

基于非线性杂化波导模拟的等离激元光参量放大

王丹青, 李涛, 王曙曙, 祝世宁
(南京大学物理系, 南京微结构国家实验室 江苏南京 210093)

摘要: 表面等离激元 (SPP) 具有场约束效应, 可以突破衍射极限的限制, 实现亚波长尺度下的光子集成, 然而其缺点为严重的损耗性, 无法长距离传播。通过非线性效应中的光参量放大过程, 可对 SPP 损耗进行补偿, 提高传播距离与转化效率。本文利用 Comsol 数值模拟的方法, 通过对条载波导结构中波导的本征模式及场强分布进行研究, 得到基波与倍频波的耦合系数, 利用准相位匹配的方法弥补相位失配, 并由此研究 SPP 传播情况, 探究了传播长度, 转化效率等与结构参数之间的关系。结果发现, 基于非线性效应的 SPP 传播长度与转化效率得到了有效提高, 结构参数, 初始强度等对其有直接影响, 从而为光子集成与光学操控研究奠定基础。

关键词: 表面等离激元 非线性效应 光参量放大 光子集成

Modeling of nonlinear hybrid plasmonic waveguide for enhanced Surface plasmon polariton through optical parametric amplification

Danqing Wang, Tao Li, Shushu Wang, Shining Zhu

(Department of Physics, National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract: Surface plasmon polaritons (SPPs), as electromagnetic waves localized at the surface of a metal, enjoy the unique properties to confine energy into sub-wavelength scale, which is beneficial for future photonic integration. However, the severe absorption caused by metal influences the propagation distance greatly. Actually, SPP loss can be compensated by optical parametric amplification in nonlinear medium and the propagation loss and conversion efficiency can be improved as well. In this essay, the effective indices and field distribution of strip-loaded guide is simulated numerically with the help of Comsol and the coupling coefficient between FF and SH wave is got for latter quasi-phase-matching process. It turns out that, based on nonlinear effect, the SPP propagation length and conversion efficiency is improved to a great extent and can also be directly influenced by structure parameters and initial intensity of FF and SH wave, which suggests for future utilization in photonic integration and manipulations.

Key words: surface plasmon polariton; nonlinear process; optical parametric amplification; photonic integration

基于非线性条载波导模拟的等离激元光参量放大

王丹青, 李涛, 王曙曙, 祝世宁

(南京大学物理系, 南京微结构国家实验室 江苏南京 210093)

摘要: 表面等离激元 (SPP) 具有场约束效应, 可以突破衍射极限的限制, 实现亚波长尺度下的光子集成, 然而其缺点为严重的损耗性, 无法长距离传播。通过非线性效应中的光参量放大过程, 可对 SPP 损耗进行补偿, 提高传播距离与转化效率。本文利用 Comsol 数值模拟的方法, 通过对条载波导结构中波导的本征模式及场强分布进行研究, 得到基波与倍频波的耦合系数, 利用准相位匹配的方法弥补相位失配, 并由此研究 SPP 传播情况, 探究了传播长度, 转化效率等与结构参数之间的关系。结果发现, 基于非线性效应的 SPP 传播长度与转化效率得到了有效提高, 结构参数, 初始强度等对其有直接影响, 从而为光子集成与光学操控研究奠定基础。

关键词: 表面等离激元 非线性效应 光参量放大 光子集成

1 引言

光在传播过程中发生衍射, 衍射极限的存在使得光子器件的集成度受到限制。然而, 利用光波与金属表面的电子振荡耦合, 在金属与介质表面会形成一种表面波, 该表面波场强沿界面法线呈向两侧指数衰减, 具有很强的场约束效应, 同时沿着界面传播的波失会比自由空间中光波波失大, 此即表面等离基元 (SPP) [1]。利用 SPP 可以突破衍射极限, 将电磁波的传播控制于亚波长的尺度上, 因而在纳米光子集成领域具有良好的应用价值。

