

基于类表面等离子体激元的矩形金属光栅色散特性的研究

刘永强 孔令宝 杜朝海 刘濮鲲

Analysis on dispersion characteristics of rectangular metal grating based on spoof surface plasmons

Liu Yong-Qiang Kong Ling-Bao Du Chao-Hai Liu Pu-Kun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 174102 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.174102

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174102>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

慢波结构爆炸发射对高功率太赫兹表面波振荡器的影响

Influence of slow wave structure explosive emission on high-power surface wave oscillator

物理学报.2015, 64(15): 150702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.150702>

欧姆损耗对太赫兹频段同轴表面波振荡器的影响

Effect of Ohmic loss on coaxial surface wave oscillator in terahertz band

物理学报.2015, 64(7): 070703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.070703>

0.14 THz 双环超材料慢波结构表面波振荡器数值研究

Numerical studies on a 0.14 THz coaxial surface wave oscillator with double-ring metamaterial slow wave structure

物理学报.2015, 64(7): 070702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.070702>

0.34 THz 大功率过模表面波振荡器研究

Study on 0.34 THz overmoded surface wave oscillator

物理学报.2015, 64(5): 050703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.050703>

0.14 太赫兹同轴表面波振荡器研究

A 0.14 THz coaxial surface wave oscillator

物理学报.2014, 63(11): 110703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110703>

基于类表面等离子体激元的矩形金属光栅色散特性的研究*

刘永强 孔令宝 杜朝海 刘濮鲲†

(北京大学信息科学技术学院, 北京 100871)

(2015年1月23日收到; 2015年4月5日收到修改稿)

等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPP) 因其独特的光学和物理特性, 使其具有诸如透射增强和局域共振等一系列新颖现象, 已成为当前国内外学者研究的热点. 本文对基于类表面等离子体激元 (Spoof Surface Plasmons, SSP) 的矩形金属光栅色散特性和模式分布进行了研究. 利用本征函数法并结合场匹配条件, 获得了矩形栅表面 SSP 的场表达式、色散关系和模式分布, 并通过电磁仿真进行了验证. 在此基础上分析了矩形栅各参数对 SSP 色散及模式分布的影响, 研究结果表明: 由本征函数法获得的 SSP 色散特性与仿真结果基本符合; 增大金属栅高度或减小排列周期能减小 SSP 的相速度; 而增大金属栅周期占空比能在一定程度上拓展 SSP 与电子束相互作用的带宽; 改变金属盖板高度对慢波 SSP 色散模式基本没有影响; 减小金属栅侧面宽度能增大模式之间的间隔, 从而能有效避免模式竞争的发生. 本文对基于 SSP 的矩形金属光栅色散特性的研究将为进一步研究 SSP 与电子束的相互作用, 形成高效、宽带的新型太赫兹源奠定良好的理论基础.

关键词: 类表面等离子体激元, 矩形光栅, 色散特性, 模式竞争

PACS: 41.20.Jb, 52.75.-d, 52.59.Rz, 07.57.Hm

DOI: 10.7498/aps.64.174102

1 引言

表面等离子体激元^[1] (surface plasmon polaritons, SPP) 是一种在金属和介质分界面上传播的特殊的电磁模式, 而类表面等离子体激元^[2] (Spoof Surface Plasmons, SSP) 与 SPP 类似, 是存在于周期性金属结构表面的电磁极化模, 由于金属中电子的集体共振效应使其具有独特的光学和物理特性, 因而引起了研究者们极大的兴趣^[1-4]. 基于 SSP 的金属微细结构已经得到了大量的研究并在不同的领域得到了广泛应用, 比如金属圆柱上的矩形栅^[5]、结构渐变的平面矩形栅^[6]、V形金属槽^[7]、三角形金属槽^[8]、楔形状金属结构^[9]、矩形金属孔阵列^[10-12]、碳纳米管薄膜周期结构^[13]. 通过改变金属表面的周期性结构能够有效地对 SSP 进行操控, 从而使得电磁波局限在金属表面传播, 但在没有外

加源的持续激励下, SSP 的传播距离有限并且在垂直于传播方向上电磁场迅速衰减^[1,14,15]. 单排矩形金属光栅作为一种实现电磁波辐射和放大的经典结构已在理论和实验上得到大量的研究^[16-23], 并因其具有功率容量大、耐热性好和结构简单等优点而被视为有望在毫米波及太赫兹波段实现电磁辐射和放大的一种高频结构. 文献^[24]利用单排矩形栅结构对工作在 1 THz 的返波振荡器进行了研究, 并获得了一定的输出. 文献^[25]采用结构渐变的金属光栅, 通过粒子模拟电子束激发并放大 SSP, 在 1 THz 获得了高达 65 W 的输出功率. 而交错的双排矩形栅结构则因其很宽的工作频带也受到了很大的关注^[26-28], 但其宽带工作时模式一与模式二之间的间隔很小, 容易引起模式竞争和振荡. 文献^[14]给出了简单二维金属光栅的 SSP 色散关系, 但没有进一步研究结构参数对 SSP 色散及模式分布

