

# 周期性孔阵列金属表面附近的局域态密度

周婷<sup>1</sup>, 王同标<sup>1\*</sup>, 廖清华<sup>1</sup>, 刘江涛<sup>1</sup>, 于天宝<sup>1</sup>, 刘念华<sup>2</sup>

<sup>1</sup>南昌大学物理系, 江西 南昌 330031;

<sup>2</sup>南昌大学高等研究院, 江西 南昌 330031

**摘要** 研究了具有周期性孔阵列的金属表面附近的电磁局域态密度(EM-LDOS), 详细讨论了孔的填充因子和孔内填充介质对 EM-LDOS 的影响。相对于金属平板, 具有孔阵列的金属表面附近的 EM-LDOS 的共振峰会发生分裂; 随着填充因子的增加, 横向表面等离激元的共振峰向低频方向移动, 而纵向表面等离激元的共振峰向高频方向移动。当孔内填充具有更大介电常数的材料时, EM-LDOS 谱中分裂的两个峰都会向低频方向移动, 但低频峰的移动相对于高频峰的更为显著。

**关键词** 表面光学; 表面等离激元; 局域态密度; 有效介质理论; 表面波

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP54.072401

## Local Density of States Near Surface of Metal with Periodic Hole Arrays

Zhou Ting<sup>1</sup>, Wang Tongbiao<sup>1</sup>, Liao Qinghua<sup>1</sup>, Liu Jiangtao<sup>1</sup>, Yu Tianbao<sup>1</sup>, Liu Nianhua<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Nanchang University, Nanchang, Jiangxi 330031, China;

<sup>2</sup>Institute for Advanced Study, Nanchang University, Nanchang, Jiangxi 330031, China

**Abstract** The electromagnetic local density of states (EM-LDOS) near the surface of metal with periodic hole arrays is studied. The influences of the filling factor and the filling material in holes on the EM-LDOS are also discussed. Compared with that near the surface of the metal plate, the EM-LDOS resonance peak near the surface of metals with periodic hole arrays can split. When the filling factor increases, the resonance peak of transverse surface plasmon polaritons shifts in the low-frequency direction, while the resonance peak of longitudinal surface plasmon polaritons shifts in the high-frequency direction. When the dielectric constant of the filling material increases, both of the splitted peaks shift in the low-frequency direction, while the low-frequency peak shifts more remarkably.

**Key words** optics at surfaces; surface plasmon polaritons; local density of states; effective medium theory; surface waves

**OCIS codes** 240.6680; 240.6690; 260.5740; 260.2065

## 1 引言

由于可以用来描述自发辐射<sup>[1-2]</sup>和黑体能量密度, 电磁态密度(EM-DOS)一直是量子理论中一个非常重要的基本概念, 利用态密度<sup>[3]</sup>可以得到其他一些宏观物理量。例如, 根据 EM-DOS 可以计算 Casimir 力<sup>[4-5]</sup>, 剪应力<sup>[6]</sup>以及无限大介质平板之间的热传输<sup>[7-10]</sup>等。利用态密度也可以定性分析量子摩擦<sup>[11-16]</sup>、辐射热传输<sup>[17-21]</sup>等一些物理过程。真空中的 EM-DOS 只与电磁波角频率的平方成正比, 然而, 在调控自发辐射率时, 需要对真空中的 EM-DOS 进行调节, 通常最简单的方法就是在空间中放置介质板。由于电磁波在介质板表面会发生反射, 反射波与入射波之间的干涉会影响 EM-DOS 在空间中的分布情况, 因此介质板周围空间中某点的 EM-DOS 与该点到介质板的距离紧密相关<sup>[22]</sup>, 这种情况下的态密度一般称为电磁局域态

收稿日期: 2017-02-17; 收到修改稿日期: 2017-03-01

基金项目: 国家自然科学基金(11264029, 11664024, 61367006)、江西省自然科学基金(2015BAB202017)

