

紫外表面等离激元在基于氧化锌纳米线的半导体-绝缘介质-金属结构中的运输特性研究*

胡梦珠¹⁾ 周思阳¹⁾ 韩琴^{1)†} 孙华¹⁾ 周丽萍¹⁾
曾春梅²⁾ 吴兆丰¹⁾ 吴雪梅¹⁾

1)(江苏省薄膜材料重点实验室, 苏州大学物理科学与技术学院, 苏州 215006)

2)(苏州大学现代光学技术研究所, 苏州 215006)

(2013年9月17日收到; 2013年10月14日收到修改稿)

研究了紫外表面等离激元在半导体纳米线-绝缘介质-金属构成的波导结构中的运输问题, 借助有限元方法, 对这种波导所支持导模的电磁能分布、有效折射率、传播长度和有效模场面积随电磁参数和几何结构参数的依赖关系进行了分析. 计算结果表明: 以氧化锌纳米线作为增益介质, 绝缘材料选择折射率小的空气, 金属选择铝能够实现输出光场的亚波长约束, 有效模场面积达到 $\lambda^2/100$, 同时保持低的传输损耗和高场强限制能力; 有望用作纳米光源, 使得相关的生物探测器件和医疗诊断设备实现更高的灵敏度和更小的体积.

关键词: 紫外, 表面等离激元, 波导, 亚波长

PACS: 95.85.Ls, 73.20.Mf, 73.40.Qv, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.63.029501

1 引言

随着社会信息化进程的不断加快, 信息处理器的电子元件尺寸越来越小, 商业上已实现了 20 nm 的芯片, 接近电子运输的极限. 如果能够用光子来传递和处理信息, 无论从传播的速度, 还是存储的信号量, 都远超过电子器件的性能. 而这样性能的信息处理器需要尺寸极小的激光器作为信号的发生器. 由于光子无法限定在比其半波长更小的区域内, 因此光学器件难以小型化. 如果能把强的光场局域在纳米尺度, 不仅可以应用在信息处理上, 还可以应用于各种超敏光谱检测上. 若进一步把光耦合入半导体纳米结构, 则可以将光的优点和微电子工艺结合到一起, 使其在光通讯、光互联和光信息处理等方面具有很好的应用前景^[1-4].

近年来, 与表面等离激元相关的一些新的物理现象引起了广泛的关注. 表面等离激元能使光能量

紧凑地存储在金属与介质交界处的电子振荡中, 克服传统光波导或光子晶体光波导中普遍存在的衍射极限^[5,6], 这使得人们可以利用等离激元波导获得高度集成的小型化的纳米光电回路作为未来的信号处理系统. 到目前为止, 不同形式的表面等离激元光波导被广泛提出, 包括金属条纹、V型槽、金属-绝缘体-金属等^[7-10]. 然而由于金属的欧姆损耗, 波导中表面等离激元的传输长度有限, 通常光场的局域越强, 传输长度越短, 这极大地限制了表面等离激元器件的实际应用. 为了平衡局域和损耗之间的矛盾, Oulton等^[11]提出一种表面等离激元混合波导: 借助SiO₂绝缘介质、GaAs纳米线与Ag金属表面形成一定的间隔, 这种几何结构的混合波导使得能量储存在非金属区, 从而实现表面等离激元在较强的模式约束下大尺度的传播. 借助于这样的结构模式, Oulton等^[6]制作出了深亚波长尺度的表面等离激元纳米激光器, 半导体增益介质的存

* 国家自然科学基金 (批准号: 11104197, 61078045, 11204266)、江苏高校优势学科建设工程和江苏省教育厅高校“青蓝工程”资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hanqin@suda.edu.cn

在使得表面等离子激元被放大激发, 在极低的门限阈值下即获得激射. 基于在波导中形成激射的想法, Liu等^[12]提出金属-介质-金属结构也可以得到低阈值、亚波长的纳米激光器. 然而, 目前这样的结构主要集中在可见和红外通信波段^[6,12-17], 而紫外波段的表面等离子激元纳米波导器件的理论和实验研究较少^[18]. 由于紫外波段恰处于包括蛋白质和DNA在内的生物分子的共振吸收带, 其共振拉曼效应可以使得信号得到极大的增强, 因此紫外共振拉曼光谱是生物分子检测的重要手段^[19]. 该技术所依赖的紫外光源通常比较庞大, 如果能实现微纳尺度的紫外激光器, 且在纳米尺度局域有很高的功率密度, 无疑可以使得相关的生物探测器件和医疗诊断设备实现更高的灵敏度和更小的体积.

