

激光与光电子学进展

非局域完美吸收薄膜的设计与仿真

刘建晓¹, 张丽², 杜晶晶¹, 刘啸岚¹, 孟令辉^{1*}¹衡水学院物理与电子信息系, 河北 衡水 053000;²衡水学院应用化学系, 河北 衡水 053000

摘要 时域有限差分(FDTD)方法在计算金属纳米结构的非局域特性时,往往需要更小的空间离散步长,当模型尺寸较大时会给计算带来困难。而描述金属非局域介电特性的流体动力学模型由于纵向波矢的引入,给传输矩阵法(TMM)等半解析方法的运算造成不便。因此,提出了一种结合FDTD与TMM求解纳米金属非局域薄膜吸收率的方法。采用FDTD方法获得金属的反射系数和透射系数,并反演得到非局域金属的等效介电常数。将等效介电常数及模型参数代入TMM中,计算出完整结构的电磁特性。结果表明,该方法能很好地解决FDTD离散网格过小造成的内存不足和TMM中纵向波矢带来的计算复杂问题,且能快速完成分层纳米结构反射率、透射率和吸收率的计算。

关键词 薄膜; 等效介电常数; 非局域; 金属纳米结构

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP202259.2131001

Design and Simulation of Nonlocal Perfect Absorption Thin Film

Liu Jianxiao¹, Zhang Li², Du Jingjing¹, Liu Xiaolan¹, Meng Linghui^{1*}¹Department of Physical and Electronic Information, Hengshui University, Hengshui 053000, Hebei, China;²Department of Applied Chemistry, Hengshui University, Hengshui 053000, Hebei, China

Abstract Finite-difference time-domain (FDTD) methods often require smaller spatial discrete steps when calculating the nonlocal properties of metal nanostructures, which brings difficulties to the calculation when the model size is large. However, due to the introduction of longitudinal wave vector, the hydrodynamic model describing the properties of the metal nonlocal property is inconvenient for the calculation of semi-analytical methods such as the transfer matrix method (TMM). Therefore, a method combining FDTD and TMM to solve the absorptivity of nano-metal nonlocal thin films is proposed in this paper. The reflection coefficient and transmission coefficient of the metal are obtained by the FDTD method, and the equivalent dielectric constant of the nonlocal metal is obtained by inversion. Substitute the equivalent permittivity and model parameters into the TMM, and the electromagnetic properties of the complete structure are calculated. The results show that this method can solve the problem of insufficient memory caused by small grid of FDTD and the computational complexity caused by longitudinal wave vector in TMM, and calculations of reflectivity, transmittance, and absorptivity of layered nanostructures can be performed quickly.

Key words thin films; equivalent dielectric constant; nonlocal; metal nanostructures

1 引言

随着实验技术的高速发展和研究的不断深入,制造更精细纳米结构的技术已日趋成熟,纳米金属在光波入射下表现的新奇特性(与微观结构的量子效应有关)也引起了研究人员的广泛关注^[1-3],如纳米金属的异常吸收^[4-5]、局域表面等离激元共振^[6-9]、亚波长尺度

范围近场局域增强^[10-11]。纳米金属的介电常数不能用Drude模型描述,通常采用量子分析方法或流体动力学分析方法进行计算^[12-13]。流体动力学方法不仅可以避免繁琐的量子运算,还可以结合时域有限差分(FDTD)方法实现对复杂纳米结构的建模^[14-15]。FDTD方法采用宽频带波源入射,经过一次运算就能得到结构的宽频响应,但FDTD方法计算时需满足稳

收稿日期: 2021-09-09; 修回日期: 2021-10-12; 录用日期: 2021-10-29

基金项目: 河北省自然科学基金(F2019111025, F2021111001)、河北省教育厅科学技术研究项目(BJ2020206)、衡水学院院级课题(2021ZR27, 2021ZR36)

通信作者: *atmeng0908@163.com

定性条件^[16],模型中存在金属纳米结构时,需要考虑金属的非局域特性,当金属结构的尺寸小于等于 10 nm 时,非局域效应对计算模型的影响很大^[17]。非局域特性的体现对离散网格的依赖性很高,为了达到一定的计算精度,离散步长一般小于等于 0.2 nm^[18]。对于模型中含有金属材料且整体尺寸为几百纳米的纳米结构,采用 FDTD 方法进行仿真计算时难度较大。若采用非均匀网格,最大网格和最小网格的尺寸比也较大,从而严重影响算法的稳定性。

