

半导体增益介质对 MSM 等离子体波导的传输损耗补偿研究

郭士亮, 牛力勇, 胡春海, 朱 君, 孟 靓, 李志全

(燕山大学 电气工程学院, 河北 秦皇岛 06004)

摘要: 为了深入地研究在紫外波长范围内利用增益介质补偿等离子体传输损耗, 设计了具有半导体增益介质的金属-半导体-金属(Metal-Semiconductor-Metal, MSM)等离子体光波导结构。基于时域有限差分法(FDTD), 对该波导结构的传输损耗、有效折射率随几何结构的依赖关系进行了分析。进一步研究了利用 II-VI 族半导体 ZnO 作为增益介质时的无损传播条件。结果表明, 当 ZnO 宽度为 80 nm 时, MSM 等离子体波导可以实现紫外波长范围的无损传播; 当 ZnO 宽度大于 80 nm 时, 传播增益明显大于损耗, 可以实现等离子体极化波的传播放大, 为表面等离子体基元纳米激光器技术提供理论依据。

关键词: 半导体增益介质; MSM 等离子体波导; 时域有限差分法; 无损传播

中图分类号: TN252 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2014)07-2289-06

Compensation for propagation loss by semiconductor gain medium in MSM plasmonic waveguide

Guo Shiliang, Niu Liyong, Hu Chunhai, Zhu Jun, Meng Liang, Li Zhiquan

(College of Electrical Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

Abstract: For further study of the gain compensation of plasmonic waveguide for the propagation loss in the range of ultraviolet wavelengths, the metal-semiconductor-metal(MSM) plasmonic waveguide structure embedded with semiconductor gain medium was proposed and designed in this article. Based on the finite difference time-domain(FDTD) method, the dependences of propagation loss and effective refractive index on the geometrical parameters of the waveguide structure were analyzed. In addition, the condition for lossless propagation in using II-VI semiconductor material ZnO as the gain medium was investigated. The simulation results show that the lossless gain-assisted surface plasmon polaritons propagation in MSM can be achieved for ultraviolet wavelengths when the width of the semiconductor core is 80 nm; and the propagation loss is much less than the gain obviously as the width of ZnO is greater than 80 nm. This achievement can realize the propagation amplification of surface plasmonic polaritons, which provides the theoretical support for surface plasmon polariton nano-laser technologies.

Key words: semiconductor gain medium; metal-semiconductor-metal plasmonic waveguide; finite difference time-domain method; lossless transmission

收稿日期: 2013-11-19; 修订日期: 2013-12-20

基金项目: 国家自然科学基金(61172044); 河北省自然科学基金(F2012203204)

作者简介: 郭士亮(1984-), 男, 博士生, 主要从事表面等离子体波导、微型光学传感器器件方面的研究。Email: guosl0112@163.com

导师简介: 胡春海(1966-), 男, 教授, 博士, 主要从事光电检测和图像处理方面的研究。Email: fred-hu@ysu.edu.cn

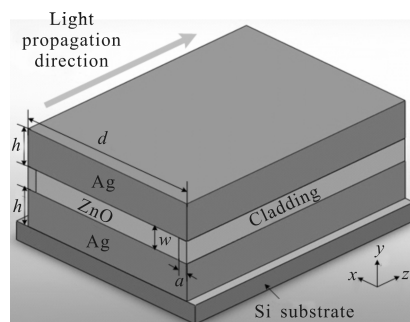
0 引言

表面等离子波导 (SPW) 提供了一种新的导波机制,可以在金属与介质的界面上以表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPP) 引导光的传播。现行报道的 SPW 结构有两种形式: 金属-介质-金属 (MDM) 和介质-金属-介质 (DMD)。其中 MDM 波导可以在低于衍射极限非常小的体积内引导光的传播,对于亚波长光子集成回路构成是一种理想的结构^[1-3]。

