

文章编号: 0253-2239(2008)08-1601-10

三层不对称人工电磁材料界面处表面等离子体激元的理论研究

曹 迪 张惠芳 陶 峰

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

摘要 从 p 和 s 偏振出发,研究了由常规材料/左手材料/负介电常数材料、及常规材料/左手材料/负磁导率材料这两种三层不对称结构界面上表面等离子体激元(Surface plasmon polaritons, SPPs)的存在区域、色散曲线及其激发。观察到表面等离子体激元的性质强烈地依赖于人工电磁材料的组成参量,例如介质板的厚度和等离子体的频率。最后,使用衰减全反射(Attenuated total reflection, ATR)技术,探究了激发和观察表面等离子体激元的可能性,并针对 p 和 s 偏振两种情况计算了衰减全反射光谱。

关键词 光学材料; 人工电磁材料; 表面等离子体激元; 衰减全反射方法; 不对称界面

中图分类号 O441.4 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20082808.1601

Theoretical Study on Properties of Surface Plasmon Polaritons at Interfaces of Metamaterials with Three-Layered Asymmetric Structures

Cao Di Zhang Huifang Tao Feng

(Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract Three kinds of artificial composite materials are involved; left-handed material (LHM), negative dielectric permittivity material (NDPM) and negative magnetic permeability material (NMPM). For the p- and s-polarizations, the properties of surface plasmon polaritons (SPPs) including the existence regions, dispersion relations and excitation of SPPs are investigated in detail in two three-layered asymmetric structures, i. e., dielectric/LHM/NDPM and dielectric/LHM/NMPM. It is found that the properties of SPPs in different frequency regions are strongly dependent on the parameters of composite materials, such as, the slab thickness and plasma frequency for NDPM or LHM. The possibility of exciting and observing SPPs is discussed by attenuated total reflection (ATR) technique. The ATR spectrum is also calculated for p- and s-polarizations cases at these interfaces.

Key words optical materials; meta-materials; surface plasmon polaritons; attenuated total reflection (ATR); asymmetric interface

1 引 言

左手材料(Left-handed medium, LHM),或称为人工电磁材料(Metamaterials),其介电常数 ϵ 和磁导率 μ 都是负值。当平面电磁波在这种材料中传播的时候,它们的电场矢量、磁场矢量以及波矢量形成左手关系。并且这种媒质有着特殊的性质,例如相反的多普勒(Doppler)移位、相反的 Cherenkov 辐射和负折射^[1]。

LHM 表面的表面等离子体激元(SPPs)^[2~8]在次波长光学、数据存储、光的产生、显微镜和生物光子学等方面有着潜在的应用价值^[9~14],研究在各种不同界面激发的 SPPs 的性质非常重要。

本文从 p 和 s 偏振波出发,主要研究了在常规材料(Dielectric)/左手材料/负介电常数材料(Negative dielectric permittivity material, NDPM)和常规材料/左手材料/负磁导率材料(Negative

收稿日期: 2007-11-01; 收到修改稿日期: 2008-03-18

作者简介: 曹迪(1982-),男,硕士研究生,主要从事多层结构人工电磁材料表面效应方面的研究。

E-mail: caodi_peter@shu.edu.cn

导师简介: 张惠芳(1967-),女,博士,副研究员,硕士生导师,主要从事光纤 Bragg 光栅、固体中电磁感应光透明和新型人工电磁材料界面的表面电磁波性质理论等方面的研究。E-mail: hfzhang1967@staff.shu.edu.cn

magnetic permeability material, NMPM)这两种结构的界面上 SPPs 的特征。发现可以通过调整人工电磁材料的组成参量来影响表面波的性质。改变人工电磁材料的层厚度和电等离子体频率后,观察到表面模的数目和频率位置发生了变化。然后,讨论使用衰减全反射(ATR)技术^[15,16],研究激发和观察 SPPs 的可能性。这是所涉及的所有介质都假定为均匀和各向同性的介质,即所有研究结论都是建立在有效的介质近似基础之上。

2 色散关系

如图 1 所示的三层结构界面系统,介质 2 在 $0 < X < d$ 的空间内,其介电常数为 ϵ_2 ,磁导率为 μ_2 。介质 1(ϵ_1, μ_1)和介质 3(ϵ_3, μ_3)分别在 $X < 0$ 和 $X > d$ 的半无限空间内。 $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ 和 μ_1, μ_2, μ_3 都允许是正的或者负的。