针对上述问题,本文联合 FDTD 与传输矩阵法 (TMM) 进行仿真计算,研究了含有非局域金属覆盖层的完美吸收膜。首先,采用 FDTD 方法单独计算模型中金属纳米结构的有效介电常数。然后,将有效介电常数及结构尺寸代入 TMM 中,最终得到整体结构的吸收率。实验结果表明,FDTD-TMM 联合仿真方法既能有效避免 FDTD 离散网格过小占用内存的问题,同时也能解决金属非局域介电常数中纵向波矢导致的运算复杂问题。

2 计算方法

如果不考虑金属中的纵向等离子体波,金属的介电常数可采用 Drude 模型和 Lorentz 模型组合表示^[19]。其中,电子带内跃迁由 Drude 项表示,带间跃迁由 Lorentz 项表示。为了更精确地描述电子跃迁的介电响应,Etchegoin 等^[20]提出了 Drude-2CP 模型,但 2CP 模型中的拟合参数并没有具体的物理含义。考虑纵向等离子体波时,采用流体动力学方法,只需在上述模型中的 Drude 项中引入非局域参数即可。以 Drude-Lorentz 模型为例,金属的非局域相对介电常数在频率和空间上均是离散的^[21],可表示为

$$\epsilon_r(\omega, k) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma - \beta^2 k^2} + \sum_{l=1}^2 \frac{\Delta\epsilon_l \omega_l^2}{\omega_l^2 - \omega^2 - i\omega 2\Gamma_l}, \quad (1)$$

式中: ω 为入射波的频率; k 为金属中的纵向波波数; ϵ_0 为真空介电常数; ϵ_∞ 为入射频率无穷大时金属的相对介电常数; ω_p 为等离子体频率; γ 为电子的碰撞损耗; β 为非局域系数; $\Delta\epsilon_l, \omega_l, \Gamma_l$ 为 Lorentz 模型的拟合系数; l 为有理分式的项数。相比局域介电常数,式(1)中的模型只增加了 $\beta^2 k^2$ 项,当 $\beta^2 k^2 = 0$ 时,该模型便退化为局域介电常数。

非局域模型在 FDTD 方法中可采用辅助微分方程 (ADE) 进行处理^[22-23]。由于纳米薄膜中金属结构的厚度较小,采用 FDTD 方法计算时空间离散步长也较小,导致整体模型占用内存较高。为了解决该问题,将整体纳米结构按层分解成几部分,只计算非局域金属的反射和透射系数,以减小计算空间。采用 Szabó 等^[24-25]提出的介质参数反演方法,通过 Kramers-Kronig

关系就可求出非局域金属的等效介电常数。将反演的等效介电常数等参数代入 TMM 方法中,求得整体模型的电磁特性,如反射率、透射率、吸收率。TMM 是一种解析方法,优点是计算量小,缺点是只适用于分层结构的计算,不能建立复杂的模型。而 FDTD 方法可以方便地建立各种复杂模型,并将复杂模型等效为均匀层状结构。因此,先将计算模型分解为分层结构,分别计算各分层结构的有效介电常数,然后通过 TMM 调用等效介质参数,求出整体结构的电磁特性。

图 1 为非局域完美吸收金属纳米薄膜的结构。其中,金薄膜的介电常数采用 Drude-Lorentz 模型表示,通过引入非局域系数 β 描述金的非局域特性。图 2 和图 3 为考虑非局域效应时,金薄膜的相对介电常数随入射波长 λ 和纵向波波数 k 的变化曲线,当 $k=0$ 时,非局域介电常数退化为局域介电常数。其中, $\hbar\beta k$ 为频率。由式(1)和图 2 可知:当 $\omega > \beta k$ 时, $\text{Re}(\epsilon_r) < 0$, 非局域金属中产生纵向波等离激元;当 $\omega = \beta k$ 时, $\text{Re}(\epsilon_r)$ 的符号发生变化,纵向等离激元发生共振。从图 3 可以发现,当 $\omega = \beta k$ 时, $\text{Im}(\epsilon_r)$ 出现了极大值,导致金属薄膜吸收率大幅增加。因此,考虑金属非局域特性且满足条件 $\omega = \beta k$ 时,金属薄膜中会产生异常吸收现象。该吸收是由纵向等离激元共振导致,共振波长 λ_L 与金属纳米薄膜的厚度相关^[26],可表示为