对 MDM 表面等离子体波导的研究最早可以上溯到 20 世纪 90 年代, Burke 和 Stegeman 从有损金属薄膜波导的方面研究了 MDM 波导内介质中电磁波的传播模式^[4]。但是由于受早期制作电子元件工艺水平的限制,表面等离子体波没有很好的展现它的优势,随着工艺技术的飞速进步,现在的工艺水平已经具备制作特征尺寸为微纳米级集成元件的条件,近十年来,对 SPW 的研究重新成为集成光子学热点研究主题之一^[5]。2004 年 Maziar P. Nezhad 等理论推导了具有负虚部的介质作为增益补偿金属的吸收损耗,估算出的介质增益预示着可以在红外波长范围实现表面等离子极化的无损传播^[6]。2009 年 M. A. Noginov 等实验证明利用染料包围的金属纳米粒子作为增益介质可以起到补偿效果^[7],然而将染料作为增益介质使等离子集成设备的制作增加了难度。X. Chen 和 Babicheva 分别提出了利用 III-V 族半导体 InGaAs 和 InGaAsP 作为增益介质补偿等离子传输损耗的金属-半导体-金属 (MSM) 波导结构,并在一定条件下实现了净光学增益,从而在红外波长范围 (1.55 μm) 实现了表面等离子激元的无损传播^[8-9]。目前,基于 MDM 型表面等离子体光波导主要应用在纳米激光器^[10],分束器^[11],反射器^[12]和滤波器^[13]等方面,然而影响应用的瓶颈问题是 MDM 波导传输损耗很大,虽然减少金属层的间距可以增加光学模式限制,但传输损耗也成比例增加,因此需要合适的光学增益介质补偿等离子传输损耗。此外,纳米尺度的短波长波导传输损耗补偿成为等离子研究中的一个新热点。在紫外波长范围内增益介质的补偿作用还未得到理论上和实验上的明确分析。研究这一特性将对波导传输损耗补偿的短波长研究产生实际的意义。

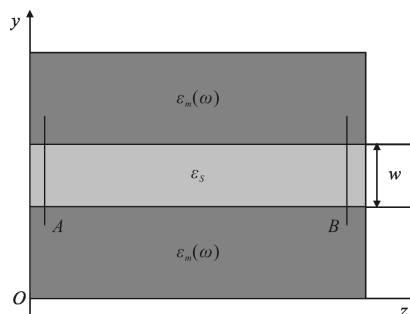
1 MSM 波导的结构设计与理论分析

图 1(a) 为具有半导体增益介质的 MSM 等离子波导示意图,增益介质在垂直方向上夹在两层银之间,水平方向则被夹在两层低折射率包层中。设计中采用硅作为基底材料,利用溅射成膜方式,首先将金属薄膜镀在基底材料上,然后将增益介质镀在金属薄膜上,采用刻蚀和填充的工艺^[14-15]在两侧填充层低折射率材料,最后将金属薄膜沉积(溅射镀膜的一种)到增益介质表面。以最底层金属薄膜的左边界中点为坐标原点建立坐标体系,做数值模拟时,光沿 z 轴的方向入射,工作波长为 385 nm。



(a) MSM 波导三维示意图

(a) 3D schematic of MSM plasmonic waveguide



(b) MSM 波导 y_z 截面示意图

(b) Schematic of MSM plasmonic waveguide in y_z plane

图 1 MSM 等离子波导结构示意图

Fig.1 Schematic of MSM plasmonic waveguiding structure

由于构成等离子波导的主要材料属于贵金属,其介电常数与入射波长的关系比较复杂,研究中考虑金属银,其光学特性根据 Lorentz-Drude 模型获得^[16-17],在此波长下, $\epsilon_{\text{Ag}} = -4.2345 + 0.0443i$ 。增益介质为 II-VI 族半导体 ZnO,折射率为 2.3, ZnO 材料具有较宽的禁带 (3.37 eV) 和较大的激子束缚能 (60 meV),是一种理想的室温紫外发光材料,在纳米