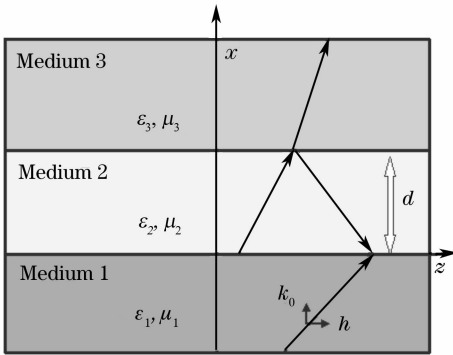


图 1 介质 1、2、3 界面几何图及坐标系统

Fig. 1 Geometry of interfaces between media 1, 2, 3 and the coordinate system

根据介质 1、2、3 的磁场和电场表达式,在界面 $x=0$ 和 $x=d$ 应用电磁边界条件,推出 SPPs 的色散关系:

$$\frac{(k_2/\epsilon_2 - k_1/\epsilon_1)(k_2/\epsilon_2 - k_3/\epsilon_3)}{(k_2/\epsilon_2 + k_1/\epsilon_1)(k_2/\epsilon_2 + k_3/\epsilon_3)} = e^{2k_2 d}, \quad (1)$$

式中 k_1, k_2, k_3 是介质 1, 介质 2, 介质 3 沿 x 方向的衰减常数, h 为沿 z 方向的波矢分量。根据波矢分量在界面的连续性,界面两边介质的切线波矢量具有共同的 h 值。此时

$$k_{1,2,3} = \left(h^2 - \epsilon_{1,2,3} \mu_{1,2,3} \frac{\omega^2}{c^2} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

同样的,对于 s 偏振(TE 偏振)情况,可以推出 SPPs 的色散关系如下:

$$\frac{(k_2/\mu_2 - k_1/\mu_1)(k_2/\mu_2 - k_3/\mu_3)}{(k_2/\mu_2 + k_1/\mu_1)(k_2/\mu_2 + k_3/\mu_3)} = e^{2k_2 d}. \quad (3)$$

3 Dielectric/LHM/NDPM 结构

如图 1 所示,假定介质 1 是常规介电材料,它的介电常数为 $\epsilon_1 = 1.0$,磁导率为 $\mu_1 = 1.0$ 。介质 2 是由细金属线阵列和劈裂环谐振腔阵列所合成的材料,实际上在一个合适的频率范围内同时拥有负的介电常数和磁导率并展现左手性质,相对介电常数和相对的磁导率为

$$\epsilon_2 = 1 - \omega_p^2/\omega^2, \quad (4)$$

$$\mu_2 = 1 - F_1 \omega^2/(\omega^2 - \omega_0^2), \quad (5)$$

其中 ω_p 和 ω_0 是电等离子体频率和磁共振频率, F_1 是劈裂环内环面积与晶格面积的比值。

由细金属线阵列所组成的介质 3 的介电常数为

$$\epsilon_3 = 1 - \omega_a^2/\omega^2, \quad (6)$$

其中 ω_a 仍是电等离子体频率。其磁导率是 $\mu_3 = 1.0$ 。

3.1 SPPs 存在区域和色散关系曲线

出现在(4)式和(5)式中的参量采用下面这些值,和实验结果非常接近: $\omega_p = 10.0$ GHz, $\omega_0 = 4.0$ GHz, $F_1 = 0.56$ 。介质 2 的物理性质依赖于频率,如表 1 所示。负介电常数材料也表现为金属性质。

表 1 介质 2 的物理性质与频率的关系

Table 1 Relation between physical property of medium 2 and frequency		
$\omega > 10.0$ GHz	$\epsilon_2 > 0, \mu_2 > 0$	dielectric
6.0 GHz $< \omega < 10.0$ GHz	$\epsilon_2 < 0, \mu_2 > 0$	NDPM (metal)
4.0 GHz $< \omega < 6.0$ GHz	$\epsilon_2 < 0, \mu_2 < 0$	LHM
$\omega < 4.0$ GHz	$\epsilon_2 < 0, \mu_2 > 0$	NDPM (metal)