$$\lambda_L = 2d_l/m, m = 1, 3, \dots, \quad (2)$$

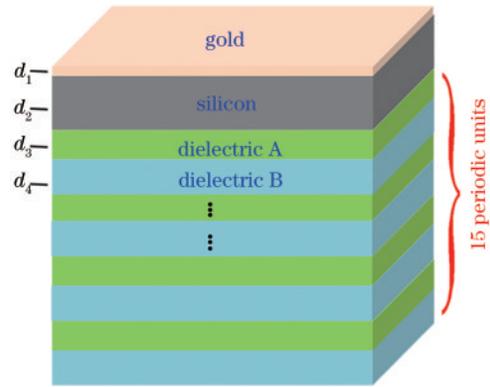


图 1 非局域完美吸收金属纳米薄膜的结构

Fig. 1 Structure of the nonlocal perfect absorption metal nanofilm

由 $k = 2\pi/\lambda_L$, 得到

$$k = m\pi/d_1, m = 1, 3, \dots. \quad (3)$$

由式(3)可知,在厚度为 d_1 的金属纳米结构中存在多支纵向等离子体波,不同厚度金属薄膜中的等离激元共振频率不同,从而产生不同频率的异常吸收峰。

厚度为 10 nm 的金薄膜有效介电常数 ϵ_{eff} 的虚部和实部分别如图 4 和图 5 所示。不考虑非局域特性时, $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_r(\omega, 0)$ 。考虑非局域特性时,采用 FDTD 方法计算非局域纳米薄膜的反射系数、透射系数幅值和相位,进而反演金属薄膜的有效介电常数。可以发现,反

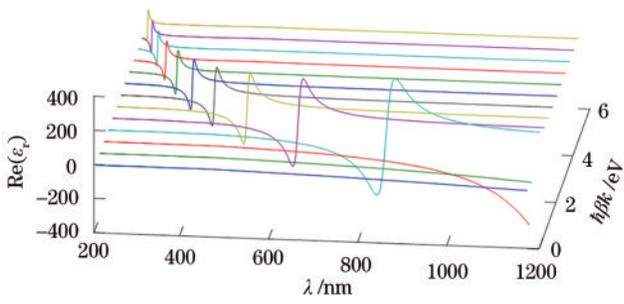


图 2 k 连续变化时非局域金薄膜的介电常数实部

Fig. 2 Real part of dielectric constant of nonlocal gold thin film with continuous change of k

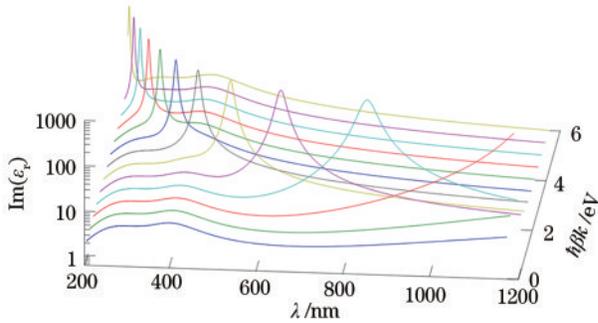


图 3 k 连续变化时非局域金薄膜介电常数虚部

Fig. 3 Imaginary part of dielectric constant of nonlocal gold thin film with continuous change of k

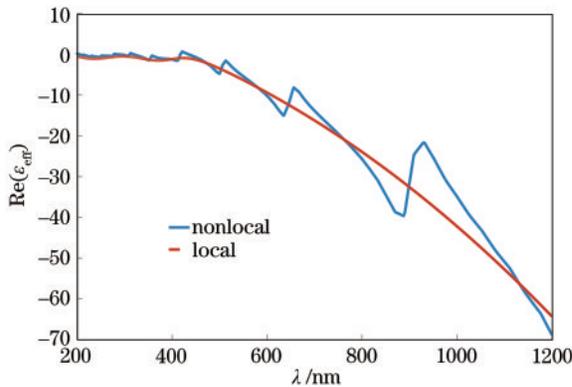


图 4 厚度为 10 nm 的金薄膜等效电常数实部

Fig. 4 Real part of the equivalent electric constant of the gold thin film with a thickness of 10 nm

演的 $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$ 在等离子共振波长处存在跳变, $\text{Im}(\epsilon_{\text{eff}})$ 在共振波长处则出现了峰值, 表明此处有异常吸收的产生。基于式 (3) 和 $\omega = \beta k$, 取非局域金属纳米平板非局域参数 $\beta = 1.39 \times 10^6 \text{ m/s}$, $d_1 = 10 \text{ nm}$, 得到纵向等离子体共振时的入射波长 $\lambda = 2\pi c/\omega = 2\pi c d_1 / (\beta m) = 4314/m \text{ nm}$ 。当 $m = 1$ 和 $m = 3$ 时, 共振波长不在 200~1200 nm 的计算范围。当 $m = 5, 7, 9$ 时, λ 分别约为 863, 616, 480 nm。