结构上呈现多样性和易控性。在 ZnO 两侧覆盖薄层低折射率材料 SiO₂, 折射率为 1.56, 可以限制波导中水平方向上光的传播。根据目前纳米制造技术的现状, 其结构参数设置如下: 金属层厚度为 $h=200$ nm, 长度为 $d=400$ nm, 中间增益介质宽度为 w , 两边覆盖层厚度分别为 $a=50$ nm。

图 1(b)所示为 MSM 波导横截面示意图, 假设两个金属层的厚度足够厚以致在金属层外边界的电磁场可以忽略。波导模式沿着 z 方向传播, 由于 SPPs 本质上是 TM 模, 电磁场可以写为:

$$E=(E_x, 0, E_z)e^{i(\beta z-\omega t)} \quad (1)$$

$$H=\frac{1}{\mu_0 c}(0, H_y, 0)e^{i(\beta z-\omega t)} \quad (2)$$

式中: β, w, μ_0 和 c 为传播常数、角频率、自由空间导磁率和光在真空中的传播速度。

当介质层引入半导体, 对于一个具有高电子密度的半导体, 同时包括间带转移和带内转移, 特别是对于窄隙半导体。电位移矢量 D 和电场 E 之间的关

系可以写成:

$$D=\varepsilon_0 E+P_b+P_e \quad (3)$$

式中: ε_0 为真空中的介电常数; P_b 和 P_e 为间带转移和带内转移(或自由电子)的极化。根据公式 $P_e=\varepsilon_0 \chi_e E$, 自由电子极化 P_e 与电场 E 线性相关, χ_e 可以近似由 Lorentz-Drude 模型得出。

MSM 表面等离子体波导的 TM 模式的色散关系为:

$$\varepsilon_m(\omega)k_{xs}\tanh\left(\frac{w}{2}\cdot k_{xs}\right)+\varepsilon_s k_{xm} \quad (4)$$

式中: k_{xm} 和 k_{xs} 为金属和半导体横向的传播常数(或者空间波数); k 为自由空间传播常数; w 为波导宽度; ε_m 为金属复介电常数; ε_s 为半导体介电常数。

而模式的有效折射率满足:

$$k_{xm}^2-(N_{\text{eff}}k_0)^2+\varepsilon_m k_0^2=0 \quad (5)$$

$$k_{xs}^2-(N_{\text{eff}}k_0)^2+\varepsilon_s k_0^2=0 \quad (6)$$

当 $w \rightarrow 0$ 时, $\tanh x \approx x$, 则波导的传播常数 β 可以写为:

$$\beta=k\sqrt{\varepsilon_s+0.5\cdot\left(\frac{\beta_0}{k}\right)^2+\sqrt{\left[\varepsilon_s-\varepsilon_m(\omega)+0.25\left(\frac{\beta_0}{k}\right)^2\right]\cdot\left(\frac{\beta_0}{k}\right)^2}}, \beta_0=-\frac{2\cdot\varepsilon_s}{w\cdot\varepsilon_m(\omega)} \quad (7)$$

式中: $\beta_0 \rightarrow w \rightarrow 0$ 时波导的传播常数。从 β 的实部和虚部, 可以得到传播有效折射率 n_z 以及传输损耗系数 α 。

$$n_z=\left[\frac{[x_1^2+x_2^2]^{0.5}+x_1}{2}\right]^{0.5} \quad (8)$$

$$\alpha=-j\cdot 2k_0\left[\frac{[x_1^2+x_2^2]^{0.5}-x_1}{2}\right]^{0.5} \quad (9)$$