由于半导体ZnO纳米线的发光峰在390 nm, 而纳米线本身是一个天然的谐振腔, 容易在纳米线中形成相干波, 从而实现受激放大辐射, 即激光^[20,21]. 因此, 本文以能够获得增益的氧化锌纳米线为半导体纳米结构, 将其与绝缘介质和金属组成三层体系, 借助有限元电磁场理论计算, 从纳米结构因子的调控、金属与介质膜的材料选取和性质等

方面入手, 讨论紫外表面等离子激元在半导体-绝缘介质-金属 (semiconductor-insulator-metal, SIM) 这种复合波导中的电磁输运问题, 探讨实现超越衍射极限的纳米光源的可能性.

2 结构模型与计算方法

2.1 模型构建

本文讨论的SIM模型如图1所示, 是由半导体ZnO纳米线、绝缘介质隔离层以及金属材料三部分组成. 直径为 d 的纳米线到金属层的距离为 h , 中间填充绝缘介质隔离层, $\epsilon_s, \epsilon_i, \epsilon_m$ 分别是纳米线、绝缘介质和金属的介电常数.

本文使用基于有限元方法的商用软件COM-SOL Multiphysics的RF模块, 求解SIM波导结构的传播模式, 用特征值求解器寻找混合波导的导模式, 这些特征值的实部和虚部决定了有效折射率和传播距离. 图1(b)为本文所模拟的SIM结构的二维截面, 整个计算区域的网格剖分采用极细化精度.

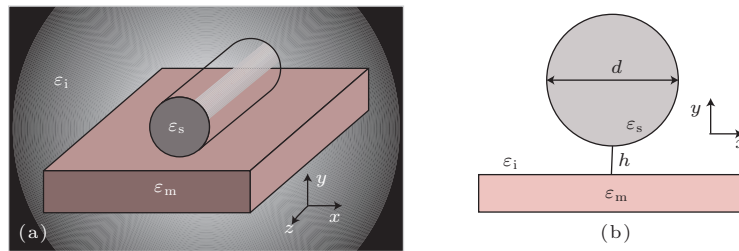


图1 (a) SIM波导结构的三维示意图, 底部为金属层, 上面圆柱体为ZnO纳米线, 其被绝缘介质包围; (b) SIM结构的横截面示意图, 纳米线的直径为 d , 纳米线下边缘距离金属层的高度为 h ; 箭头表示 X, Y 和 Z 方向

2.2 材料的选择

表面等离子激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 是电磁波和金属表面的自由电子相互作用所引起的一种电磁波模式. 根据麦克斯韦方程结合边界条件, 可以计算得出SPP的场分布和色散特性. 对于半无限介质和金属构成的平坦界面情况, 可以得到在金属与介质平坦界面上传播的SPP波的色散关系为^[4]

$$k_{sp} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\epsilon_i \epsilon_m}{\epsilon_i + \epsilon_m} \right)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}, \quad (1)$$

λ 为真空中的电磁波波长, n_{eff} 为有效折射率. 对于金属来说, 其介电常数为复数, 因此SPP的波矢 k_{sp} 一般也是复数. k_{sp} 的实部 $Re(k_{sp})$ 表明SPP在

x 方向为行波解, 而波矢虚部 $Im(k_{sp})$ 代表了SPP传播过程中的金属吸收所引起的衰减. 定义SPP的传播常数 L_m 为能量衰减为初始值的 $1/e$ 时SPP所传播的距离:

$$L_m = \frac{1}{2Im(k_{sp})} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{2Im(n_{eff})}, \quad (2)$$

从上式可以看出, 波长越长, 传播距离越长. 由于本文讨论的是基于ZnO纳米线自激发的390 nm的紫外光, 因此只对金属和绝缘介质材料进行选择.

表1给出了工作波长为390 nm, 介质为ZnO, Air和MgF₂, 金属分别为Au, Ag, Al和AlCu时, 在介质和金属之间所产生的表面等离子激元的传播距

离. 总体来看, 紫外波段的表面等离激元在界面上衰减得非常快, 只有 Al 和 AlCu 相对要好, 传播距离在微米量级. 如果用 ZnO 和金属构成半导体/金属层结构, 其传播距离 L_m 在 1 μm 左右, 而介电常数较小的 MgF_2 和 Air 与金属构成的结构, 其传播

距离明显提高, 尤以金属在空气中形成的 SPP 传播得最远. 尽管 MgF_2 作为介质层, 其传播距离相对于在空气/金属界面的传播要短, 但它是一种常见的光学材料, 可以用来防止 Al 层的氧化, 因此本文对此进行了讨论.