* 国家自然科学基金 (批准号: 61471007) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2014M560019) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: pklou@pku.edu.cn

的影响. 文献 [29] 用模式扩展法求得了二维金属光栅 SSP 的色散, 并分析了结构参数对二维色散的影响, 但不涉及三维结构 SSP 色散以及对其模式的分析. 由于 SSP 独特的光学和物理特性, 其色散关系的研究对基于通过外加电子注入激发与放大 SSP, 尤其是形成一种新型、高效的太赫兹源具有重要意义. 基于上述原因, 本文拟对加有金属盖板的单排矩形金属光栅的 SSP 二维、三维普遍色散特性和模式分布进行详细的研究与分析, 并在太赫兹波段对其进行理论与仿真模拟工作.

2 物理模型及 SSP 色散理论的推导

基于 SSP 的单排金属栅慢波结构如图 1 所示, 金属栅深度为 h , 槽宽为 a , 周期为 d , 金属盖板到表面距离为 b . 根据文献 [22], 当考虑侧面金属光栅的宽度 (即金属栅 y 向宽度非无限大) 时, 会使得模式变得复杂, 即存在 y 向对称模式和反对称模式. 本文先从二维结构 (即先假设 y 向场均匀分布, 不考虑边缘效应) 出发, 利用本征函数法详细推导 SSP 的色散关系, 然后再将其推广到三维情况, 得到一般的二维和三维 SSP 的模式分布.

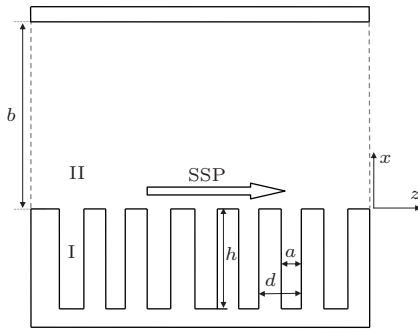


图 1 基于 SSP 的矩形金属光栅结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of rectangular grating structure for SSP.

将金属光栅结构沿表面分为 I 区和 II 区, 金属以理想导体替代, 即表面以下只考虑槽内的电磁波. 当矩形栅周期远小于电磁波波波长时, 考虑金属槽内为沿 x 方向均匀的 TEM 波, 且槽内的电磁波随 z 向的分布为 $e^{-j\beta_0 m_0 d}$ (β_0 为传播常数, m_0 为周期数), 即不考虑 z 向的空间布洛赫谐波, 此即为单模近似法 (single-mode approximation method, SMAM). 单模近似法将槽内电磁场作近似假设, 能够对表面波的色散特性进行很好的分析 [17,30]. 而本征函数法 (eigenmode function method, EFM) 放弃槽内场均匀分布的近似假设, 视 I 区的场为 z 向

周期非连续分布从而严格考虑槽内的边界条件, 这样求得的电磁场表达式中包含结构上的信息更为精确, 文献 [20] 和 [21] 均采用本征函数法求解. 在这种情况下, I 区和 II 区均假设为沿 z 向的 TM 波. 解麦克斯韦方程组有

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad (1)$$

其中, E_z 和 H_y 为电磁场分量, ω 为频率, ϵ_0 为真空介电常数, j 为虚数单位.

根据布洛赫定理及边界条件, 在 I 区解关于 H_y 的波动方程得到 SSP 的磁场分量

$$H_y^I = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cosh[g_m(x+h)] \cos \frac{m\pi z}{a}, \quad (2)$$

其中, A_m 是待定系数, $g_m^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - k^2$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), k 是真空波矢.

再由 (1) 式得到

$$E_z^I = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_m g_m}{j\omega\epsilon_0} \sinh[g_m(x+h)] \cos \frac{m\pi z}{a}, \\ \left(md - \frac{a}{2} < z < md + \frac{a}{2} \right), \\ 0, \left(md + \frac{a}{2} < z < (m+1)d - \frac{a}{2} \right). \end{cases} \quad (3)$$

由 (2) 和 (3) 式可知, I 区 SSP 的电磁场表达式与金属光栅结构参数 h 和 a 均有关系, 比单模近似法 [17,30] 获得的电磁场分量中包含的结构信息更丰富.

II 区的 SSP 场表达式的求取与 I 区类似, 直接给出结果为

$$H_y^{II} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \cosh[k_{xn}(x-b)] e^{-j\beta_n z}, \quad (4)$$

$$E_z^{II} = \frac{k_{xn}}{j\omega\epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \sinh[k_{xn}(x-b)] \times e^{-j\beta_n z}, \quad (5)$$

其中, C_n 是待定系数, $k_{xn}^2 = \beta_n^2 - k^2$, $\beta_n = \beta_0 + \frac{2n\pi}{d}$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$) 是传播常数.