式中,

$$x_1=\frac{x_5\cdot x_3+x_6\cdot x_4}{k_0}+\varepsilon_d+\frac{0.5}{k_0^2}\cdot\left[\frac{4\cdot\varepsilon_d^2(\varepsilon_{mr}^2+\varepsilon_{mi}^2)}{d^2\cdot(\varepsilon_{mr}^2+\varepsilon_{mi}^2)^2}\right]$$

$$x_2=\frac{x_5\cdot x_4-x_6\cdot x_3}{k_0}-\frac{0.5}{k_0^2}\cdot\left[\frac{8\cdot\varepsilon_d^2\cdot\varepsilon_{mr}\cdot\varepsilon_{mi}}{d^2\cdot(\varepsilon_{mr}^2+\varepsilon_{mi}^2)^2}\right]$$

$$x_3+x_4=\frac{4\cdot\varepsilon_d^2}{d^2\cdot(\varepsilon_{mr}^2+\varepsilon_{mi}^2)^2}$$

$$x_5-x_6=\varepsilon_d-\varepsilon_{mr}+\frac{\varepsilon_d\cdot(\varepsilon_{mr}^2-\varepsilon_{mi}^2)}{k_0\cdot d^2\cdot(\varepsilon_{mr}^2+\varepsilon_{mi}^2)^2} \quad (10)$$

式中: $\varepsilon_{mr}, \varepsilon_{mi}$ 为金属介电函数的实部和虚部。

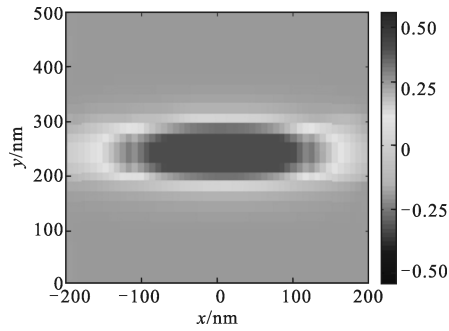
2 MSM 波导的结构设计与理论分析

2.1 波导模式特性

基于 FDTD 仿真原理, 模拟和研究光在图 1(a)所示的 MSM 等离子体波导中的传输特性。通过大量的计算发现, 这种光波导只支持 TM 模, 为了方便, 称其为基模。在文中的研究中, FDTD 空间离散网格步长 $\Delta x=\Delta y=2$ nm, $\Delta z=5$ nm, 保证计算收敛性, 边界条件使用各向异性完美匹配层 (APML) 来进行 Yee 氏网格划分。时间步长 $\Delta t=4.6587\text{e}-017$, 取紫外波段范围的工作波长 $\lambda=385$ nm, 运行 5 000 步仿真模拟波导结构。在这些条件下, MSM 等离子体波导基模的 E_x 和 E_z 场分量在横截面内的分布情况分别如图 2 和图 3 所示。

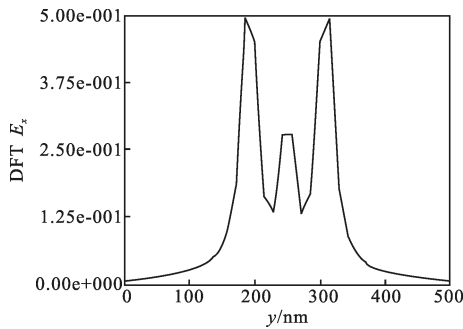
从图 2(a)中可以明显地看出, 由于等离子体极化的相互作用限制了基模的 E_x 场分量在 x 方向上的传播, 而覆盖层材料较低的折射率则限制了 E_x 在 y 方向的传播。图(b)为 E_x 场分量在 y 方向上的分布示意图, 电场在两边的金属中以指数级迅速衰减, 在金

属-半导体分界处的电场强度几乎是半导体内电场强度的 2 倍。图 3 为 3 000 时间步时 E_z 场分量的瞬时场图, 从图中可以清楚地看到 SPP 波在 y_z 面的传播, 该结构具有很好的限制性, 使能量高度局域化, 基本被集中在中间层的半导体中。