表1 工作波长为 390 nm 的紫外表面等离激元在介质/金属界面上的传播距离 L_m

传播距离 $L_m/\mu\text{m}$	Au		Ag		Al		AlCu	
	$\epsilon_m = -0.97 + 6.48i$	$\epsilon_m = -3.34 + 0.69i$	$\epsilon_m = -14.17 + 2.54i$	$\epsilon_m = -21.98 + 4.36i$				
ZnO $\epsilon_i = 3.61$	7.77×10^{-2}	4.46×10^{-1}	1.03	1.30				
MgF_2 $\epsilon_i = 1.91$	1.73×10^{-1}	7.63×10^{-1}	2.29	3.03				
Air $\epsilon_i = 1.0$	4.31×10^{-1}	1.53	5.59	7.62				

3 传播特性分析

3.1 基本模式特性

紫外表面等离激元在图 1 所示的 SIM 结构中的传播存在多种导波模式, 除了与介质有关以外, 还与纳米线与金属衬底的间距 h , 以及纳米线的直径 d 有关系. 图 2 给出了主要的三种导模模式. 如果没有金属基底, 或者纳米线距离金属基底足够远, 则电磁波在纳米线中传播, 其电磁能的分布如图 2(a) 所示; 把纳米线当作光纤纤芯, 而把介质作为包层的话, 实现阶跃光纤传输需要如下条件 [22]:

$$\frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} > 2.4, \quad (3)$$

波长为 λ 的电磁波才可在折射率为 n_1 和 n_2 的光纤中传播. 根据 (3) 式, 可以推得以 ZnO 纳米线作为纤芯, 包层为空气时, 直径小于 92.3 nm 的纳米线不能传输 390 nm 的电磁波, 而包层为 MgF_2 时, 相应的纳米线的截断直径为 114.1 nm. 这意味着如果仅仅借助于纳米线本身, 无法把光源做得更小. 当纳米线远离金属衬底时, 表面等离激元也可在金属-空气层之间形成电磁振荡模式, 如图 2(b) 所示. 图 2(b) 中的箭头为电场矢量, 其垂直于界面. 当纳米线接近金属衬底的时候, 出现混合模式, 如图 2(c) 和 (d) 所示, 电磁能被约束在纳米线和金属层之间的填充介质里.

图 2 不仅给出了各个模式的电磁能密度分布以及电场矢量, 而且给出了相应的有效折射率. 从图中可以看出, 电磁能约束在纳米线中时, 其传播损耗最小 (见图 2(a)). 根据 (2) 式, 可以知道此模式的传播距离约 $2.1 \times 10^4 \mu\text{m}$, 相对于介质-金属界

面的表面等离激元的传播距离要高 3—4 个数量级. 把纳米线的低损耗和表面等离激元的约束性结合在一起, 利用 SIM 结构获得混合波导模式 (图 2(c) 和 (d)), 此时电场的分布高度约束在纳米线和金属层表面之间的区域. 图 2(d) 相对图 2(c) 来说, 纳米线和金属间的间距减小, 其对等离激元的约束更好, 电磁能被约束在一个极小的空间中, 电磁能密度也相应增大, 但传播损耗增加.

综合考虑以上四种模式, 下面着重讨论 $h = 2 \text{ nm}$ 时不同介质构成的 SIM 波导结构的紫外表面等离激元传播情况.

3.2 波导几何参数和介质选取的影响

表征表面等离激元波导的模式特性的重要参数之一是 SIM 结构的有效折射率 n_{eff} , 其中有效折射率的虚部表征波导模式的有效传输损耗, 根据 (2) 式可以计算出各种波导结构的传播距离 L_m . 图 3 给出了 ZnO-Air-Al, ZnO- MgF_2 -Al, ZnO- MgF_2 -AlCu 三种 SIM 模型的有效折射率的实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 及传播距离 L_m 随纳米线直径 d 的变化关系. 对于同一种模型, 有效折射率的实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 随纳米线直径 d 的减小单调下降. 纳米线尺寸较大时, SIM 模型的有效折射率实部接近 ZnO 的折射率, 当纳米线尺寸较小时, SIM 波导模型的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 接近于绝缘介质折射率. 因此, 以空气为介质层的模型比以 MgF_2 为介质层的波导模型对应的有效折射率要小. 对于不同的金属衬底, AlCu 对应的 SIM 结构的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 比 Al 的要大. 应用 (1) 式, 可以算出 MgF_2/AlCu 的有效折射率比 MgF_2/Al 要大, 因此相应的 ZnO- MgF_2 -AlCu 结构的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 比 ZnO- MgF_2 -Al 大.