II 区 SSP 的电磁场分量仅与结构参数 b 有关, 可以看出切向电场的幅度在光栅表面达到最大值, 这正是 SSP 表面波局域性的体现.

根据场匹配条件, 在 $x=0$ 的边界上有

$$E_z^I|_{x=0} = E_z^{II}|_{x=0}, \quad (6)$$

$$H_y^I|_{x=0} = H_y^{II}|_{x=0}, \quad (7)$$

可得

$$= \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} A_m g_m \sinh[g_m h] \cos \frac{m\pi z}{a}, \\ \left(md - \frac{a}{2} < z < md + \frac{a}{2} \right), \\ 0, \left(md + \frac{a}{2} < z < (m+1)d - \frac{a}{2} \right), \end{cases} \quad (8)$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cosh[g_m h] \cos \frac{m\pi z}{a}. \quad (9)$$

将(9)式两端同乘以 $\cos \frac{r\pi z}{a}$ ($r = 0, 1, 2, \dots$), 并在区间 $[0, a]$ 内对 z 积分得到

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \cosh[-k_{xn}b] \frac{j\beta_n [(-1)^r e^{-j\beta_n a} - 1]}{\beta_n^2 - \left(\frac{r\pi}{a}\right)^2} = A_r e^{-g_r h} \cosh[g_r h] \frac{a}{2} (1 + \delta_{r0}), \quad (10)$$

进一步整理得到

$$A_r = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n F_{n,r}, \quad (11)$$

其中

$$F_{n,r} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2(j\beta_n) \cosh[-k_{xn}b]}{a(1 + \delta_{r0}) \cosh[g_r h]} \frac{(-1)^r e^{-j\beta_n a} - 1}{\beta_n^2 - (r\pi/a)^2},$$

$$\delta_{r0} = \begin{cases} 1, & r = 0, \\ 0, & r \neq 0, \end{cases}$$

$$(r = 0, 1, 2, \dots). \quad (12)$$

再将(8)式两端同乘以 $e^{j\beta_i z}$ (这里 $\beta_i = \beta_0 + 2i\pi/d$, $i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), 并在 $[0, d]$ 内对 z 积分, 得到

$$dC_i k_{xi} \sinh[-k_{xi}b] = \sum_{m=0}^{\infty} A_m g_m \sinh[g_m h] \times (-j\beta_i) \frac{(-1)^m e^{j\beta_i a} - 1}{\beta_i^2 - (m\pi/a)^2}. \quad (13)$$

进一步整理后可得

$$C_i = \sum_{m=0}^{\infty} A_m Q_{m,i}, \quad (14)$$

其中

$$Q_{m,i} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-j\beta_i) e^{-g_m h} g_m \sinh[g_m h]}{d e^{k_{xi}b} k_{xi} \sinh[-k_{xi}b]}$$

$$\times \frac{(-1)^m e^{j\beta_i a} - 1}{\beta_i^2 - (m\pi/a)^2}. \quad (15)$$

联立(11), (14)式可得

$$\sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\delta_{n,i} - \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_{n,m} Q_{m,i} \right) C_n = 0, \quad (16)$$

其中,

$$F_{n,m} Q_{m,i} = \frac{2\beta_i \beta_n \cosh[-k_{xn}b]}{a(1 + \delta_{m0}) \cosh[g_m h]} \times \frac{(-1)^m e^{-j\beta_n a} - 1}{\beta_n^2 - (m\pi/a)^2} \frac{g_m \sinh[g_m h]}{d k_{xi} \sinh[-k_{xi}b]} \times \frac{(-1)^m e^{j\beta_i a} - 1}{\beta_i^2 - (m\pi/a)^2}. \quad (17)$$

(16)式即为通过场匹配条件求得的关于 ω 和 k_n 的方程, 若要使得关于 $C_n = (\dots, c_{-n}, \dots, c_{-1}, c_0, c_1, \dots, c_n, \dots)^T$ 的方程有非零解, 则系数矩阵行列式的值必须为零, 即

$$\det\{\mathbf{I} - \mathbf{FQ}\} = 0, \quad (18)$$

其中 \mathbf{I} 是单位矩阵. 上式即为用本征函数法和场匹配条件求得的 SSP 矩形栅慢波结构的色散方程. 考虑 $m = 0$, 即槽内电磁场为低阶模式, 则(18)式可进一步简化为

$$1 - \frac{a g_m \tanh[g_m h]}{d k_{xn} \tanh[-k_{xn}b]} \left[\sin c \left(\frac{\beta_n a}{2} \right) \right]^2 = 0, \quad (19)$$