然而, SPP 传播本身具有严重的损耗性, 电磁能量衰减很快, 无法长距离传播。为克服 SPP 的传播损耗, 传统的研究方向有长程 SPP[2], 增益介质[3], 介质夹载 SPP 波导[4]等。同时将非线性与 SPP 相结合, 将泵浦光的能量光参量下转化为 SPP 的能量, 可以对 SPP 损耗进行补偿, 从而提高其传播长度。其中在非线性光参量过程中, 介质色散会引起相位失配, 因而如何满足非线性过程中的相位匹配, 实现基波与倍频波之间的有效耦合转化, 是一个关键。

一般地, 存在棱镜相位匹配[5], 完全相位匹配与准相位匹配[6]等方法。利用三层结构中 TM1 模式与 SPP 模式的交叠, 通过控制 LN 介质厚度和入射频率, 相位匹配条件可以得到自然满足[7]。在模式无法自然满足的情况下, 可以引入周期性的极化结构, 基波与二次谐波的相位差可通过倒格失进行弥补, 在三层结构中利用 SPP 模式的基波与倍频波, 同样可实现光参量放大与反向的二次谐波产生过程[8]。此外, 在设计中引入在 LN 介质与金属膜之间加入空气膜的条载波导结构, 可以得到类 SPP 与类波导的本征模式, 通过准相位匹配的方法, 两者之间同样可以实现光参量的转化过程, 因而可以产生二次谐波[9]。本文即利用该种结构, 研究光参量下转换过程中类波导倍频波对类 SPP 基频波的损耗补偿作用, 并探究结构参数对峰值位置, 转化效率, 耦合系数等的影响。

2 物理模型与模拟

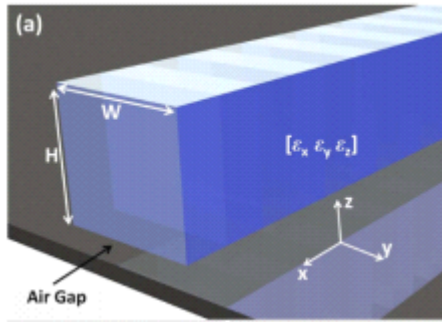
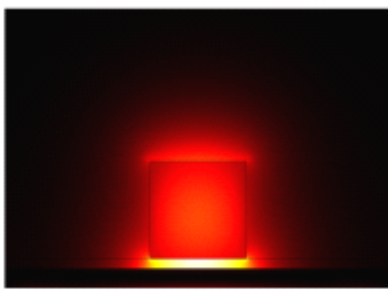


图 1

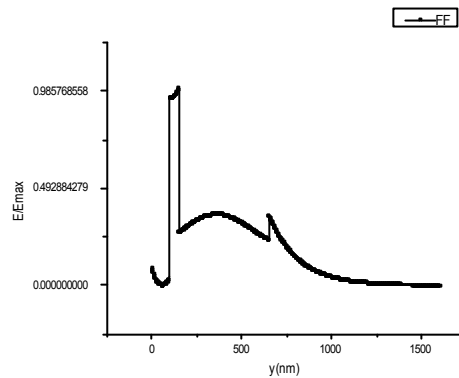
在本文条载波导模型中，如图一所示，中间层为 PPLN 介质，包围于空气背景中，底部为金属薄膜，中间为一层空气薄膜，非线性介质的光轴指向为 z 方向。该结构中，模式的本征方程形式无法得到精确的解析解，在简化情况下可利用马卡提里近似[10]，分为纵向与横向分别求解。本文利用 comsol 软件模拟的方法，通过设置条载波导模型结构参数与介质参数，得到其本征模式对应的折射率及场分布情况，并由此可以计算场归一化系数与耦合系数，研究基波与倍频波在相互耦合作用下的传播情况。