用 FDTD 方法、FDTD-TMM 以及文献 [27] 中的方法在考虑非局域特性和不考虑非局域特性时计算厚度为 10 nm 金薄膜的吸收率, 结果如图 6 所示。其中,

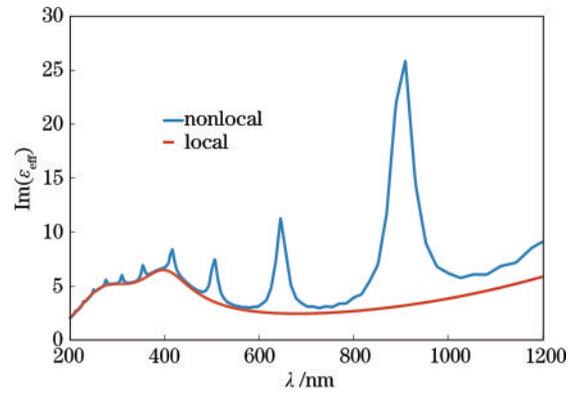


图 5 厚度为 10 nm 的金薄膜等效介电常数虚部

Fig. 5 Imaginary part of the equivalent dielectric constant of the gold thin film with a thickness of 10 nm

文献 [27] 中方法对应的吸收率通过吸收率和电子伏特的关系换算得到。可以发现, 两种方法的计算结果一致, 与文献 [27] 的整体吻合度也较好, 峰值处的偏差则是由网格离散精度不同导致的。金薄膜的局域吸收曲线没有出现吸收峰, 而非局域吸收曲线在共振波长处出现了共振吸收峰, 共振波长分别为 863、616、480 nm, 与对等效介电常数的分析一致, 验证了采用 FDTD 法反演等效介电常数再结合 TMM 法求解薄膜反射率的可行性。

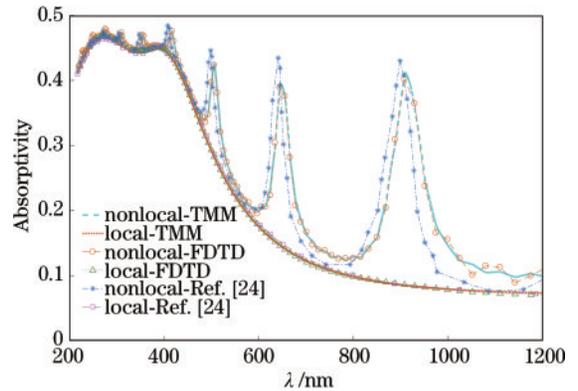


图 6 不同方法计算的金薄膜吸收率

Fig. 6 Absorptivity of gold thin films calculated by different methods

3 计算结果及分析

3.1 算例 1

采用 FDTD-TMM 方法求解图 1 所示的非局域完美吸收金属纳米薄膜的吸收率。为了产生明显的带隙, 设计了 15 个周期单元。仿真参数: $\epsilon_A = 2.1$, $\epsilon_B = 4.2$, Silicon 介电常数按色散介质处理 [28], $d_1 = 10 \text{ nm}$, $d_2 = 260 \text{ nm}$, $d_3 = 80 \text{ nm}$, $d_4 = 100 \text{ nm}$ 。当 $d_1 = d_2 = 0 \text{ nm}$ 时, 周期性介质 A、B 组成光子晶体结构, 图 7 为该结构形成的光子禁带。可以发现, 310~330 nm 和 580~720 nm 范围内产生了两个明显的带隙。由于所用介质没有考虑损耗, 在整个计算频带中

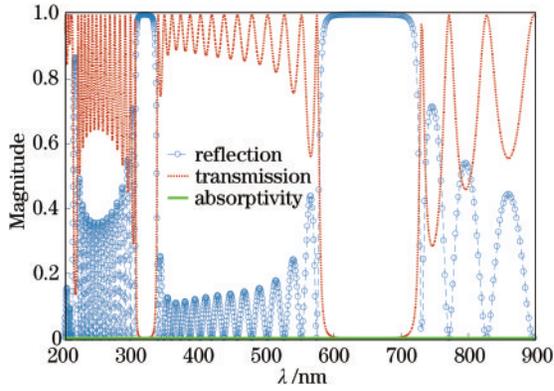


图 7 周期结构的光子带隙

Fig. 7 Photonic band gap of periodic structures

电磁波的吸收率为 0。当入射波长处于光子带隙中时,电磁透射率为 0。多层纳米结构可看成单通道系统,由耦合模理论(CMT)^[29-30]可知。当外部泄漏率和固有损耗率相同时,入射功率将被完全吸收。