式中

$$g_m^2 = (m\pi/a)^2 - k^2, \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

$$k_{xn}^2 = \beta_n^2 - k^2,$$

$$\beta_n = \beta_0 + 2n\pi/d, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots).$$

若不存在盖板, 即 II 区的场(4)和(5)式变为

$$H_y^{\text{II}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{-k_{xn}x} e^{-j\beta_n z}, \quad (20)$$

$$E_z^{\text{II}} = \frac{k_{xn}}{j\omega\epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{-k_{xn}x} e^{-j\beta_n z}. \quad (21)$$

其他求解步骤与上面类似, 不再重复, 我们直接给出不存在金属盖板情况下 SSP 的色散关系如下:

$$1 + \frac{a g_m \tanh[g_m h]}{d k_{xn}} \left[\sin c \left(\frac{\beta_n a}{2} \right) \right]^2 = 0. \quad (22)$$

由(19)式可以看出, 对加有盖板的 SSP 矩形金属光栅二维色散与结构参数 h, d, b 和 a/d 均有关系, 若无金属盖板, 则参数 b 对色散无影响. 由于考虑了 SSP 表面波的空间谐波, 与文献[14]中对 SSP

金属光栅色散研究不同的是, 本文求得的 SSP 色散关系考虑了 SSP 表面波的谐波分量, 因此具有周期性重复性.

3 数值计算与仿真分析

3.1 SSP 色散曲线的理论计算与仿真分析

图 1 所示沿二维矩形栅慢波结构传播的 SSP 色散关系已在 (19) 式中给出, 而不存在金属盖板情况下的色散关系也在 (22) 式中直接给出了. 下面我们对其进行数值计算和仿真分析, 采用的结构参数如表 1 所示.

表 1 基于 SSP 的矩形栅慢波电路的结构尺寸
Table 1. Structure dimensional sizes of rectangular grating structure based on SSP.

结构参数	几何表示	数值/ μm
高度	h	66
槽宽	a	15
周期	d	30
金属盖板高度	b	84

上述理论推导得到的色散关系与文献 [30] 中用单模近似法给出的结果分别进行数值求解后, 获得的计算结果如图 2(a) 所示. 从图中可以看出, 通过本征函数法和单模近似法求得的基模 0 次和 -1 次 SSP 模 (这里定义周期相移 $[0, \pi]$ 为 $n = 0$ 次 SSP 模, $[\pi, 2\pi]$ 为 $n = -1$ 次 SSP 模) 的色散曲线符合得很好. 经过计算与分析发现在存在金属盖板的情况下, 金属表面同时存在快波 (即光线以外的模式) 和慢波 (即光线以内的色散曲线) 这两种 SSP 模式 (图 2(b) 中黑色实线为光线), 而没有金属盖板时则只存在慢波 SSP 模式. 图 2(b) 给出的是理论计算与软件仿真获得的 SSP 基模 0 次色散曲线, 绿色曲线是由 (19) 式求得的加金属盖板的色散曲线, 红色曲线则是由 (22) 式求得的加金属盖板的色散曲线. 通过对比可知, 在表 1 给定的结构参数下, 盖板对慢波色散曲线基本无影响, 而盖板的引入仅仅增加了一个快波模式, 但两者在低频段仍然有所差别. 鉴于此处金属栅结构应用于太赫兹高频段, 因此盖板的有无对 SSP 慢波色散曲线的影响较小, 这在下面第 4 部分分析结构参数对 SSP 色散的影响中可以进一步看出. 通过基于有限差分 (finite difference method, FDM) 和有限积分算法 (finite

integration method, FIM) 的电磁仿真软件得到的色散与理论计算求得的色散基本符合, 误差可控制在 5% 以内, 这为我们之后分析 SSP 模式以及实现与电子束的同步及互作用分析奠定了良好的基础.

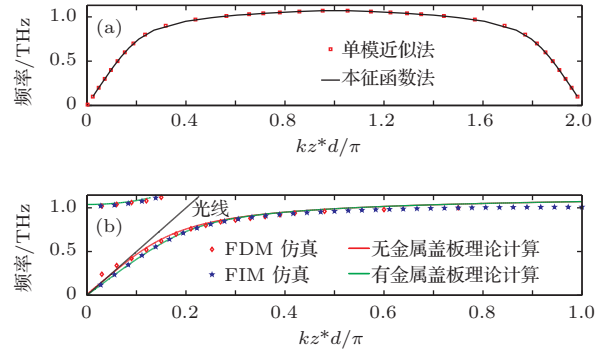


图 2 (网刊彩色) SSP 理论和仿真色散曲线比较 (a) 基于本征函数法和单模近似法获得的 SSP 基模色散曲线; (b) 基于 FDM 和 FIM 获得的 SSP 基模 0 次色散曲线

Fig. 2. (color online) SSP dispersion comparison based on theoretical calculation and numerical simulation: (a) fundamental mode from SMAM and EFM; (b) fundamental SSP mode with harmonic 0 from theoretical calculation and software simulation based on FDM and FIM.