其具体参数为，基波波长为 1550nm，倍频波波长 775nm， $w=h=500\text{nm}$ ，空气膜厚度 $\text{gap}=50\text{nm}$ 。底层金属为 Ag，其介电常数通过 Drude 模型[11]求得。对于基波 FF， $\epsilon_m = -125.29 + 8.8273i$ ，对于倍频波 SH， $\epsilon_m = -30.689 + 1.1074i$ 。同时，LN 的介电系数由塞梅尔方程[12]得到，对于基波 FF， $[n_x, n_y, n_z] = [2.21124, 2.21124, 2.13807]$ ，对于倍频波 SH， $[n_x, n_y, n_z] = [2.25863, 2.25863, 2.17881]$ 。

在空气膜厚度为 50nm 的情况下，模拟得到本征折射率与场强分布为，在 $x=0$ 的直线上取点，得中心径向方向的场强分布。

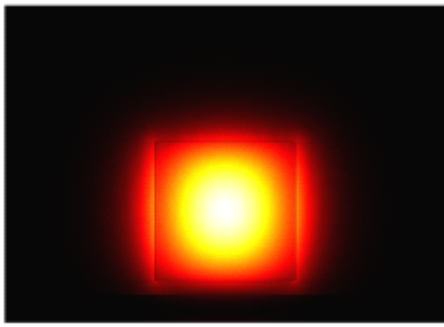


图二(a)

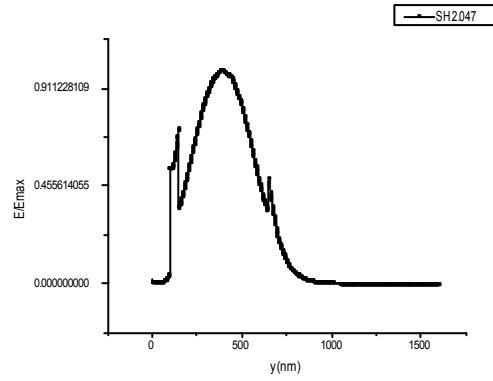


图三(a)

为基频波，对应本征折射率： $n=1.587523+5.714497e-4i$;

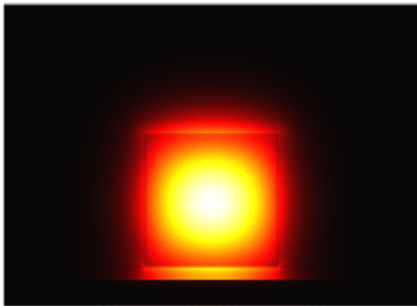


图二 (b)

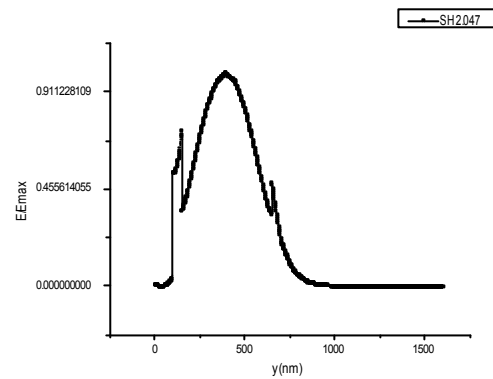


图三 (b)

为倍频波，对应本征折射率： $n=2.038117+4.142861e-5i$



图二 (c)



图三 (c)

为倍频波，对应本征折射率： $n=2.046669+2.669423e-5i$;

如图二所示，由于 SPP 消逝波与 LN 介质导波模式的强耦合作用，类 SPP 的 FF 波场强集中分布于空气薄膜中，从而 FF 波可以有效降低损耗同时保持较小的模式面积。同时 SH 波长更小，晶体与 LN 之间的耦合作用更弱，使得类波导的 SH 波场强集中分布于非线性介质中。相比于 FF 波，其在金属中的场分布更少，损耗更低。在模拟 SH 波本征模式时，发现出现两个本征折射率， $n_1=2.038117+4.142861e-5i$ ， $n_2=2.046669+2.669423e-5i$ ，分别对应波导模式中的两个传播方向。通过研究场分布情况，如图三所示，发现 SH 模式中本征折射率： $n=2.046669+2.669423e-5i$ 时 FF 与 SH 波的场交叠情况更为明显，耦合系数更大，在耦合计算中取该模式。