(a) E_x 场分量在 xy 面的分布图

(a) E_x in xy plane



(b) E_x 在 y 方向上的分布图

(b) E_x in the y direction

图 2 $w=100\text{ nm}$, $z=1.5\text{ }\mu\text{m}$ 时, MSM 波导中基模的 E_x 场分量的分布图

Fig.2 Distributions of the E_x field in MSM waveguide when

$w=100\text{ nm}$, $z=1.5\text{ }\mu\text{m}$

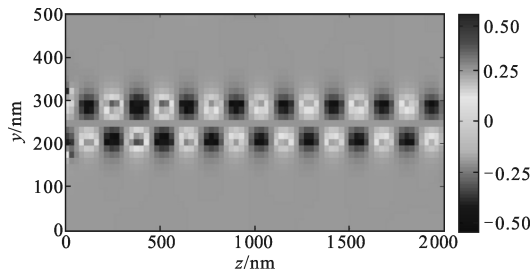


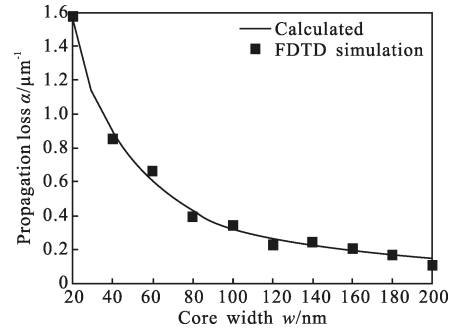
图 3 3 000 时间步时 yz 面上 E_z 场分量的瞬时场分布图

Fig.3 Instantaneous distributions of the field E_z in yz plane when the time step is 3 000

2.2 波导几何参数对输出特性的影响

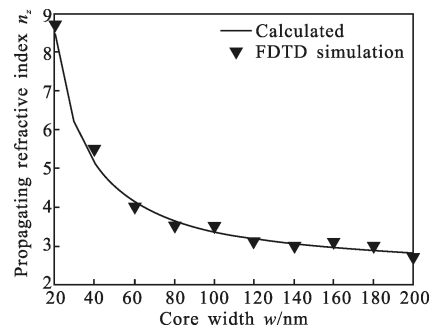
通过在一侧激发等离子波导模式, 改变半导体宽度 w , 分别在图 1(b)中 A 和 B 位置放入能量监控

器用以计算入射能流 P_{in} 和透射能流 P_{out} , 从而计算波导的传输损耗 $P_{out}=P_{in}\exp(-\alpha L)$ 。为了与 FDTD 数值仿真结果比较, 利用前面推导的理论模型计算了半导体的宽度与传输损耗之间的关系, 比较的结果如图 4 所示。



(a) α 随 w 的变化

(a) Dependence of α on w



(b) n_z 随 w 的变化

(D) Dependence of n_z on w

图 4 MSM 等离子波导传播常数 β 随半导体宽度 w 的变化关系

Fig.4 Dependence of complex propagation constant β on semiconductor width w in MSM plasma waveguide

从图 4 可以看出, 使用 FDTD 仿真的 MSM 等离子波导的传输损耗和传播折射率随 ZnO 宽度的变化与方程(6)给出的理论计算结果相吻合。从整体上看, 该波导的传输损耗和有效折射率随 ZnO 宽度的减少而增加。当 w 小于 100 nm 时, MSM 等离子波导的传输损耗和传播折射率随 ZnO 宽度的减少几乎成倍增加; 当 w 大于 100 nm 时, MSM 等离子波导的传输损耗和传播折射率随 ZnO 宽度的变化趋势比较缓慢。与 X. Chen 等的实验作对比, 使用 II-VI 族半导体 ZnO 作为增益介质时, w 为 20 nm 时波导的最大传输损耗 α 降低将近 1/3, 而有效折射率 n_z 提高将近 2 倍。这说明使用 ZnO 作为增益介质对改善波导性能和提高波导结构优越性方面更有优势。