3.2 SSP 模式分析

上述理论和仿真计算均是在二维矩形栅结构下获得的, 对于实际的三维色散, 可直接由上述理论推广得到三维结构 [22]. 下面我们就具体分析 SSP 矩形栅慢波结构三维 SSP 色散模式分布. 设金属栅沿 y 向侧面宽度为 w , 根据侧壁金属板在 $y = -w/2$ 和 $y = w/2$ 处的边界条件及文献 [22] 可知 SSP 对称模式 (symmetric modes) 的三维色散关系为

$$f_{3D}(k) = \sqrt{[f_{2D}(k)]^2 + \left[\frac{(m+1/2)c}{w}\right]^2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (23)$$

对于反对称模式 (anti-symmetric modes), 则有

$$f_{3D}(k) = \sqrt{[f_{2D}(k)]^2 + \left[\frac{nc}{w}\right]^2}, \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (24)$$

其中 $f_{2D}(k)$ 为二维 SSP 色散关系 (22) 式, m 和 n 分别是三维对称模式数和反对称模式数, c 是真空中光速. 选取金属栅侧面宽度为 $w = 700 \mu\text{m}$, 其余参数与表 1 相同. 图 3 为经过理论计算获得的二维和三维 SSP 色散模式分布图. 图中带三角形和圆形

的线分别为二维 SSP 低阶色散模式 0 和模式 1, 三维对称和反对称 SSP 模式分别以带五角星和正方形的线表示. 从图中可以看出, SSP 模式越高, 金属光栅表面传播的 SSP 截止频率越大. 对于二维 SSP 色散曲线, 不论结构参数如何变化, 其始终存在于光线以内, 因此对于二维金属光栅, SSP 始终为慢波模式. 而对于三维 SSP 色散曲线, 光线以内和以外均有模式分布, 因此三维金属光栅 SSP 模式分布

较为复杂, 为慢波模式和快波模式共存. 从图中可以看出对称模和反对称模式交替排列, 模式越高, 色散曲线越来越平坦, 且模式之间的间隔变大. 对于三维的 SSP 模式分布可知, 最低的 $m = 0$ 对称模与邻近的 $n = 1$ 反对称模间隔很近, 这对工作模式的选取造成了一定的干扰. 通过后面的分析知道, 可通过调节金属栅侧面宽度 w 来调节各个模式之间的间隔, 这点我们将在下一节具体分析.

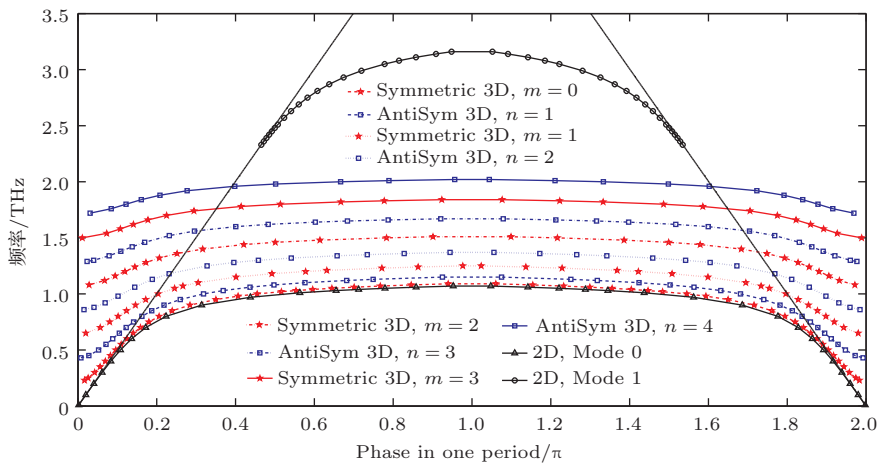


图3 (网刊彩色) 二维和三维 SSP 色散模式分布图 (其中结构参数为表 1 中的值, 对于三维结构金属栅侧面宽度 $w = 700 \mu\text{m}$)

Fig. 3. (color online) Two-dimensional (2D) and three-dimensional (3D) SSP mode diagram, where the structure dimensional values are listed in Table 1, and 3D grating lateral width is $w = 700 \mu\text{m}$.