作者简介: 周婷(1993—), 女, 硕士研究生, 主要从事辐射热传输方面的研究。E-mail: 1806635842@qq.com

导师简介: 廖清华(1969—), 男, 博士, 教授, 主要从事纳米光子学方面的研究。E-mail: lqhua@ncu.edu.cn

\* 通信联系人。E-mail: tbwang@ncu.edu.cn

密度(EM-LDOS)。局域态密度对研究非均匀的物理体系有非常重要的作用,并在固体物理中得到了广泛应用。在固体物理中,EM-DOS 通常可由格林函数的虚部得到<sup>[23]</sup>,然而,这种方法不适用于 EM-LDOS 的计算。2003 年,Joulain 等<sup>[22]</sup>利用格林函数导出了具有一般性的局域态密度公式,详细研究了金属铝表面附近的 EM-LDOS,发现 EM-LDOS 的计算公式也适用于材料的共振频率附近。在近场范围内,由于金属表面等离子体激元的作用,局域态密度会有很大幅度的增强。此外,可以利用扫描近场光学显微镜从实验上测量 EM-LDOS。

近年来,石墨烯的光学性质被广泛研究<sup>[24-27]</sup>,可以利用石墨烯的化学势对其进行有效调控。利用这一点,Messina 等<sup>[28]</sup>研究了石墨烯覆盖的 SiC 表面附近的 EM-LDOS,利用石墨烯的化学势对这种结构的 EM-LDOS 进行调节。文献<sup>[29]</sup>分别计算了金、银、铜、铝等金属的 EM-LDOS 和珀赛尔系数,发现金属银具有更高的珀赛尔系数。由于金属表面附近的局域态密度与金属本身的性质有关,局域态密度共振峰的频率取决于金属的等离子体频率  $\omega_p$ ,且金属的等离子体频率通常处于紫外波段,因此对于给定的金属,其表面附近的 EM-LDOS 很难改变。而与石墨烯/SiC 结构不同的是,金属的等离子体频率远大于 SiC 的声子共振频率,石墨烯等离子体激元与金属等离子体激元的共振频率相差太大,两者之间难以在相近的频率段耦合,故难以利用石墨烯调节金属表面附近的局域态密度。近年来,零模波导技术在检测分子<sup>[30-32]</sup>方面得到了广泛应用。零模波导结构主要由石英玻璃衬底及表面带有纳米量级直径通孔的金属层组成。金属层广泛采用铝,因为铝具有短的光学趋肤深度及高的反射特性。但是由于金具有比铝更稳定的化学性质,同时金表面修饰化学更容易<sup>[33]</sup>,因此出现了用金代替铝的研究<sup>[34]</sup>。零模波导的主要原理是,当入射光从石英玻璃衬底开始照射时,由于零模波导存在一个截止波长,因此大于该波长的光不能在波导中传输,而是在微孔入口处产生倏逝波,即倏逝波在微孔中轴线方向呈指数衰减。这与近场 EM-LDOS 有相通之处,根据零模波导的结构及理论研究,本文研究了具有周期性孔的平面金属板表面附近的 EM-LDOS。详细研究了孔的填充比率、孔中填充材料等因素对 EM-LDOS 峰的影响。结果显示,通过改变孔中的填充因子以及填充材料,可以很好地调节 EM-LDOS 谱中峰的位置。

## 2 理论模型

研究模型如图 1 所示,在一金属板上钻有周期性排列的孔结构,其中黄色区域表示金属,白色区域表示空气。金属和空气孔的介电函数分别用  $\epsilon(\omega)$  和  $\epsilon_0$  表示,空气孔所占的体积比用填充因子  $f$  表示。这种结构表面附近的 EM-LDOS 可以利用格林函数方法<sup>[22]</sup>推导出来,它是由电场和磁场两部分贡献组成的,来自于电场的贡献可以表示为

$$\rho_E(d, \omega) = \frac{\rho_v(\omega)}{4} \left\{ \int_0^1 \frac{\kappa d\kappa}{k_0} \left\{ 2 + \operatorname{Re} \left[ r_s \exp \left( \frac{2i\omega k_0 d}{c} \right) \right] + (2\kappa^2 - 1) \operatorname{Re} \left[ r_p \exp \left( \frac{2i\omega k_0 d}{c} \right) \right] \right\} + \int_1^\infty \frac{\kappa d\kappa}{|k_0|} \exp \left( \frac{-2\omega |k_0| d}{c} \right) \times [\operatorname{Im} r_s + (2\kappa^2 - 1) \operatorname{Im} r_p] \right\}, \quad (1)$$