在周期性单元上方加入硅吸收层,为了提高 580~720 nm 光子禁带中入射波的吸收率,应使硅的吸收峰处在 650 nm 中心波长附近。当硅层厚度 d_2 分别为 240、250、260、270 nm 时,层状结构的吸收率如图 8 所示。可以发现,随着硅层厚度的增加,吸收率峰值由 0.6 下降到了 0.4,吸收波长由 625 nm 红移到了 675 nm。由于 580~720 nm 光子禁带的中心在 650 nm 处,选取厚度为 260 nm 的硅作为吸收层,使光子禁带中的吸收率最高。为了进一步增加光子禁带中的吸收,在硅层上覆盖一层厚度 $d_1 = 10$ nm 的金薄膜,利用纳米金属的非局域效应产生特定波长的异常吸收峰。计算结果表明,10 nm 厚金薄膜的一个非局域收峰在 616 nm 处,数值仿真结果为 640 nm。在硅吸收层上覆盖金薄膜,使二者的吸收峰重合,可以进一步增加吸收。纳米结构的吸收率如图 9 所示。可以发现,与图 8 相比纳米结构吸收率有明显提高。此外,考虑金属非局域特性后层状结构的吸收率高于局域情况,在 640 nm 处的吸收率接近 1,从而实现对特定波长的完美吸收。

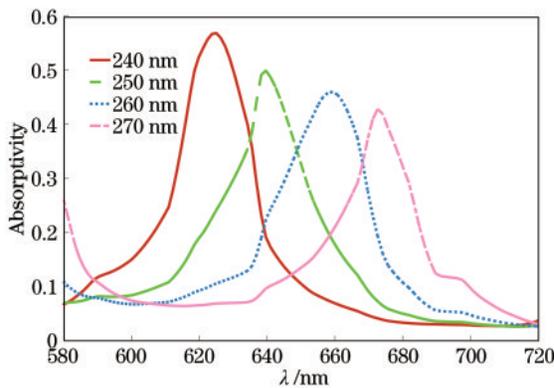


图 8 未引入金属层时硅膜厚度对吸收率的影响

Fig. 8 Influence of silicon film thickness on absorptivity when no metal layer is introduced

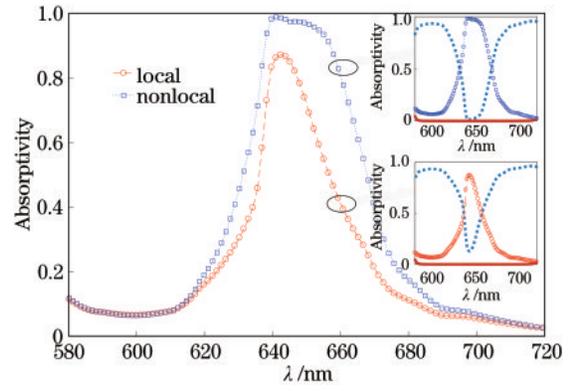


图 9 非局域与局域金属纳米薄膜的吸收率

Fig. 9 Absorptivity of nonlocal and local metal nanofilms

非局域情况下薄膜的吸收带宽相比局域情况也得到了进一步拓宽,在 638~657 nm 范围内的吸收率均大于 90%。相同尺寸下局域金薄膜的吸收峰出现在 642 nm 处,且只有 0.87。在纳米尺度下受量子效应的影响,金属非局域特性对纳米结构电磁特性的影响随纳米尺寸的降低逐渐增大,因此,利用金属非局域吸收峰和纳米尺度的关系可以设计高吸收率纳米薄膜。

3.2 算例 2

将算例 1 中的硅吸收体改成单层石墨烯,非局域纳米金属膜采用周期球型纳米颗粒实现。由于石墨烯比硅等吸收材料具有更高的吸收率,单层石墨烯即可实现光波完美吸收。设计的模型如图 10 所示。设计参数: $\epsilon_A = 1.19$, $\epsilon_B = 2.48$, $\epsilon_C = 3$; 石墨烯采用 Drude-2CP 模型;化学势 $\mu_c = 0.3$ eV;室温 $T = 300$ K^[31];物理厚度 $d_1 = 208$ nm, $d_2 = 166$ nm, $d_3 = 155$ nm;单层石墨烯的厚度为 0.34 nm;金纳米球的半径 $r = 1.36$ nm;金纳米球在介质 C 和石墨烯之间以周期 $2r$ 呈二维平面排列。