4 结构参数对模式分布及 SSP 色散特性的影响

由图 3 可知, 当选取金属栅侧面宽度 $w = 700 \mu\text{m}$ 时, 二维 SSP 最低阶模式与三维 SSP 最低的 $m = 0$ 对称模相距很近. 又据 (23) 和 (24) 式可知, 当 w 很大时, $f_{3D}(k)$ 与 $f_{2D}(k)$ 几乎相等. 因此, 在这种情况下二维 SSP 低阶色散曲线与三维 SSP 最低的对称模色散重合. 由反对称模三维色散关系 (24) 式可知, 较小 w 的低阶模与较大 w 的高阶模下的色散有可能相同, 即此时发生了模式简并. 比如, 对于 w_1 侧宽的 $n = 1$ 次模与 $2w_1$ 侧宽的 $n = 2$ 次模色散完全一样. 同理, 对于对称模之间、对称模与反对称模之间, 也同样存在模式简并的问题. 因此在选择工作模式时, 应尽量选择在模式竞争较小的地方. 图 4 分析了不同金属栅侧面宽度下, 三维低阶 $m = 0$ 对称模的色散分布图, 从图中可以看出随着 w 的增大, 低阶 $m = 0$ 对称模逐渐下移且模式间

间隔减小. 因此, 根据图 3 和图 4 可以分析出不同矩形栅宽度 w 对 SSP 各个模式分布的影响, 这有助于我们避免模式竞争与干扰以及合理选择工作模式.

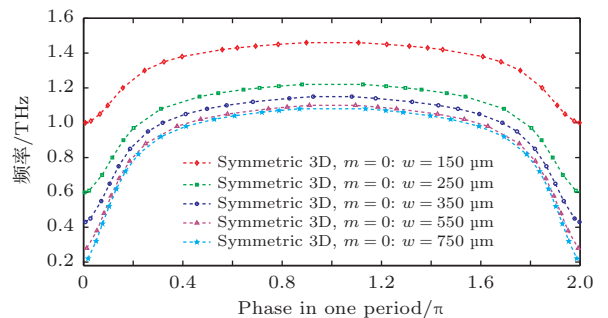


图4 (网刊彩色) 不同矩形栅侧面宽度下的三维 SSP 低阶色散曲线图 (其余参数见表 1)

Fig. 4. (color online) 3D fundamental SSP dispersion with different grating lateral width, where the other parameters are shown in Table 1.

由图 2 (b) 中二维矩形栅慢波结构 SSP 色散曲线可知, 当周期相移逐渐增大到 π 时, SSP 相速度减小, 群速度逐渐趋于零, 即 π -模处于截止状态. 上面分析了参数 w 对 SSP 色散特性及模式分布的

影响, 由 SSP 理论色散关系 (19) 式可知, 二维 SSP 色散关系主要与金属栅高度 h 、周期 d 、金属盖板高度 b 和周期占空比 (槽宽占周期的比例) a/d 这几个参数有关. 下面我们就来分析二维矩形栅结构参数对低阶 SSP 色散的影响. 选定表 1 的结构

参数为参考值, 选取 h, d, b 和 a/d 的变化范围分别为 $[64, 68], [28, 32], [82, 86]$ (单位均为 μm) 和 $[0.3, 0.7]$. 图 5 (a), (b), (c), (d) 为根据 (19) 式求得的不同参数变化下 SSP 的归一化相速度. 在变化一个结构参数时, 其余参数保持不变.