对于基波 $n_1=1.587523+5.714497e-4i$ 及倍频波 $n_2=2.669423e-5i$ ，其位相差由周期结构提供的倒格矢进行弥补， $\Delta\beta = \beta_2 - 2\beta_1 = \frac{2\pi}{\Lambda}$ ，因此对应的周期为 $\text{period}=1.6879\mu\text{m}$ 。对于场强的归一化系数，时间平均的功率流[10]

$$\vec{P} = \frac{1}{2} \int \text{Re}[(\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \vec{\mu}] ds$$

平面内为 x,y 方向， $\vec{\mu}$ 延传播方向即 z 方向，可简化为：

$$P = \frac{1}{2} \int \text{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy$$

FF 与 SH 波对应的耦合波方程[13]为:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_1}{\partial x} &= -\frac{\alpha_1}{2} A_1 + i \frac{\omega \epsilon_0}{4} \kappa_1 A_1^* A_2 e^{i(\beta_2 - 2\beta_1)x} \\ \frac{\partial A_2}{\partial x} &= -\frac{\alpha_2}{2} A_2 + i \frac{\omega \epsilon_0}{4} \kappa_2 A_1^2 e^{-i(\beta_2 - 2\beta_1)x}\end{aligned}$$

其中, A 对应振幅, κ 为耦合系数
对于耦合系数,

$$\kappa_2 = \kappa_1^* = \int d\sigma \vec{\chi} : \vec{e}_2^* \vec{e}_3 (\vec{e}_{1z} - \vec{e}_{1z})$$

在只考虑 LN 的倍频系数张量 (3 为光轴方向)

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{15} & d_{15} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

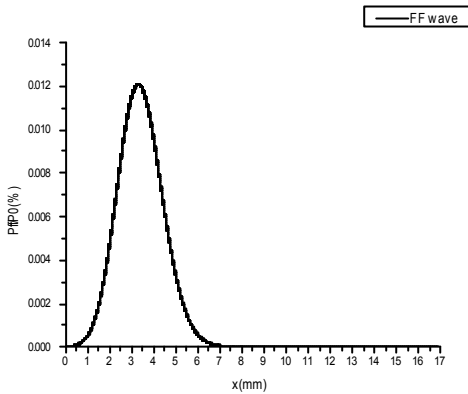
d33 分量的情况下, 耦合系数可简化为:

$$\kappa = \int d_{33} E_{1,z}^2 E_{2,z}^* dy dz$$

导出类波导与类 SPP 模式沿光轴方向的场强分布, 并在 xy 平面内积分即得耦合系数。
通过对 comsol 中导出的场分进行积分, 即得耦合系数。

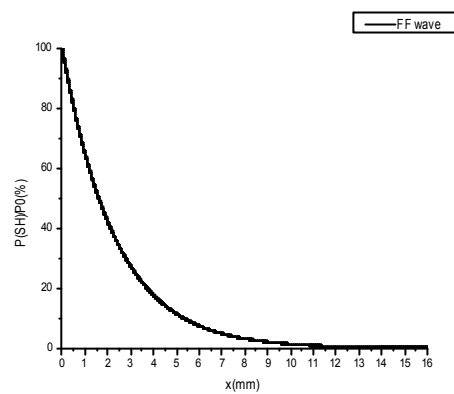
3 结果与分析

在空气膜厚度 Gap=50nm 时, 取步长 h=period/10=0.16879um, 并取 FF 波和 SH 波的对应的初始强度为 0.0001 W/m^2 和 900 W/m^2 , 通过耦合波方程, FF 波与 SH 波的演化趋势为:



图四 (a)

基频波沿 x 方向的传播情况



图四(b)