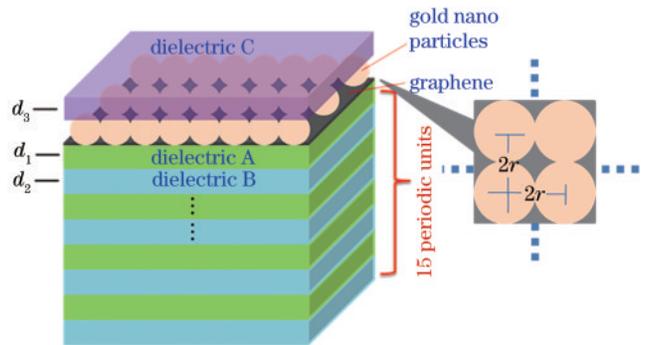


图 10 非局域金纳米颗粒吸收薄膜的结构

Fig. 10 Structure of the nonlocal gold nanoparticle absorption thin film

图 11 为石墨烯非局域金球纳米膜的吸收率。可以发现,周期非局域纳米金球在 600~700 nm 波段的吸收率不足 0.2,但在纳米金球下方加入石墨烯吸收体后,吸收率上升到了 0.95,对光子禁带中的光波几乎能实现完美吸收。从图 11 的插图可以发现:不存在非局域金纳米颗粒时,薄膜的吸收率不均匀,且吸收

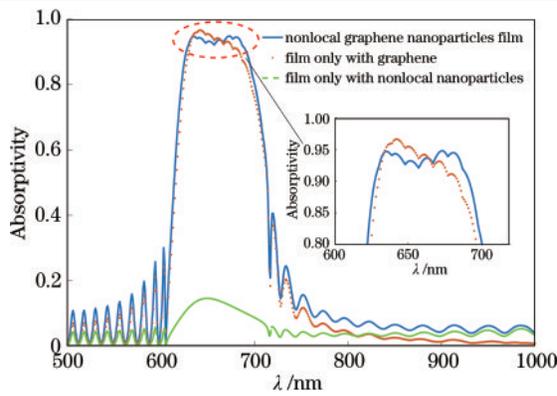


图 11 纳米颗粒薄膜的吸收率

Fig. 11 Absorptivity of the nanoparticle film

带宽略窄;加入非局域纳米颗粒后,薄膜在 620~700 nm 光子禁带内能实现 90% 以上的吸收率。这里的光子禁带仍然由周期性介质 A、B 产生。落入光子禁带中的光波全反射,在介质 C 和石墨烯之间来回振荡。非局域金球的表面等离激元将其聚焦在石墨烯上,最终被石墨烯完全吸收。根据等效介质理论,采用 FDTD-TMM 法计算时可将周期性纳米金球等效成厚度为 $2r$ 的均匀介质板。纳米金球的等效介电常数如图 12 所示。可以发现,该非局域金球纳米薄膜在 600~700 nm 之间存在异常吸收,使非局域金球纳米颗粒的异常吸收峰正好落在光子带隙的范围之中,这是提高薄膜吸收率的关键。图 13 为二维非局域周期金球的反射吸收特性与布拉格反射镜的反射系数。可以发现,AB 型周期性结构在 600~700 nm 之间产生了光子带隙,与非半径为 1.36 nm 的非局域金球的一个异常吸收峰吸收波长一致。

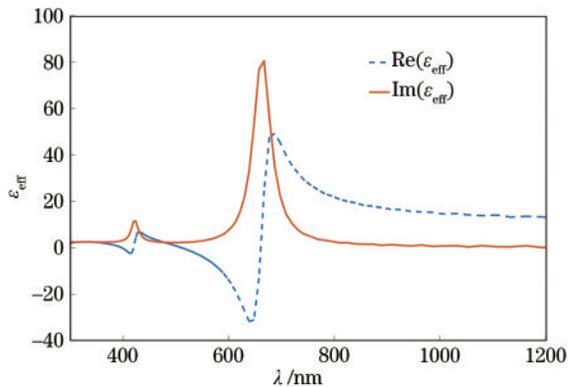


图 12 二维非局域周期金球的等效介电常数

Fig. 12 Equivalent dielectric constant of two-dimensional nonlocal periodic gold sphere

在周期性纳米结构中,周期性单元的出现使纳米薄膜的厚度增加。算例 1 中非局域纳米吸收薄膜的厚度达到了 2790 nm,约为中心波长的 4 倍,算例 2 中的薄膜厚度更是超过了 5000 nm。由于金属非局域效应的精度与离散步长相关,为了提高计算精度,设置的金属纳米结构在 FDTD 仿真计算中的离散步长为