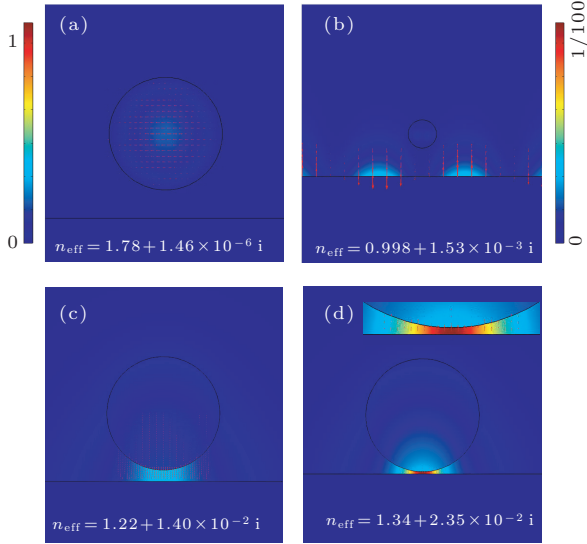


图2 ZnO-Air-Al模型的四种典型的电磁能密度分布图形以及对应的电场(XY 面)的箭头图,箭头的方向表示电场的方向,箭头长度表示电场的强度 (a) $d = 400$ nm, $h = 100$ nm; (b) $d = 400$ nm, $h = 400$ nm; (c) $d = 100$ nm, $h = 10$ nm; (d) $d = 100$ nm, $h = 2$ nm; 内插图为金属界面处的放大图; (a), (c)和(d)使用左上的色标, (b)使用右上的色标

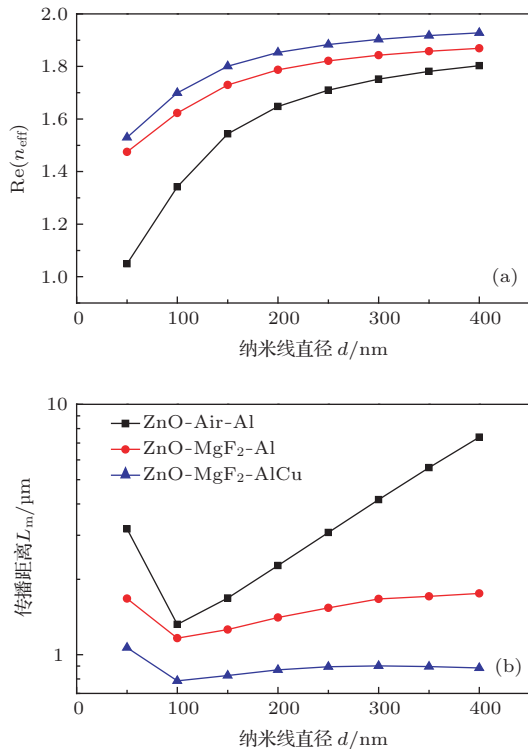


图3 三种SIM结构的(a)有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和(b)传播距离 L_m 随纳米线直径 d 的变化关系

如果把金属的介电常数写成 $\epsilon_m = \epsilon'_m + i\epsilon''_m$,当金属介电常数实部的绝对值远大于虚部时,根据(1)式,有效折射率的实部 n'_{eff} 和虚部 n''_{eff} 可以近似

表示为

$$n'_{\text{eff}} = \left(\frac{\epsilon_i \epsilon'_m}{\epsilon_i + \epsilon'_m} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$n''_{\text{eff}} = \left(\frac{\epsilon_i \epsilon'_m}{\epsilon_i + \epsilon'_m} \right)^{2/3} \frac{\epsilon''_m}{2(\epsilon'_m)^2} = (n'_{\text{eff}})^3 \frac{\epsilon''_m}{2(\epsilon'_m)^2}, \quad (5)$$

(5)式与(2)式相结合,可以看出,金属基底相同的情况下,传播距离与 n'_{eff} 的三次方成反比.因此有效折射率 n'_{eff} 越小,其传播距离 L_m 反而大.因此,同样为Al衬底的ZnO-Air-Al所对应的传播距离就远好于ZnO-MgF₂-Al结构.图3(b)给出了三种SIM结构的传播距离,明显看出ZnO-Air-Al相对另外两种SIM结构的衰减要小.表1给出了ZnO和金属Al或者AlCu直接接触,其传播距离在1 μm 左右,而在ZnO纳米线和金属Al间引入空气层则减小了损耗,增加了传播距离.以直径为150 nm的三种SIM波导结构的电磁能分布图(见图4)作比较,可以看出由于ZnO和Air的折射率差异大,因此对电磁能的约束大,局域的空间更小,能量密度更高,同时衰减也要小.而ZnO-MgF₂-Al和ZnO-MgF₂-AlCu对应的传播距离和有效折射率曲线尽管数值不一样,但是几乎是平行的折线.这意味着绝缘介质层决定了 L_m 和 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 随直径的改变量,而金属基底决定了数值上的相对大小.