可以通过改变细金属线的排列来改变在等式(6)中参量 ω_a 的值。当 ω 低于电等离子体频率 ω_a 的时候, $\epsilon_3 < 0$, 这时介质 3 有金属性质。而当 ω 高于 ω_a , $\epsilon_3 > 0$, 介质 3 展现出介电行为。细金属线阵列能显示出金属特性也能显示出介电材料的特性,取决于频率。因此,上面涉及的由介质 1, 2, 3 所组成的界面结构可以是介电/LHM/金属,介电/金属/介电,介电/LHM/介电,介电/金属/金属,等等。

图 2 所示是介质 3 在三个不同电等离子体频率情况下,在平面 (h, ω) 上 SPPs 的存在区域(h 以 h_0 为单位),其中 $h_0 = \omega_0/c$, $\omega_0 = 2.0$ GHz, $F_1 = 0.56$ 。图 2(a)~图 2(c)分别对应着 $\omega_a = 2.0$ GHz, 4.0 GHz 和 6.0 GHz 三种情况。曲线(i)和(ii)分别为 $h = (\epsilon_1 \mu_1)^{1/2} (\omega/c)$ 和 $h = (\epsilon_2 \mu_2)^{1/2} (\omega/c)$ 。 $\omega_a = 2.0$ GHz 时, R1, R2, R3 和 R4 四个区域有可能产生 SPPs 的激发, R4 是由直线(i)的右边和直线 $\omega = (1 - F_1)^{-1/2} \omega_0$ 的上边所组成的区域, R3 是由直线(i), 曲线(ii)和直线 $\omega = (1 - F_1)^{-1/2} \omega_0$ 所围成的区域, R2 是由

直线 (i), 直线 $\omega = \omega_0 = 4.0$ GHz 的下边和直线 $\omega = \omega_a = 2.0$ GHz 的上边所围成的区域, R1 是由直线 (i), 直线 $\omega = \omega_a = 2.0$ GHz 的下边所围成的区域。如图 2(a) 所示, R1, R2, R3 和 R4 四个区域分别对应着如下四种界面: 介电材料/金属/金属、介电材料/金属/介电材料、介电材料/LHM/介电材料和介电材料/金属/介电材料。这是因为介质 2 有金属、左手材料和金属特性在这四个各自的频率区域, 而介质 3 在高于 $\omega = \omega_a = 2.0$ GHz 时候显示出介电特性, 而低于 $\omega = \omega_a = 2.0$ GHz 时候显示出金属特

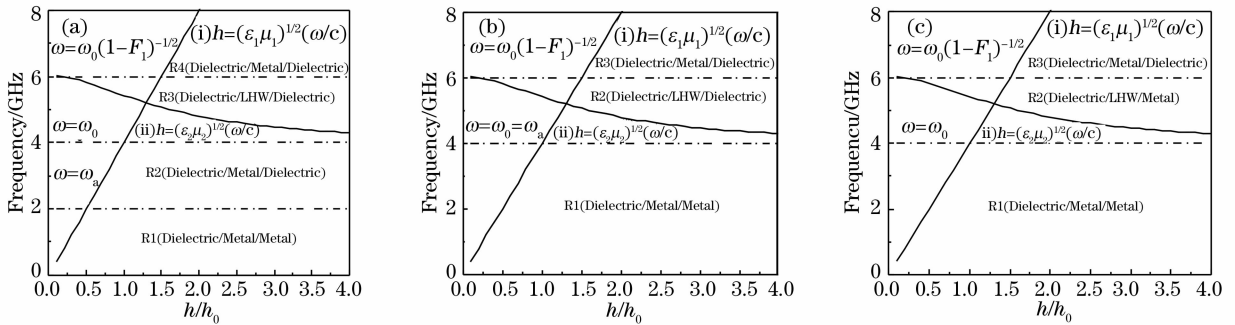


图 2 不同 ω_a 值在 (h, ω) 平面 Dielectric/LHM/NDPM 界面上 SPPs 的存在区域。(a) $\omega_a = 2.0$ GHz, (b) $\omega_a = 4.0$ GHz, (c) $\omega_a = 6.0$ GHz

Fig. 2 Existence regions of SPPs on the plane (h, ω) for different values of ω_a at interfaces of Dielectric/LHM/NDPM.