2.3 增益介质对波导传输特性的影响

为了补偿 MSM 等离子波导的传输损耗, 下面计算具有 ZnO 增益介质的 MSM 等离子波导无损传播条件。从图 4(b)中可以看出 MSM 等离子极化波导的传播折射率 n_z 高于堆积半导体的群折射率 n_{bulk} 。这种现象是等离子极化色散关系的表现, 对于研究基于半导体的等离子极化纳米波导是非常有用的。较高的传播折射率 n_z 使 MSM 等离子波导内的光传播缓慢, 从而有效地增加了等离子极化和增益介质之间的相互作用。相互作用时间越长, 每单位长度增加的增益就越大。MSM 等离子波导的传播增益系数 g_z 可以写为: $g_z = g_{\text{bulk}} \cdot \frac{n_z}{n_{\text{bulk}}} \cdot \Gamma$ 。据研究取 ZnO 的堆积增益系数为 $g_{\text{bulk}} = 0.25 \mu\text{m}^{-1}$, 其中 Γ 是重叠积分, 在 MSM 等离子波导中接近于 1。

图 5 模拟了对应不同半导体宽度的等离子极化波导的传播增益系数, 从图中可以看出随着半导体宽度 w 的减少, 波导的传播增益显著增加。从前面图 4 中的分析已经得到, 随着半导体宽度的减少, MSM 等离子波导的传输损耗增加。因此, 为了实现 MSM 等离子波导的无损传播, 即波导的增益和损耗相匹配, 需要选择合适的 ZnO 增益介质宽度。图 6 显示了 MSM 等离子波导的传播增益和损耗随 ZnO 半导体宽度的变化关系, 从图中可以得到, 两条曲线相交处可以实现等离子极化波导的无损传播, 即在 ZnO 半导体宽度为 80 nm 时, MSM 等离子波导在紫外范围可以实现无损传播。当 ZnO 半导体宽度大于 80 nm 时, 传播增益明显大于损耗, 可以实现等离子极化波的传播放大。这些现象对于进一步研究基于等离子体的激光器提供了理论和实验基础。

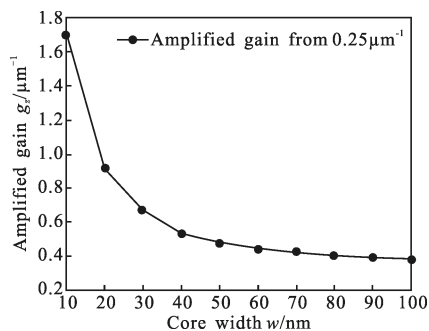


图 5 MSM 等离子波导的增益系数 g_z 随半导体宽度 w 的变化关系
Fig.5 Dependence of gain coefficient g_z on semiconductor width w in MSM plasma waveguide

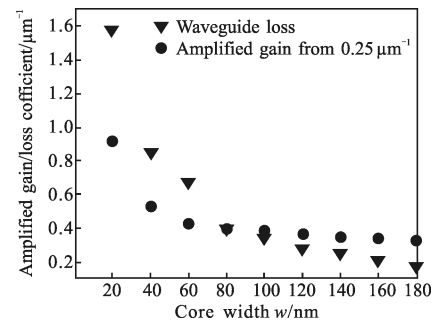


图 6 MSM 等离子波导的增益 g_z 与损耗 α 随半导体宽度 w 变化的比较

Fig.6 Comparison between the dependence of amplified gain g_z and waveguide loss α on semiconductor width w from MSM plasma waveguide

3 结论

文中研究了紫外范围内具有 II-VI 族半导体 ZnO 作为增益介质的 MSM 等离子光波导的传输特性, 从理论上分析了传输损耗和有效折射率随半导体宽度的变化关系, 并采用三维 FDTD 仿真进行了验证。理论和数值模拟结果都表明, 半导体增益介质 ZnO 通过提供足够的增益补偿金属损耗, 有助于 SPP 传播。当增益介质的宽度为 80 nm 或者更宽时, 此种波导结构实现了等离子波在纳米尺度短波长的无损传播, 对于研究紫外波段范围的等离子半导体纳米激光器有重要意义。