以上的讨论主要是针对表面等离激元模式为波导的主要模式的情况,而没有考虑纳米线的影响.随着纳米线直径的增加,有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 升高,其传播距离变短.但是一旦纳米线直径超过100 nm,发现尽管 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 增加了,其传播距离反而增加,即衰减减小.这意味着我们需要把纳米线的尺寸效应考虑进来.

采用耦合理论,可以将混合模式做一个近似估算,把它看成由圆柱波导(无金属区域)和SPP波导(没有圆柱)模式的叠加,即^[11]

$$\Psi_{\pm}(d, h) = a_{\pm}(d, h)\Psi_{\text{cyl}}(d) + b_{\pm}(d, h)\Psi_{\text{spp}}, \quad (6)$$

这里, $a_{\pm}(d, h)$ 和 $b_{\pm}(d, h) = \sqrt{1 - |a_{\pm}(d, h)|^2}$ 分别是圆柱模式和SPP模式成分的幅值,其中圆柱模式的幅值的平方 $|a_{\pm}(d, h)|^2$ 是描述混合模式特征的一种方式,它可以用来表征主导模式是圆柱模式($|a_{\pm}(d, h)|^2 > 0.5$)还是SPP模式($|a_{\pm}(d, h)|^2 < 0.5$).

$$|a_{\pm}(d, h)|^2 = \frac{n_{\text{hyb}}(d, h) - n_{\text{spp}}}{(n_{\text{hyb}}(d, h) - n_{\text{cyl}}(d)) + (n_{\text{hyb}}(d, h) - n_{\text{spp}})}, \quad (7)$$

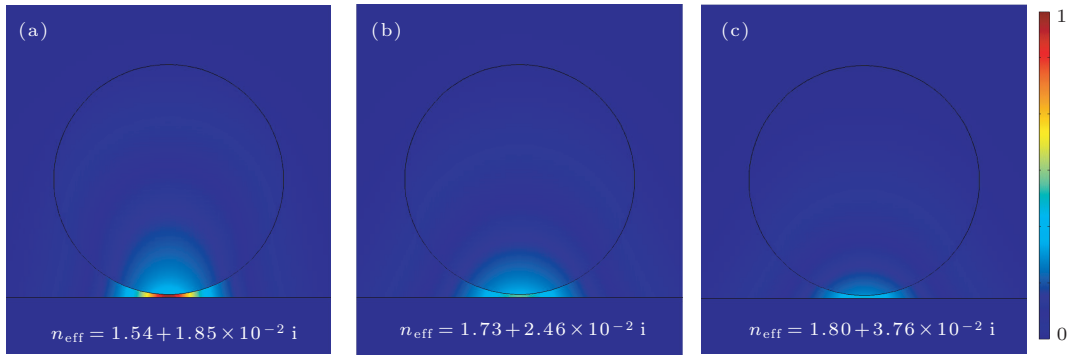


图4 工作波长为 390 nm, $h = 2$ nm, $d = 150$ nm 时, 三种 SIM 结构的电磁能分布 (a) ZnO-Air-Al; (b) ZnO-MgF₂-Al; (c) ZnO-MgF₂-AlCu

式中 $n_{\text{spp}} = \sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_i / (\varepsilon_m + \varepsilon_i)}$, $n_{\text{cyl}}(d)$ 为圆柱波导 (无金属衬底) 随直径变化的有效折射率. 图 5(a) 给出了 $|a_{\pm}(d, h)|^2$ 随纳米线直径 d 的变化关系. (7) 式给出, 当 $n_{\text{spp}} = n_{\text{cyl}}(d)$ 时, 表面等离子激元模式和圆柱波导模式各占一半, 两者之间的耦合最大. 对于 ZnO-Air-Al, 分界点在 100 nm 左右, 而对于 MgF₂ 和 Al/AlCu 的情况, 根据 (1) 式可以知道它们的 n_{spp} 接近, 相应的分界点在 150 nm 左右. 这很好地解释了图 4(b) 中在 100 nm 之后, ZnO-Air-Al 的传播距离随着纳米线直径增加是基于 ZnO 的圆柱波导贡献较大, 随着纳米线直径的增加, 衰减减小, 相应的传播距离 L_m 增加. 在 ZnO-MgF₂-Al 和 ZnO-MgF₂-AlCu 波导结构中, 圆柱波导的影响相对于 ZnO-Air-Al 小, 因此 L_m 的变化也相对较小, 在 100—400 nm 之间变化不大.