式中  $d$  为空间中某点到金属表面的距离;  $r_s$ 、 $r_p$  分别为 s 偏振和 p 偏振的反射系数;  $k_0 = \sqrt{1 - \kappa^2}$ ;  $\kappa = cq/\omega$ ,  $c$  为真空中的光速,  $\omega$  为角频率,  $\kappa > 1$  时表示电磁波的倏逝模式,  $\kappa < 1$  时表示电磁波的传播模式;  $q$  为平行于金属表面的波矢分量,  $\rho_v(\omega) = \omega^2/(\pi^2 c^3)$  为真空中的 EM-LDOS。将(1)式中的 s 偏振和 p 偏振的反射系数进行互换就可以得到磁场的局域态密度,将电场和磁场的局域态密度相加可以得到总的局域态密度:

$$\rho(d, \omega) = \frac{\rho_v(\omega)}{2} \left\{ \int_0^1 \frac{\kappa d\kappa}{k_0} \left\{ 2 + \kappa^2 \left\{ \operatorname{Re} \left[ r_s \exp \left( \frac{2i\omega k_0 d}{c} \right) \right] + \operatorname{Re} \left[ r_p \exp \left( \frac{2i\omega k_0 d}{c} \right) \right] \right\} \right\} + \int_1^\infty \frac{\kappa^3 d\kappa}{|k_0|} (\operatorname{Im} r_s + \operatorname{Im} r_p) \exp \left( \frac{-2\omega |k_0| d}{c} \right) \right\}. \quad (2)$$

根据 Fresnel 公式, s 和 p 偏振的电磁波在金属表面的反射系数<sup>[25-26]</sup>分别为

$$r_s = \frac{k_0 - k_s}{k_0 + k_s}, \quad (3)$$

$$r_p = \frac{k_0 \epsilon_{\text{eff}}^p - k_p}{k_0 \epsilon_{\text{eff}}^p + k_p}, \quad (4)$$

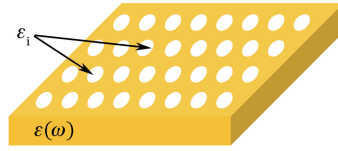


图 1 具有周期性孔阵列的金属平板结构示意图

Fig. 1 Structural diagram of metal plate with periodic hole arrays

式中  $k_s = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^p - \kappa^2}$ ,  $k_p = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^p - \epsilon_{\text{eff}}^p \kappa^2 / \epsilon_{\text{eff}}^s}$ ,  $\epsilon_{\text{eff}}^p$ ,  $\epsilon_{\text{eff}}^s$  分别为 p 偏振、s 偏振下具有周期性孔阵列的金属板的有效介电函数。借助于有效介质理论中的 Maxwell-Garnett 方法<sup>[35]</sup>, s 偏振和 p 偏振下的有效介电函数分别为

$$\epsilon_{\text{eff}}^s = \epsilon(\omega)(1-f) + \epsilon_i f, \quad (5)$$

$$\epsilon_{\text{eff}}^p = \epsilon(\omega) \frac{\epsilon_i(1+f) + \epsilon(\omega)(1-f)}{\epsilon_i(1-f) + \epsilon(\omega)(1+f)}, \quad (6)$$

根据有效介质理论的适用性, 填充因子的范围为  $0 \leq f \leq 0.5$ <sup>[36-37]</sup>。(5)式和(6)式中金属的介电函数  $\epsilon(\omega)$  可以利用 Drude 模型<sup>[38]</sup> 进行描述:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (7)$$