倍频波沿 x 方向的传播情况

可知 FF 波类 SPP 传播, 在光参量作用下能量由泵浦波转化至基波, FF 得到增加, 后因 FF 的损耗性, 其强度存在一个峰值, 峰值后 FF 波衰减。同时, 由于能量的耦合与转化, SH 波类波导模式传播, 场强一直衰减至零。在此结构下, FF 波的峰值位置为 3.3mm, 对应的转化效率 0.012085%, 同时 FF 波强度相比于初始强度的增长倍数为 1088 倍。

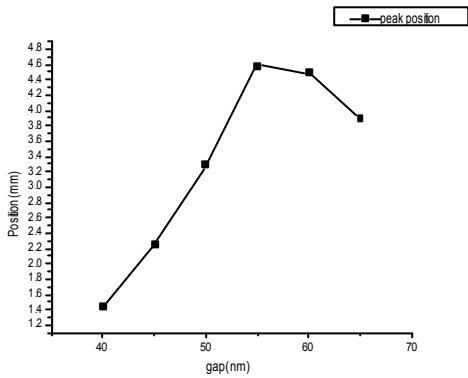
为了研究结构参数对场强分布于耦合波演化的影响, 调整结构参数, Gap 由 40nm 逐渐增加至 65nm, 得到 FF 峰值位置与峰值, 耦合系数, 及其转化效率。在计算过程中, 不同的结构对应的本征折射率有差别, 同时对 PPLN 的周期进行调整, 使得其提供的倒格失满足准

位相匹配。

Gap (mm)	position(mm)	Eff (%)	abs(k)
40	1.4491759	0.000216	0.64363
45	2.2510371	0.001145	0.60258
50	3.2897171	0.012085	0.56893
55	4.5842384	0.298844	0.54107
60	4.4876816	3.828544	0.51771
65	3.8996368	11.4244	0.49794

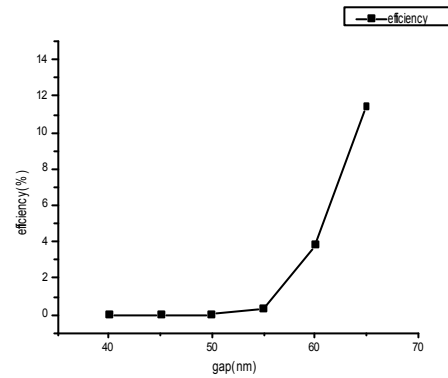
表一

空气薄膜厚度改变下的峰值位置，转化效率与耦合系数



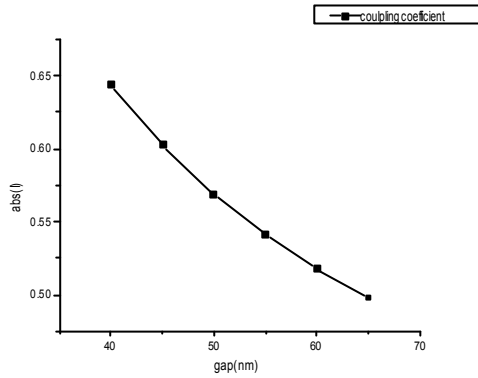
图五(a)

FF 波峰值位置与空气膜厚的关系



图五(b)

转化效率与空气膜厚的关系



图五 (c)

耦合系数绝对值域空气膜厚的关系

由上图可知，随着膜厚度的增加，FF 波的峰值位置存在一最大值，该值之前峰值位置随着 gap 的增大而增大。同时，膜厚度的增加使波导与 SPP 模式的耦合作用减少，FF 波更集中于空气膜区域，SH 波更集中于非线性介质区域，这种 FF 波与 SH 波分布的相反变化使得场交叠减少，耦合系数降低。此外，随着 FF 波更集中于空气膜区域，其损耗更小，因而转化效率逐渐提高。

为了说明引入条载波导结构以及空气膜对 FF 损耗降低的作用，将该结果与平面波导结构中的光参量放大过程[7]相比较。该研究中利用 LN-LN-金属结构中 SPP 与 TM1 模式的色散关系，通过选择合适的基波频率与 LN 层厚度，可以实现相位完全匹配。研究发现，SPP 模式初始强度为 1kW/cm, TM1 初始强度为 50MW/cm 时，SPP 传播的峰值位置为 5.8mm, 转