参考文献:

- [1] Bames W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwave-length optics [J]. *Nature*, 2003, 424: 824-830.
- [2] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. *Nat Photonics*, 2010, 4(2): 83-91.
- [3] Li Haihua, Huang Kang, Wang Qingkang. Design of the wideband anti-reflective subwavelength nanostructures [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(2): 267-270. (in Chinese)
李海华, 黄康, 王庆康. 亚波长纳米结构宽波段抗反射特性[J]. *红外与激光工程*, 2011, 40(2): 267-270.
- [4] Burke J J, Stegeman G I, Tamir T. Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films [J]. *Phys Rev B*, 1986, 33(8): 5186-5201.
- [5] Jin Fengze, Du Chunlei, Shi Lifang, et al. Experiment on the surface plasma resonance imaging sensor [J]. *Infrared and*

- Laser Engineering*, 2010, 39(2): 275–278. (in Chinese)
金凤泽, 杜春雷, 史立芳, 等. 表面等离子体波成像传感器的实验研究[J]. 红外与激光工程, 2010, 39(2): 275–278.
- [6] Maziar P N, Kevin T, Yeshaiahu F. Gain assisted propagation of surface plasmon polaritons on planar metallic waveguides[J]. *Opt Express*, 2004, 12(17): 4072–4079.
- [7] Noginov M A, Zhu G, Belgrave A M, et al. Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric size [J]. *Opt Express*, 2009, 17(16): 13989–13994.
- [8] Chen X, Bhola B, Huang Y, et al. Multi-level multi-thermal-electron FDTD simulation of plasmonic interaction with semiconducting gain media: applications to plasmonic amplifiers and nano-lasers [J]. *Opt Express*, 2010, 18(16): 17220–17238.
- [9] Viktoriia E Babicheva, Irina V Kulkova, Radu Malureanu. Plasmonic modulator based on gain-assisted metal-semiconductor-metal waveguide [J]. *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 2012, 10: 389–399.
- [10] Protsenko I, Uskov A, Zaimidoroga O, et al. Dipole nanolaser[J]. *Phys Rev A*, 2005, 71(6): 063812.
- [11] Han Z, Elezzabi A Y, Van V. Wideband Y-splitter and aperture-assisted coupler based on sub-diffraction confined plasmonic slot waveguides[J]. *Appl Phys Lett*, 2010, 96(13): 131106.
- [12] Gong Y K, Wang L R, Hu X H, et al. Broad-bandgap and low-sidelobe surface plasmon polariton reflector with Bragg-grating-based MIM waveguide[J]. *Opt Express*, 2009, 17(16): 13727–13736.
- [13] Tao J, Huang X G, Lin X S. Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric size [J]. *Opt Express*, 2009, 17(16): 13989–13994.
- [14] Liu L, Han Z H, He S L. Novel surface plasmon waveguide for high integration[J]. *Opt Express*, 2005, 13(17): 6645–6650.
- [15] Tao Wang, Chen Yanbin, Li Liqun, et al. Process characteristic of laser spot welding for aluminum alloy [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(4): 659–663. (in Chinese)
陶汪, 陈彦宾, 李莉群, 等. 铝合金激光点焊工艺特性研究[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(4): 659–663.
- [16] Rakic A D, Djuristic A B, Elazar J M, et al. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices[J]. *Appl Opt*, 1998, 37(22): 5271–5283.
- [17] Palik E D. Handbook of Optical Constants of Solids[M]. San Diego: Academic Press, 1985.
- [18] Huang Y, Ho S T. Computational model of solid-state, molecular, or atomic media for FDTD simulation based on a multi-level multi-electron system governed by Pauli exclusion and Fermi–Dirac thermalization with application to semiconductor photonics [J]. *Optics Express*, 2006, 14(8): 3569–3587.