对于金属铝而言, 它的等离子体频率  $\omega_p = 1.747 \times 10^{16} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ , 阻尼因子  $\gamma = 7.596 \times 10^{13} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

### 3 具有周期性孔的金属平板表面附近的局域态密度

首先, 研究填充因子  $f$  的大小对 EM-LDOS 的影响。图 2 给出了填充因子  $f$  取不同值时, 距离金属表面 10 nm 处的 EM-LDOS 随频率的变化关系, 填充材料的介电常数  $\epsilon = 1.0$ 。从图 2 可以看出, 具有周期性孔阵列的金属板表面附近的 EM-LDOS 峰会发生分裂, 并且分裂后峰的位置会随着填充因子的增大而发生移动, 低频处的 EM-LDOS 峰值向更低频率方向移动, 且强度不断增大, 而高频处的 EM-LDOS 峰会向更高频率方向移动且强度逐渐减弱。因此, 打孔金属板可以方便地调节共振频率的位置, 极大地扩展了金属在调节自发辐射率、近场辐射热传输中的应用范围。

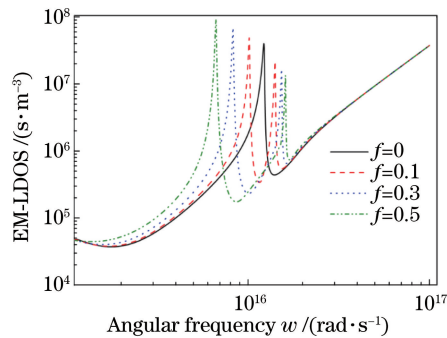


图 2 不同填充因子值下, 距离金属表面 10 nm 处的 EM-LDOS 随频率的变化关系

Fig. 2 EM-LDOS at 10 nm distance from metal plate surface versus frequency under different filling factors

图 3 给出了 s 偏振和 p 偏振的有效介电函数实部, 以及填充因子  $f$  取不同值时 p 偏振和 s 偏振反射系数的虚部。为了有清晰的对比度, 反射系数的虚部取了对数。将金属板打孔以后, 金属板由原来的各向同性变成各向异性, 沿金属表面和垂直于金属表面的两个方向上的介电函数不同。从图 3(a)可以看出, p 偏振的有效介电函数(红色点线)曲线为类洛伦兹线型, 图中出现两个共振频率, 即有两个等离子体激元共振模式。由于近场范围内起主要作用的是电磁波的倏逝模式, 此时传播模式的作用可以忽略, 由(2)式可以看出, 倏逝模式中对 EM-LDOS 有贡献的项来自于反射系数的虚部。块体金属板的反射系数的虚部在图 3(b)和图 3(c)中给出, 具有周期性孔阵列的金属板的反射系数的虚部在图 3(d)和图 3(e)中给出。由图 3(b)可以看出, 当  $f=0$  时, 金属平板结构中存在很强的共振模式, 表面等离子体激元的存在正是 EM-LDOS 谱中共振峰出现的原因。从图 3(c)可以看出, s 偏振的反射系数很弱, 几乎没有起作用, 这与金属只支持 p 偏振的

表面等离子体激元的结论是相符的。当  $f=0.3$  时,周期性孔金属板结构中除了原来的表面等离子体激元模式外,还产生了另外一种模式的表面等离子体激元,如图 3(d)所示。这是由于各向同性的金属板在打孔以后变成各向异性,表面等离子体激元既可以在金属表面存在(横向表面等离子体激元),又可以在金属与孔的界面处存在(纵向表面等离子体激元)。此时,s 偏振的反射系数依然很小,如图 3(e)所示,表明它对 EM-LDOS 仍然没有贡献。