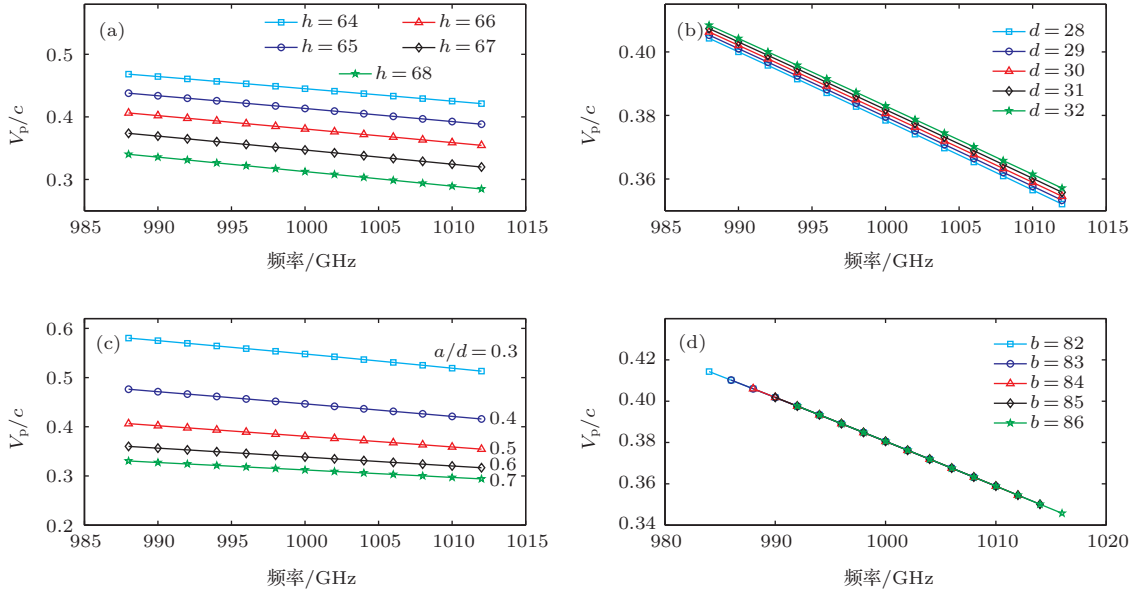


图 5 (网刊彩色) 不同结构参数下 1 THz 频率附近 SSP 的归一化相速度 (a) 金属栅高度 (其他结构参数: $d = 30, a/d = 0.5$); (b) 周期 (其他结构参数: $h = 66, a/d = 0.5$); (c) 周期占空比 (其他结构参数: $d = 30, h = 66$); (d) 金属盖板高度 (其他结构参数: $h = 66, d = 30, a/d = 0.5$) (除周期占空比外, 其他参数单位均为 μm)

Fig. 5. (color online) Normalized phase velocity of SSP for different structure parameters around 1 THz: (a) grating depth with $a/d = 0.5, h = 66 \mu\text{m}$; (b) period with $a/d = 0.5, d = 30 \mu\text{m}$; (c) period ratio with $d = 30, h = 66$; and (d) distance from metal cover to grating surface with $a/d = 0.5, h = 66 \mu\text{m}, d = 30 \mu\text{m}$.

由图 5 可以看出各结构参数对 SSP 色散的影响: 增大金属栅高度或减小周期能够降低 SSP 的相速度, 但是对带宽没有明显改善; 而增大周期占空比不仅能够减慢 SSP 的传播, 而且能够拓展一定的带宽; 而改变金属盖板的高度对 SSP 的色散基本没有影响. 从图 5 (a) 和 (b) 可以看出, 参数变化范围均为 $4 \mu\text{m}$, 金属栅深度对归一化相速度的改变范围大于 $0.1c$, 而周期的改变不到 $0.01c$. 由图 5 (c) 可以看出金属栅周期占空比越大, SSP 相速度改变的范围越小, 反之亦然. 金属盖板的高度对 SSP 相速度基本没有改变, 这是因为在 1 THz 附近表面波局限在光栅表面, 因此在这个高度范围内对慢波的传播几乎没有影响.

特性进行了理论分析, 与单模近似法获得的色散曲线进行了比较并用仿真软件进行了验证; 在此基础上获得了二维和三维 SSP 的模式分布, 分析了三维 SSP 的模式竞争和模式简并, 得出了减小金属栅侧面宽度能够增大模式间的间隔从而可以有效避免模式竞争的结论; 最后分析了矩形栅各参数 (包括金属栅高度、周期、周期占空比和金属盖板高度) 对二维低阶 SSP 色散的影响, 通过计算发现改变金属栅深度 (与改变金属栅排列周期相比) 能够显著改变 SSP 的相速度, 调节金属栅周期占空比能够拓展 SSP 的相互作用带宽. 这对于下一步选择 SSP 工作模式, 进一步研究电子束与 SSP 的相互作用奠定了良好的基础.