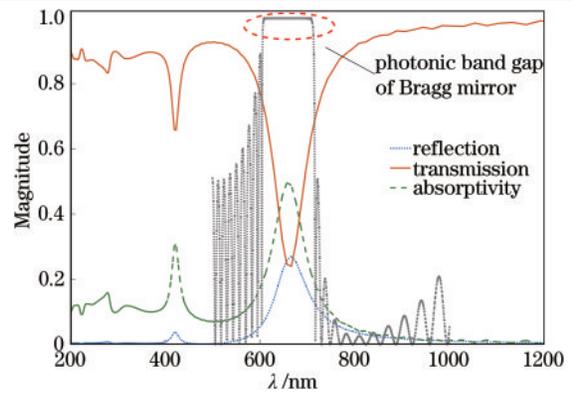


图 13 二维非局域周期金球的反射吸收特性与布拉格反射镜的反射系数

Fig. 13 Reflection and absorption of two-dimensional nonlocal periodic gold sphere and reflection coefficient of Bragg mirror

0.2 nm,对于尺寸较大的纳米结构计算难度较大。而通过 FDTD-TMM 提取金属微结构的有效介电常数后,再将结构参数代入 TMM 方法中,能很大程度上减小计算量。

4 结 论

提出一种结合 FDTD 和 TMM 的计算方法,解决了层状结构中非局域金属纳米结构要求离散尺寸过小导致的离散网格过多、内存占用大等问题。先用 FDTD 方法计算金属纳米结构反射系数和透射系数的幅值和相位,然后利用反射系数和透射系数反演非局域金属薄膜的等效介电常数,最后将非局域金属等效为相同厚度的介质板,并将等效后的参数代入 TMM 中快速得到整个结构的吸收率。实验结果表明,本方法能有效克服非局域金属介电常数与纵向等离子体波矢相关导致的计算量大等问题。

参 考 文 献

- [1] Huang B, Luo Z, Wu X, et al. Transmission of light through slits array in a metal-insulator-metal structure[J]. Optics Communications, 2017, 383: 165-168.
- [2] 王根旺,管延超,王扬,等. 纳米操作技术研究及应用进展[J]. 中国激光, 2021, 48(8): 0802018.
Wang G W, Guan Y C, Wang Y, et al. Recent progress in research and application of nano-manipulation technologies [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(8): 0802018.
- [3] 刘建晓,刘啸岚,陆华丽,等. 金、银纳米结构中的非局域吸收特性[J]. 计算物理, 2021, 38(2): 206-214.
Liu J X, Liu X L, Lu H L, et al. Nonlocal absorption in gold and silver nanostructures[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2021, 38(2): 206-214.
- [4] 陈志鹏,於文静,高雷. 非局域颗粒复合介质的相干完美吸收效应[J]. 物理学报, 2019, 68(5): 051101.
Chen Z P, Yu W J, Gao L. Coherent perfect absorption in nonlocal particle composite medium[J]. Acta Physica Sinica, 2019, 68(5): 051101.
- [5] Melnyk A R, Harrison M J. Theory of optical excitation