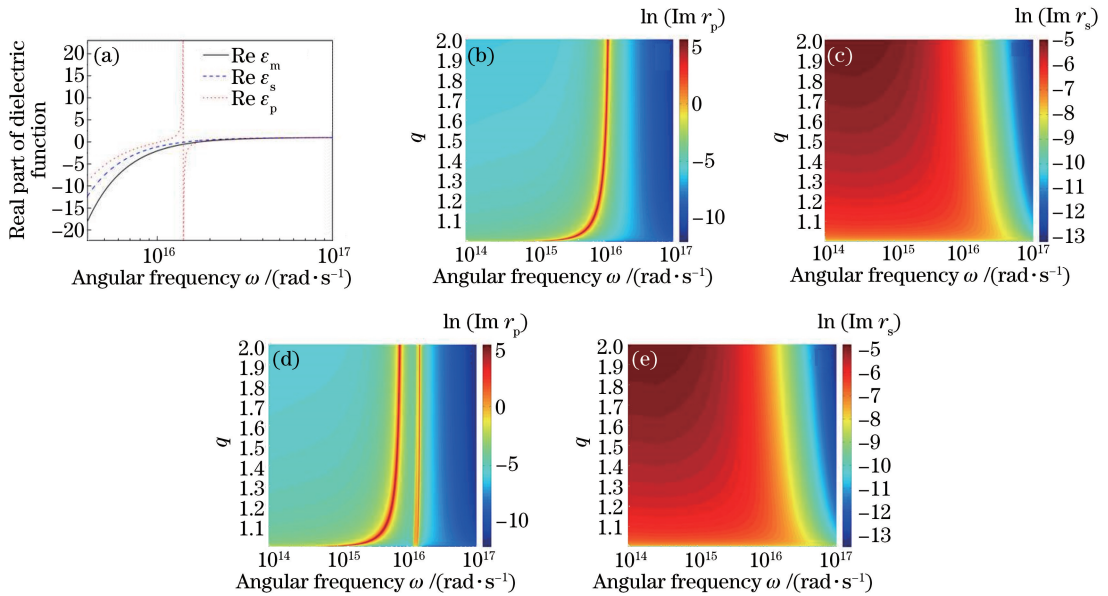


图 3 (a)当  $f=0.3$  时,s 偏振和 p 偏振表面等离子体激元的有效介电函数实部随频率的变化;当  $f=0$  时,  
(b) p 偏振和(c) s 偏振表面等离子体激元的反射系数的虚部随频率的变化;当  $f=0.3$  时,  
(d) p 偏振和(e) s 偏振表面等离子体激元的反射系数的虚部随频率的变化

Fig. 3 (a) Real parts of effective dielectric functions for s- and p-polarized surface plasmon polaritons versus frequency when  $f=0.3$ ; imaginary parts of reflection coefficients for (b) p- and (c) s-polarized surface plasmon polaritons versus frequency when  $f=0$ ; imaginary parts of reflection coefficients for (d) p- and (e) s-polarized surface plasmon polaritons versus frequency when  $f=0.3$

当光的频率满足  $\omega < \omega_p/\sqrt{2}$  时,金属能够支持表面等离子体激元,对于给定的金属,它的等离子体频率  $\omega_p$  是一定的。对于金属平板而言,当满足  $\text{Re}[\epsilon(\omega)] = -1$  时,金属平板结构中存在共振表面等离子体激元模式,如图 3(b)所示,对应的 EM-LDOS 谱中有共振峰出现。由图 3(a)可以看出,当填充因子  $f=0.3$  时,具有周期性孔结构的金属板 p 偏振下的介电函数曲线有两个满足  $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}^p(\omega)] = -1$  的频率  $\omega_1 = 8.301 \times 10^{15} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$  和  $\omega_2 = 1.537 \times 10^{16} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ 。因此,周期性孔金属板结构存在两个共振等离激元模式,如图 3(d)所示。在金属板上打孔会降低金属的等离子体频率,因此原来由横向表面等离子体激元产生的共振峰会向低频方向移动,并且随着填充因子的增加向更低的频率方向移动,而位于高频处的纵向表面等离子体激元产生的共振峰会随着填充因子的增加向更高的频率方向移动。