基于表面等离子激元的波导结构, 其非常重要的特点之一是对电磁波的限域性, 这里我们用有效模场面积 A_m 表征. 有效模场面积 A_m 定义为模场的总能量除以能量密度的峰值, 即

$$A_m = \frac{w_m}{\max\{w(r)\}} = \frac{1}{\max\{w(r)\}} \iint_{-\infty}^{\infty} w(r) d^2r, \quad (8)$$

这里, w_m 和 $w(r)$ 分别是电磁场能量和电磁场能量密度. 归一化的有效模场面积则定义为 A_m/A_0 ($A_0 = \lambda^2/4$, 其为衍射极限小孔的面积). 归一化有效模场面积的大小表征模式的模场约束能力, 该值小于 1 的情形对应亚波长的光场约束, 远小于 1 对应于深亚波长的光场约束. 图 5(b) 显示 ZnO-MgF₂-Al 和 ZnO-MgF₂-AlCu 波导仍具有相同的趋

势, 只是后者的 A_m/A_0 更小, 且其限域特性随 d 的变化较小, 模场面积超越衍射极限, 接近深亚波长约束范围内. 与图 3(b) 比照, 可以看出传播距离大, 有效模场面积反而小. 这只能是由 AlCu 的介电常数来决定, 其与 MgF₂ 构成的平面波导的有效折射率实部要大一些. 而 ZnO-Air-Al 对应的归一化有效模场面积变化相对复杂, 在 250 nm 以下, 其值相对 ZnO-MgF₂-Al/AlCu 的约束好 (参见图 4), 同时紫外表面等离子激元在 ZnO-Air-Al 界面上的传播长度更大. 但是当纳米线的直径超过 250 nm 时, ZnO-Air-Al 对电磁场的限域性减弱. 图 6(a), (b)

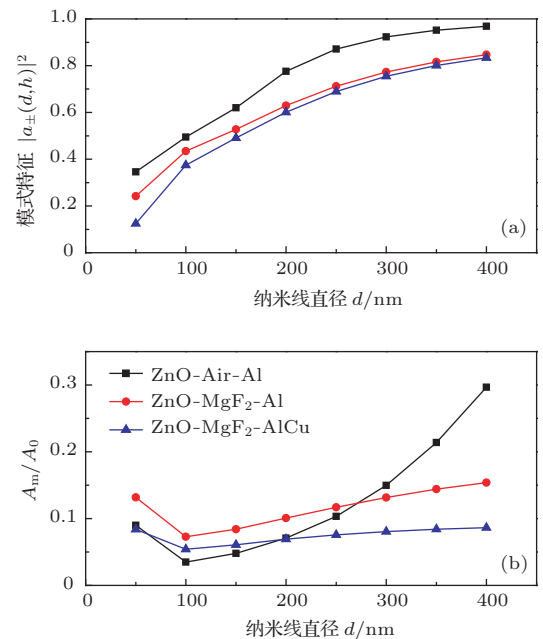


图5 (a) 三种 SIM 结构的复合波导特征模式 $|a_{\pm}(d, h)|^2$ 随 d 的变化; (b) 三种 SIM 结构归一化有效模场面积 A_m/A_0 随 d 的变化关系

和(c)给出三种结构对应的400 nm直径其电磁能的分布,可以看出对于ZnO-Air-Al来说,电磁能在纳米线中的分布比重增加,因而其限域性差.图6(c)—(f)展示了不同直径的ZnO-Air-Al的电磁能分布情况.随着纳米线直径的减少,圆柱波导的

成分降低,表面等离激元波导的约束占主要优势,到100 nm时有效模场面积甚至小到 $\lambda^2/100$.纳米线直径低于100 nm以后,尽管存在表面等离激元的约束,但是其电磁辐射在纳米线中亦有传播,因此 A_m/A_0 的值反而增加,同时其传播距离增长.

