wu, Sou-Chen Lee. A Composite Passive Ranging Guidance Strategy For Anti-ship Missile [J]. Journal of C.C.I.T, 2005, 34(1): 1-20.
- [10] WANG Ju, WU Si-liang, ZENG Tao. Multi-Sensor Data Fusion Technologies for Blanket Jamming Localization [J]. Journal of Beijing Institute of Technology, 2005, 14(1).
- [11] 王飞, 雷虎民. 红外/毫米波雷达双模制导跟踪融合算法的优化[J]. 红外与激光工程, 2008, 37(2): 250-254.
- [12] 康大勇, 高俊光, 胡琥香, 等. 红外双色复合制导对抗技术[J]. 光电技术应用, 2009, 24(5): 14-16.