当孔中填充不同的介质材料时,利用有效介质理论和(2)式得到 EM-LDOS 随频率的变化关系,如图 4 所示。取填充因子  $f=0.3$ ,介电常数分别为  $\epsilon=1.0$ (红色虚线)、 $\epsilon=6.0$ (蓝色点线)和  $\epsilon=12.0$ (黑色实线),EM-LDOS 峰分裂后,处于低频处的峰为 mode I,处于高频处的峰为 mode II。从图 4 可以看出,介电常数增大时,mode I 会向更低的频率方向移动,并且有一个比较大的频率移动范围(从  $8.301 \times 10^{15} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$  到  $3.530 \times 10^{15} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ );mode II 也会由于孔内填充更大介电常数的材料向低频方向移动,但 mode II 移动的范围相对比较小(从  $1.537 \times 10^{16} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$  到  $1.412 \times 10^{16} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ )。相对于改变填充因子来说,改变填充介质会同时降低横向和纵向等离激元的共振频率,其中横向等离激元的共振频率降低得更为明显,因此,改变填充材料对 mode I 的调制更加显著。

当孔中填充不同材料时,EM-LDOS 峰的位置随填充因子的变化关系如图 5 所示。可以明显地看到,高

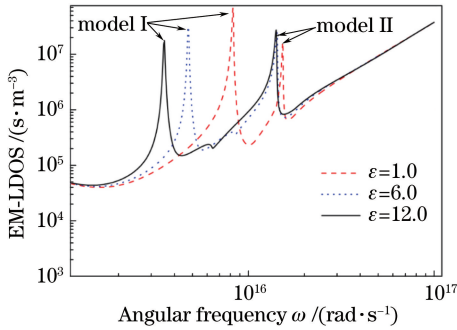


图4 当  $f=0.3$  时,在不同介电常数下, 距离金属表面 10 nm 处的 EM-LDOS 随频率的变化

Fig. 4 EM-LDOS at 10 nm distance from metal plate surface versus frequency under different dielectric constants when  $f=0.3$

频处的峰会随着填充因子的增加缓慢地向更高频率方向移动,而低频处的峰随填充因子的增加向低频方向移动。介电常数比较大的材料的 EM-LDOS 峰频率比介电常数小的材料的低,这是因为介电常数大的材料能够有效地降低金属的等离子体频率,进而降低金属等离子体激元的共振频率。综上所述,可以通过改变填充因子或者在孔中填充不同的材料来实现对金属表面附近的 EM-LDOS 峰位置的调制,从而实现对辐射热传输或原子自发辐射率的调控。

## 4 结 论

详细研究了具有周期性孔阵列的金属表面附近的 EM-LDOS,讨论了孔的填充因子和孔中填充材料对金属表面附近 EM-LDOS 的影响。发现相对于完整金属板表面附近的 EM-LDOS,具有周期性孔阵列的金属板表面附近的 EM-LDOS 峰会发生分裂;分裂后峰的位置会随着填充因子的增加而发生移动,低频处的 EM-LDOS 峰会向更低频率方向移动,且强度不断增大,而高频处的 EM-LDOS 峰会向更高频率方向移动且强度逐渐减弱;分裂后的两个峰会随着填充介质介电常数的增加向低频方向移动。该研究结果对原子自发辐射率的调控和纳米尺度下近场辐射热传输的研究具有一定的指导意义。