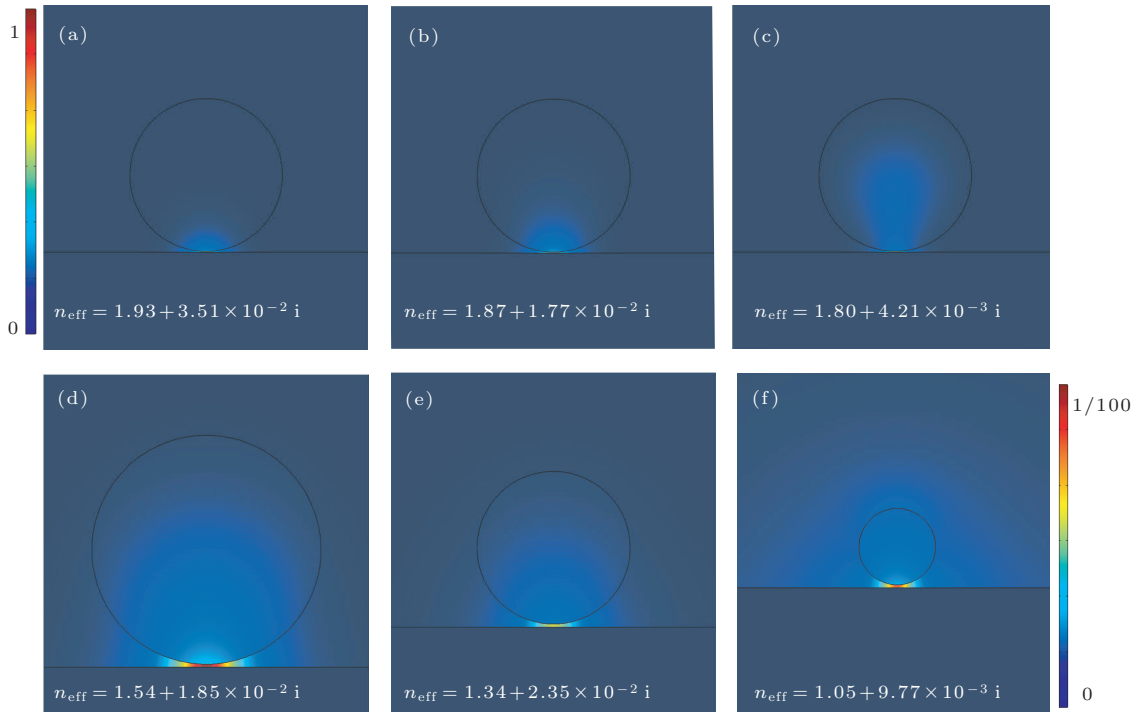


图6 工作波长为390 nm, $h = 2$ nm时,四种SIM结构的电磁能分布 (a) ZnO-MgF₂-AlCu, $d = 400$ nm; (b) ZnO-MgF₂-Al, $d = 400$ nm; (c) ZnO-Air-Al, $d = 400$ nm; (d) ZnO-Air-Al, $d = 150$ nm; (e) ZnO-Air-Al, $d = 100$ nm; (f) ZnO-Air-Al, $d = 50$ nm; (a)—(e)使用左上的色标, (f)使用右下的色标

4 结 论

本文把具有增益特征的ZnO半导体纳米线和表面等离激元结合起来,构建了一种能够实现紫外表面等离激元传播的波导结构,其把光子约束在亚波长尺度,同时又减少了能量损耗,实现长距离传播.借助有限元方法,对这种SIM波导所支持导模的电磁能分布、有效折射率、传播长度和归一化有效模场面积随电磁参数和几何结构参数的依赖关系进行了分析.由于电磁能被约束/储存在绝缘介质层中,因此纳米线与绝缘介质的折射率相差越大约束性越好,且传输损耗小.而金属的介电常数的实部和虚部的比值越大,传播距离越长,但同时模式约束减弱,因此需要在两者之间寻找平衡点.结果表明,在小尺寸下,紫外表面等离激元在ZnO-Air-Al的传播特性更好,其有效折射率小,传播距离长,模场约束性好.考虑到纳米线无法架空于空气中,我们可以进一步在MgF₂介质层中刻蚀

出空气槽来获得支撑,以实现ZnO-Air-Al结构.基于ZnO纳米线的SIM结构,把高增益的半导体材料和表面等离激元结合在一起,可以使得紫外光波导的损耗通过半导体增益材料得到补偿,有望实现亚波长尺度下的紫外激光光源应用于生物等样品检测中.