化效率为 1.69%。在本文中, 当 gap 厚度为 60um, FF 波和 SH 波的对应的初始强度为 0.0001 W/m^2 和 900 W/m^2 时, FF 波的传播峰值位置为 4.4876816mm, 转化效率为 3.828544%, 都得到了提高。同时, 由于空气间隙的存在, SPP 在降低传播损耗的同时在光场中具有更强的局域性, 在相对较小的模式区域内提高了转化效率, 在光学集成领域具有更好的应用。

4 结论

本文从 comsol 模拟得到的条载波导本征折射率与场强分布为出发点, 利用准位相匹配的方法弥补基波与倍频波的相位失配, 研究了类 SPP 的基频波与类波导模式的 SH 波的耦合传播, 发现通过光参量放大 SH 波有效转化为 FF 波, 弥补了 FF 传播的损耗, 并且因 FF 波主要集中与空气间隙中, 损耗大大降低, 使得传播距离与转化效率得到有效增强。此外, 通过改变空气间隙厚度, 研究 SPP 传播情况, 探究了峰值位置, 转化效率, 耦合系数等与结构参数之间的关系, 结果发现, 随着空气膜厚度的增加, SPP 峰值位置出现最大值, 转化效率和耦合系数得到增大。

总之, 利用基于非线性条载波导模拟的等离激元光参量放大过程, SPP 衰减得到了降低与补偿, 传播长度与转化效率得到了有效提高, 同时结构参数, 初始强度等对其有直接影响, 这些有利于光子集成与光学操控的进一步研究工作。

【参考文献】

- [1] Plasmonics Fundamentals and Applications, Stean Alexander Maier, 2007
- [2] J. J. Burke, G. I. Stegeman, and T. Tamir, "Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films," Phys. Rev. B Condens. Matter 33(8), 5186–5201 (1986).
- [3] I. De Leon and P. Berini, "Theory of surface plasmon-polariton amplification in planar structures incorporating dipolar gain media," Phys. Rev. B 78, 161401 (2008).
- [4] T. Holmgaard, and S. I. Bozhevolnyi, "Theoretical analysis of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides," Phys. Rev. B 75(24), 245405 (2007).
- [5] R. H. Stolen, M. A. Bösch, and C. Lin, "Phase matching in birefringent fibers," Opt. Lett. 6(5), 213–215 (1981).
- [6] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric," Phys. Rev. 127(6), 1918–1939 (1962).
- [7] F. F. Lu, T. Li, J. Xu, Z. D. Xie, L. Li, S. N. Zhu, and Y. Y. Zhu, Opt. Express 19, 2858 (2011).
- [8] Z. J. Wu, X. K. Hu, Z. Y. Yu, W. Hu, F. Xu, and Y. Q. Lu, "Nonlinear plasmonic frequency conversion through quasiphase matching," Phys. Rev. B 82(15), 155107 (2010).
- [9] F. F. Lu, T. Li,* X. P. Hu, Q. Q. Cheng, S. N. Zhu, and Y. Y. Zhu "Efficient second-harmonic generation in nonlinear plasmonic waveguide" OL Vol. 36, No. 17 (2011)
- [10] 导波光学 曹庄琪 2007
- [11] P. B. Johnson, and R. W. Christy, "Optical constants of the noble metals," Phys. Rev. B 6(12), 4370–4379 (1972).
- [12] G. J. Edwards, and M. Lawrence, "A temperature-dependent dispersion equation for congruently grown lithium niobate," Opt. Quantum Electron. 16(4), 373–375 (1984).
- [13] Z. Ruan, G. Veronis, K. L. Vodopyanov, M. M. Fejer, and S. Fan, "Enhancement of optics-to-THz conversion efficiency by metallic slot waveguides," Opt. Express 17(16), 13502–13515 (2009).