## 参 考 文 献

- [1] Zhou Jun, Li Juan, Wang Qingfeng, *et al.* Optimized design of infrared opto-mechanical systems based on the spontaneous suppression[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(3): 0322003.  
周 军, 李 娟, 王庆丰, 等. 基于自发辐射抑制的红外光机系统优化设计[J]. 光学学报, 2015, 35(3): 0322003.
- [2] Cao Zhaodong, Wang Li, Zhang Zhixiang, *et al.* Experimental study on amplified spontaneous emission in large-aperture slab amplifiers[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(6): 0601006.  
曹兆栋, 王 利, 张志祥, 等. 大口径片状放大自发辐射效应的实验研究[J]. 中国激光, 2016, 43(6): 0601006.
- [3] Zong Yixin, Xia Jianbai, Wu Haibin. Photonic band structure and state density of dielectric/dielectric and metal/dielectric photonic crystals[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(3): 031602.  
宗易昕, 夏建白, 武海斌. 介质/介质和金属/介质光子晶体的光子能带和光子态密度[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(3): 031602.
- [4] van Kampen N G, Nijboer B R A, Schram K. On the macroscopic theory of van der Waals forces[J]. Physics Letters A, 1968, 26(307): 307-308.
- [5] Gerlach E. Equivalence of van der Waals forces between solids and the surface-plasmon interaction[J]. Physical Review B, 1971, 4(2): 393-396.
- [6] Pendry J B. Shearing the vacuum-quantum friction[J]. Journal of Physics: Condensed Matter, 1997, 9(47): 10301-10320.
- [7] Mulet J P, Joulain K, Carminati R, *et al.* Enhanced radiative heat transfer at nanometric distances[J]. Microscale Thermophysical Engineering, 2002, 6(3): 209-222.