- of plasmons in metals[J]. *Physical Review B*, 1970, 2(4): 835-850.
- [6] 杨柳, 蒋世磊, 孙国斌, 等. 等离子元增强金属-硅组合微结构近红外吸收[J]. *光学学报*, 2020, 40(21): 2124003. Yang L, Jiang S L, Sun G B, et al. Plasmonic enhanced near-infrared absorption of metal-silicon composite microstructure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(21): 2124003.
- [7] 武盼盼, 帕尔哈提江·吐尔孙, 热米莱·阿卜来提, 等. Au-Ag 合金纳米球壳光吸收和后向散射特性的优化[J]. *光学学报*, 2021, 41(11): 1129001. Wu P P, Tuersun P, Abulaiti R, et al. Optimization of light absorption and backscattering characteristics of Au-Ag alloy nanoshells[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(11): 1129001.
- [8] 司纪宗, 刘艳红, 孙诚. 金微纳阵列表面等离子元中红外波段光谱特性[J]. *光谱学与光谱分析*, 2019, 39(1): 87-95. Si J Z, Liu Y H, Sun C. Spectral characteristics at mid-infrared wavelength regime of gold micro-nano arrays surface plasmons[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2019, 39(1): 87-95.
- [9] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 824-830.
- [10] Trivedi R, Sharma Y, Dhawan A. Plane wave scattering from a plasmonic nanowire-film system with the inclusion of non-local effects[J]. *Optics Express*, 2015, 23(20): 26064-26079.
- [11] 滕达, 王凯, 李哲, 等. 用于中红外波深度亚波长传输的石墨烯间隙等离子元波导[J]. *光学学报*, 2020, 40(6): 0623002. Teng D, Wang K, Li Z, et al. Graphene gap plasmonic waveguide for deep-subwavelength transmission of mid-infrared waves[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(6): 0623002.
- [12] 左茂武, 石智伟, 李华刚. 两艾里-高斯光束在非局域非线性缺陷晶格中的相互作用[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(5): 051901. Zuo M W, Shi Z W, Li H G. Interaction of two airy-Gaussian beams in nonlocal nonlinear medium with defected lattices[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(5): 051901.
- [13] McMahon J M, Gray S K, Schatz G C. Optical properties of nanowire dimers with a spatially nonlocal dielectric function[J]. *Nano Letters*, 2010, 10(9): 3473-3481.
- [14] McMahon J M. *Topics in theoretical and computational nanoscience*[M]. New York: Springer, 2011.
- [15] 吴春芳, 段鹏飞, 潘浩, 等. 一种光栅/纳米颗粒结构的双共振 SERS 基底[J]. *光学学报*, 2022, 42(14): 1405002. Wu C F, Duan P F, Pan H, et al. A double-resonance SERS substrates based on grating/nanoparticles hybrid structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(14): 1405002.
- [16] Taflove A, Hagness S C. *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*[M]. 3rd ed. New York: Artech House, Inc., 2005.
- [17] 陈晨, 方明, 黄志祥, 等. 二维典型纳米结构的非局域化光学特性研究[J]. *中国科学: 技术科学*, 2015, 45(8): 825-833. Chen C, Fang M, Huang Z X, et al. Study the nonlocal optical properties of typical two-dimensional nanostructures [J]. *Scientia Sinica (Technologica)*, 2015, 45(8): 825-833.
- [18] McMahon J M, Gray S K, Schatz G C. Calculating nonlocal optical properties of structures with arbitrary shape[J]. *Physical Review B*, 2010, 82(3): 035423.
- [19] Rakic A D, Djuricic A B, Elazar J M, et al. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices[J]. *Applied Optics*, 1998, 37(22): 5271-5283.
- [20] Etchegoin P G, le Ru E C, Meyer M. An analytic model for the optical properties of gold[J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2006, 125(16): 164705.
- [21] McMahon J M, Gray S K, Schatz G C. Nonlocal optical response of metal nanostructures with arbitrary shape[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(9): 097403.
- [22] Wang H, Wu B, Huang Z X, et al. A symplectic FDTD algorithm for the simulations of lossy dispersive materials [J]. *Computer Physics Communications*, 2014, 185(3): 862-872.
- [23] Alsunaidi M A, Al-Jabr A A. A general ADE-FDTD algorithm for the simulation of dispersive structures[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2009, 21(12): 817-819.
- [24] Szabó Z, Park G H, Hedge R, et al. A unique extraction of metamaterial parameters based on Kramers - Kronig relationship[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2010, 58(10): 2646-2653.
- [25] 陈沛林, 蔚保国, 郑晓冬. metamaterial 参数提取算法与修正[J]. *无线电工程*, 2018, 48(4): 298-302. Chen P L, Yu B G, Zheng X D. Metamaterial parameter retrieval algorithm and correction[J]. *Radio Engineering*, 2018, 48(4): 298-302.
- [26] Andereg M, Feuerbacher B, Fitton B. Optically excited longitudinal plasmons in potassium[J]. *Physical Review Letters*, 1971, 27(23): 1565-1568.
- [27] 陈晨. 典型纳米结构非局域化光学特性研究[D]. 合肥: 安徽大学, 2015: 32-33. Chen C. Study the nonlocal optical properties of typical nanostructures[D]. Hefei: Anhui University, 2015: 32-33.
- [28] Schinke C, Christian Peest P, Schmidt J, et al. Uncertainty analysis for the coefficient of band-to-band absorption of crystalline silicon[J]. *AIP Advances*, 2015, 5(6): 067168.
- [29] Piper J R, Fan S H. Total absorption in a graphene monolayer in the optical regime by critical coupling with a photonic crystal guided resonance[J]. *ACS Photonics*, 2014, 1(4): 347-353.
- [30] Fan S H, Suh W, Joannopoulos J D. Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators [J]. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision*, 2003, 20(3): 569-572.
- [31] Liu J X, Gao Y J, Tang W C, et al. A research of Drude-two-critical points model of graphene near the optical frequency[J]. *Superlattices and Microstructures*, 2020, 148: 106692.