5 结 论

本文利用本征函数法获得了单排金属光栅表面 SSP 的场表达式, 并且结合场匹配条件对其色散

参考文献

[1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824

- [2] Pendry J B, Martín-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2004 *Science* **305** 847
- [3] Wang Z L 2009 *Progress in Physics* **29** 287 (in Chinese) [王振林 2009 物理学进展 **29** 287]
- [4] Gu B Y 2007 *Physical Review* **36** 280 (in Chinese) [顾本源 2007 物理评述 **36** 280]
- [5] Maier S A, Andrews S R, Martín-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 176805
- [6] Gan Q Q, Fu Z, Ding Y J, Bartoli F J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 256803
- [7] Li X, Jiang T, Shen L F, Deng X H 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 031606
- [8] Gramotnev D K, Pile D F P 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 6323
- [9] Moreno E, Rodrigo S G, Bozhevolnyi S I, Martín-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 023901
- [10] Catrysse P B, Veronis G, Shin H, Shen J T, Fan S H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 031101
- [11] Zhu W Q, Agrawal A, Nahata A 2008 *Opt. Express* **16** 6216
- [12] Li J Y, Qiu K S, Ma H Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 106804
- [13] Wang Y, He X J, Wu Y M, Wu Q, Mei J S, Li L W, Yang F X, Zhao T, Li L W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 107301 (in Chinese) [王玥, 贺训军, 吴昱明, 吴群, 梅金硕, 李龙威, 杨福杏, 赵拓, 李乐为 2011 物理学报 **60** 107301]
- [14] Garcia-Vidal F J, Martín-Moreno L, Pendry J B 2005 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7** S97
- [15] Zayats A V, Smolyaninov I I 2003 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **5** S16
- [16] McVey B D, Basten M A, Booske J H, Joe J, Scharer J E 1994 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **42** 995
- [17] Mehrany K, Rashidian B 2003 *IEEE Trans. Elec. Dev.* **50** 1562
- [18] Freund H P, Abu-Elfadl T M 2004 *IEEE Trans. Plasmas Sci.* **32** 1015
- [19] Joe J, Louis L J, Scharer J E, Booske J H, Basten M A 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2707
- [20] Carlsten B E 2002 *Phys. Plasmas* **9** 5088
- [21] Joe J, Scharer J, Booske J, McVey B 1994 *Phys. Plasmas* **1** 176
- [22] Donohue J T, Gardelle J 2011 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 060709
- [23] Cao M M, Liu W X, Wang Y, Li K 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 024101 (in Chinese) [曹苗苗, 刘文鑫, 王勇, 李科 2014 物理学报 **63** 024101]
- [24] Mineo M, Paoloni C 2010 *IEEE Trans. Elec. Dev.* **57** 1481
- [25] Kong L B, Huang C P, Du C H, Liu P K, Yin X G 2015 *Sci. Rep.* **5** 8772
- [26] Shin Y M, Barnett L R, Luhmann N C 2009 *IEEE Trans. Elec. Dev.* **56** 706
- [27] Shin Y M, Baig A, Barnett L R, Tsai W C, Luhmann N C 2012 *IEEE Trans. Elec. Dev.* **59** 234
- [28] Liu Q L, Wang Z C, Liu P K, Dong F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 244102 (in Chinese) [刘青伦, 王自成, 刘濮鲲, 董芳 2012 物理学报 **61** 244102]
- [29] Shen L F, Chen X D, Yang T J 2008 *Opt. Express* **16** 3326
- [30] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics (The Second Edition)* (Beijing: Electronic Industry Press) p405 (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (第二版) (北京: 电子工业出版社) 第405页]

Analysis on dispersion characteristics of rectangular metal grating based on spoof surface plasmons*

Liu Yong-Qiang Kong Ling-Bao Du Chao-Hai Liu Pu-Kun[†]

(School of Electronics Engineering and Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 23 January 2015; revised manuscript received 5 April 2015)

Abstract

The unique optical and physical properties of surface plasmon polaritons (SPP) has brought about a series of novel phenomena such as SPP-enhanced transmission, local resonance, etc., and SPP has become a research hotspot around the world. In this paper, the dispersion characteristics and modes of rectangular metal grating based on spoof surface plasmons (SSP) are studied theoretically and numerically. The electromagnetic fields of SSP which are below and above the grating surface are presented using eigenmode expansion method and under periodic boundary conditions, besides the fact that the SSP dispersion relations are obtained by matching the boundary conditions of electromagnetic fields both for rectangular metal grating with roofed metal plate and that without roofed metal plate. Results for these two different cases are given according to numerical calculation and it is found that the roofed metal plate can introduce an additional fast wave mode which is beyond the light line in the dispersion diagram. And the results of analytical SSP dispersion are verified by electromagnetic simulations based on the finite difference method and finite integration method. The dependence of the dispersion characteristics and mode distributions on various parameters of metal grating is studied theoretically. It is shown that the dispersion relations obtained by eigenmode expansion method agree well with the results of electromagnetic simulations. The phase velocity of SSP on the grating surface can be decreased by increasing metal grating depth or decreasing grating period. The bandwidth of electron beam-SSP interaction can be extended by increasing grating period ratio. The influence of the distance between the roofed metal plate and the grating surface on the SSP dispersion is studied and is found that the role of roofed metal plate is insensitive to the slow wave SSP mode. The SSP dispersion and modes for the 3-D metal grating which are extended from the above 2-D SSP dispersion are also given. The SSP symmetric modes and anti-symmetric modes manifest themselves alternately in the dispersion diagram on the 3-D grating surface. Compared with the 2-D SSP bound mode without roofed metal plate, it is found that in the 3-D grating structure the slow wave SSP modes and fast wave SSP modes coexist. The 3-D SSP mode with various grating lateral width is studied, and the competition and degeneracy of modes are analyzed particularly. The SSP mode intervals can be enlarged by decreasing the lateral width of the grating, which is optimum for avoiding mode competitions. Studies on dispersion and modes of the 2-D and 3-D metal grating structures based on SSP will lay the foundations for further studies of electron beam-SSP interaction, and development of the novel terahertz vacuum electronic source with high-efficiency and wide-bandwidth.

Keywords: spoof surface plasmons, rectangular grating, dispersion characteristic, mode competition

PACS: 41.20.Jb, 52.75.-d, 52.59.Rz, 07.57.Hm

DOI: 10.7498/aps.64.174102

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61471007), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2014M560019).

† Corresponding author. E-mail: pkliu@pku.edu.cn