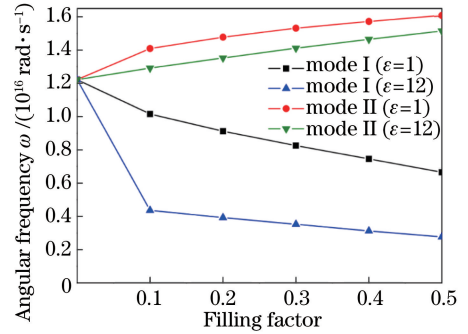


图5 EM-LDOS 谱共振峰的位置随 填充因子的变化

Fig. 5 Resonance peaks position of EM-LDOS spectrum versus filling factor

- [8] Narayanaswamy A, Chen G. Surface modes for near field thermophotovoltaics [J]. Applied Physics Letters, 2003, 82(20): 3544-3546.
- [9] Fu C J, Zhang Z M. Nanoscale radiation heat transfer for silicon at different doping levels [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, 49(9): 1703-1718.
- [10] Fu C J, Tan W C. Near-field radiative heat transfer between two plane surfaces with one having a dielectric coating [J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2009, 110: 1027-1036.
- [11] Wang T B, Liu N H, Liu J T, *et al.* Quantum friction controlled by plasmons between graphene sheets [J]. The European Physical Journal B, 2014, 87(185): 1-5.
- [12] Buchanan M. Friction without contact [J]. Nature Physics, 2007, 3: 827.
- [13] Saitoh K, Hayashi K, Shibayama Y, *et al.* Gigantic maximum of nanoscale noncontact friction [J]. Physical Review Letters, 2010, 105(23): 236103.
- [14] She J H, Balatsky A V. Noncontact friction and relaxational dynamics of surface defects [J]. Physical Review Letters, 2012, 108(13): 136101.
- [15] Volokitin A I, Persson B N J. Noncontact friction between nanostructures [J]. Physical Review B, 2003, 68(15): 155420.
- [16] Zhao R K, Pendry J B, Manjavacas A, *et al.* Rotational quantum friction [J]. Physical Review Letters, 2012, 109(12): 123604.
- [17] Volokitin A I, Persson B N J. Resonant photon tunneling enhancement of the radiative heat transfer [J]. Physical Review B, 2004, 69(4): 045417.
- [18] Volokitin A I, Persson B N J. Near-field radiative heat transfer between closely spaced graphene and amorphous SiO<sub>2</sub> [J]. Physical Review B, 2011, 83(24): 241407.
- [19] Svetovoy V B, van Zwol P J, Chevrier J. Plasmon enhanced near-field radiative heat transfer for graphene covered dielectrics [J]. Physical Review B, 2012, 85(15): 155418.
- [20] Ilic O, Joannopoulos J D, Soljačić M, *et al.* Near-field thermal radiation transfer controlled by plasmons in graphene [J]. Physical Review B, 2012, 85(15): 155422.
- [21] Joulain K, Mulet J P, Marquier F, *et al.* Surface electromagnetic waves thermally excited: Radiative heat transfer, coherence properties and casimir forces revisited in the near field [J]. Surface Science Reports, 2005, 57: 59-112.
- [22] Joulain K, Carminati R, Mulet J P, *et al.* Definition and measurement of the local density of electromagnetic states close to an interface [J]. Physical Review B, 2003, 68(24): 245405.
- [23] Wijnands F, Pendry J B, Garcia-Vidal F J, *et al.* Green's functions for Maxwell's equations application to spontaneous emission [J]. Optical Quantum Electron, 1997, 29: 199-216.
- [24] Falkovsky L A, Pershoguba S S. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer [J]. Physical Review B, 2007, 76(15): 153410.
- [25] Falkovsky L A. Optical properties of graphene [J]. Journal Physics: Conference Series, 2008, 129(1): 012004.
- [26] Stauber T, Peres N M R, Geim A K. Optical conductivity of graphene in the visible region of the spectrum [J]. Physical Review B, 2008, 78(8): 085432.
- [27] Liu Weiguang, Hu Bin, Li Biao, *et al.* Research progress of optical modulator based on graphene-metal composite structures [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(3): 030005.  
刘伟光, 胡滨, 李彪, 等. 基于石墨烯-金属复合结构的光学调制器研究进展 [J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(3): 030005.
- [28] Messina R, Hugonin J P, Greffet J J, *et al.* Tuning the electromagnetic local density of states in graphene-covered systems via strong coupling with graphene plasmons [J]. Physical Review B, 2013, 87(8): 085421.
- [29] Han Qingyao, Tang Juntao, Zhang Chao, *et al.* The effects of local density of states on surface plasmon polaritons [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(13): 135202.  
韩清瑶, 汤俊涛, 张昭, 等. 局域态密度对表面等离子元特性影响的研究 [J]. 物理学报, 2012, 61(13): 135202.
- [30] Levene M J, Korlach J, Turner S W, *et al.* Zero-mode waveguides for single-molecule analysis at high concentrations [J]. Science, 2003, 299: 682-686.
- [31] Wei Qingquan, Li Yuntao, Ren Lufeng, *et al.* Zero-mode waveguides: The principle, fabrication and application in

detection of single fluorescent molecules[J]. *Current Biotechnology*, 2015, 5(1): 10-21.

魏清泉, 李运涛, 任鲁风, 等. 零模波导原理、制备及其在单分子荧光检测中的应用[J]. *生物技术进展*, 2015, 5(1): 10-21.

- [32] Martin W E, Srijanto B R, Collier C P, *et al.* A comparison of single molecule emission in aluminum and gold zero-mode waveguides[J]. *Journal of Physical Chemistry A*, 2016, 120(34): 6719-6727.
- [33] Castner D G, Ratner B D. Biomedical surface science: Foundations to frontiers[J]. *Surface Science*, 2002, 500: 28-60.
- [34] Zhao J, Branagan S P, Bohn P W. Single-molecule enzyme dynamics of monomeric sarcosine oxidase in a gold-based zero-mode waveguide[J]. *Applied Spectroscopy*, 2012, 66(2): 163-169.
- [35] Bediaga I, Göbel C, Méndez-Galain R. On the Dalitz plot approach in nonleptonic charm meson decays[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 78(1): 22-25.
- [36] Halevi P, Krokhin A A, Arriaga J. Photonic crystal optics and homogenization of 2D periodic composites[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(4): 719-122.
- [37] Krokhin A A, Halevi P, Arriaga J. Long-wavelength limit (homogenization) for two-dimensional photonic crystals[J]. *Physical Review B*, 2002, 65(11): 115208.
- [38] Palik E. *Handbook of optical constants of solids*[M]. New York: Academic Press, 1998: 120.