参考文献

- [1] Rai P, Hartmann N, Berthelot J, Arocas J, Colas des Francs G, Hartschuh A, Bouhelier A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 026804
- [2] Babil M A, Sun X D 2013 *Chin. Phys. B* **22** 047808
- [3] Chen S H, Chen J, Deng S Z, Xu N S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 037803
- [4] Wang Y, Wang X, He X J, Mei J S, Chen M H, Yin J H, Lei Q Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 137301 (in Chinese)[王玥, 王暄, 贺训军, 梅金硕, 陈明华, 殷晶华, 雷清泉 2012 物理学报 **61** 137301]

- [5] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [6] Oulton R F, Sorger V J, Zentgraf T, Ma R M, Gladden C, Dai L, Bartal G, Zhang X 2009 *Nature* **461** 629
- [7] Xue W R, Guo Y N, Zhang W M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2529
- [8] Ditlbacher H, Hohenau A, Wagner D, Kreibitz U, Rogers M, Hofer F, Aussenegg F R, Krenn J R 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 257403
- [9] Gramotnev D K, Pile D F P 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 6323
- [10] Russella K J, Hu E L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 163115
- [11] Oulton R F, Sorger V J, Genov D A, Pile D F P, Zhang X 2008 *Nature Photon.* **2** 496
- [12] Liu J T, Xu B Z, Zhang J, Cai L K, Song G F 2012 *Chin. Phys. B* **21** 107303
- [13] Noginow M A, Zhu G, Belgrave A M, Bakker R, Shalaev V M, Narimanov E E, Stout S, Herz E, Suteewong T, Wiesner U 2009 *Nature* **460** 1110
- [14] Nezhad M P, Simic A, Bondarenko O, Slutsky B, Mizrahi A, Feng L, Lomakin V, Fainman Y 2010 *Nature Photon.* **4** 395
- [15] Liu F X, Tang C J, Pan J, Cao Z S, Wang Z L 2010 *J. Phys. Chem. C* **114** 9871
- [16] Gather M C, Meerholz K, Danz N, Leosson K 2010 *Nature Photon.* **4** 457
- [17] Kwon S H, Kang J H, Seassal C, Kim S K, Regreny P, Lee Y H, Lieber C M, Park H G 2010 *Nano Lett.* **10** 3679
- [18] Huang H, Zhao Q, Jiao J, Liang G F, Huang X P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 135201 (in Chinese)[黄洪, 赵青, 焦蛟, 梁高峰, 黄小平 2013 物理学报 **62** 135201]
- [19] He J, Su Y M, Ma Y T, Chen Q, Wang R N, Ye Y, Ma Y, Liang H L 2012 *Chin. Phys. B* **21** 076104
- [20] Huang M H, Mao S, Feick H, Yan H Q, Wu Y Y, Kind H, Weber E, Russo R, Yang P D 2001 *Science* **292** 1897
- [21] Xu Y, Li Y P, Jin L, Ma X Y, Yang D R 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084207 (in Chinese)[徐韵, 李云鹏, 金璐, 马向阳, 杨德仁 2013 物理学报 **62** 084207]
- [22] Yong M 2000 *Optics and Lasers Including Fibers and Optical Waveguides* (Berlin: Springer) p275

Ultraviolet surface plasmon polariton propagation for ZnO semiconductor-insulator-metal waveguides*

Hu Meng-Zhu¹⁾ Zhou Si-Yang¹⁾ Han Qin^{1)†} Sun Hua¹⁾ Zhou Li-Ping¹⁾
Zeng Chun-Mei²⁾ Wu Zhao-Feng¹⁾ Wu Xue-Mei¹⁾

1) (*Jiangsu Key Laboratory of Thin Films, School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, China*)

2) (*Institute of Modern Optical Technologies, Suzhou 215006, China*)

(Received 17 September 2013; revised manuscript received 14 October 2013)

Abstract

Ultraviolet surface plasmon polariton propagation for ZnO semiconductor-insulator-metal waveguide is investigated by means of the finite-element method. The field distribution, effective refractivity, propagation distance, and mode area of the hybrid mode supported by the waveguides were detailed analyzed, which are dependent on the dielectric constant and geometrical parameters. In order to achieve low propagation loss and subwavelength field confinement, several materials are calculated. Our investigation indicated that air and aluminum are better, which act as the insulator and metal respectively, and the effective mode area of such a waveguide can be as small as $\lambda^2/100$. The results can help the development of nano-sized light sources which can enhance the sensitivity for bio-detection devices and diagnostic equipments.

Keywords: ultraviolet, surface plasmon polaritons, waveguides, subwavelength

PACS: 95.85.Ls, 73.20.Mf, 73.40.Qv, 42.79.Gn

DOI: [10.7498/aps.63.029501](https://doi.org/10.7498/aps.63.029501)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11104197, 61078045, 11204266), the Priority Academic Program Development of Jiangsu Higher Education Institutions of China, and the QingLan Project Foundation of the Education Bureau of Jiangsu Province, China.

† Corresponding author. E-mail: hanqin@suda.edu.cn