(a) $\omega_a = 2.0$ GHz, (b) $\omega_a = 4.0$ GHz, (c) $\omega_a = 6.0$ GHz

从图 2(b) 中得到 $\omega_a = 4.0$ GHz 的情况。在 R1, R2 和 R3 三个区域中有可能产生 SPPs 的激发。这三个区域分别对应着如下三种界面: 介电材料/金属/金属、介电材料/LHM/介电材料和介电材料/金属/介电材料。在低频区域, 图 2(a) 中的 R1 和 R2 区域在图 2(b) 中合并成了一个区域 R1。这是因为介质 3 在高于 $\omega = \omega_a = 4.0$ GHz 时候显示出介电特性, 而低于 $\omega = \omega_a = 4.0$ GHz 时候显示出金属特性。另外图 2(b) 中的区域 R1 能够在低频存在 p 偏振的 SPPs, 但最多仅能存在一个, 因为在介电材料/金属/金属界面仅能产生一次介电常数从负值到正值的跃变。R2 区域因为介电常数和磁导率在介电材料/LHM/介电材料界面都有从负值到正值的跃变, 所以所激发的 SPPs 允许是 p 或者 s 偏振的, 并且最多允许出现两个。R3 是介电材料/金属/介电材料界面, 所激发的 SPPs 最多允许出现两个 p 偏振。

图 2(c) 为 $\omega_a = 6.0$ GHz 的情况, R1, R2 和 R3 所在区域不变, 但是各区域的性质发生了一些变化。由于介质 3 在高于 $\omega = \omega_a = 6.0$ GHz 时显示出介电特性, 而低于 $\omega = \omega_a = 6.0$ GHz 时显示出金属特性。这一变化使各层物理性质变化为: R1 区域对应介电

性。区域 R1 能够在低频存在 p 偏振的 SPPs, 但最多仅能存在一个。因为在介电材料/金属/金属界面仅能产生一次介电常数从负值到正值的跃变。R2 区域能够支持 SPPs, 因为介电材料/金属/介电材料界面存在两次介电常数从负值到正值的跃变, 所激发的 SPPs 最多允许出现两个 p 偏振。R3 区域因为介电常数和磁导率在介电材料/LHM/介电材料界面都有从负值到正值的跃变, 所以所激发的 SPPs 允许是 p 或者 s 偏振的。R4 区域的情况和 R2 区域的情况相同, 因为也是介电材料/金属/介电材料界面。

材料/金属/金属、R2 区域对应介电材料/LHM/金属、R3 区域对应介电材料/金属/介电材料。主要是区域 R2 发生了变化, 因为在介电材料/LHM/金属界面都有介电常数和磁导率从负值到正值的跃变, 其中由于介电常数仅能产生一次跃变, 因此最多只能出现一个 p 偏振, 而磁导率能产生两次跃变, 所以最多产生两个 s 偏振。在其他两个区域内, 与 $\omega_a = 4.0$ GHz 时的情况相同。

根据(1)式和(3)式, 通过改变介质 3 的电等离子体频率 ω_a 来研究 SPPs 的色散关系曲线。图 3(a)~图 3(c) 分别对应着 $\omega_a = 2.0$ GHz, 4.0 GHz 和 6.0 GHz 三种情况。

当 $\omega_a = 2.0$ GHz $<$ ω_0 的时通过解(1)式, 获得色散关系曲线的四个 p 偏振枝。其中曲线(a1)和(a2)在低频区域。对照图 2(a), 可以发现, 曲线(a1)一部分在 R1 区域, 一部分在 R2 区域。而曲线(a2)完全在 R2 区域。曲线(c1), (c2) 在高频区域 R3 和 R4, 其中曲线(c1)部分在 R3 区域, 部分在 R4 区域。而曲线(c2)完全在 R4 区域。根据等式(3), 可获得色散关系曲线的两个 s 偏振枝, 即曲线(b1)、(b2), 它们都在高频区域 R3。在 R1 和 R2 区域只

能产生 p 偏振的 SPPs,且在 R1 区域只能出现一个,在 R2 区域最多允许出现两个;在 R1 和 R2 区域内没有 s 偏振,而在 R3 区域即能支持 p 偏振又能支持 s 偏振的 SPPs,这是因为介电常数和磁导率在介

电材料/LHM/介电材料界面都有从负值到正值的跃变。一般来说,在 R3 区域 p 和 s 偏振的 SPPs 不能在相同的频率同时被激发,除了退化点 Q。

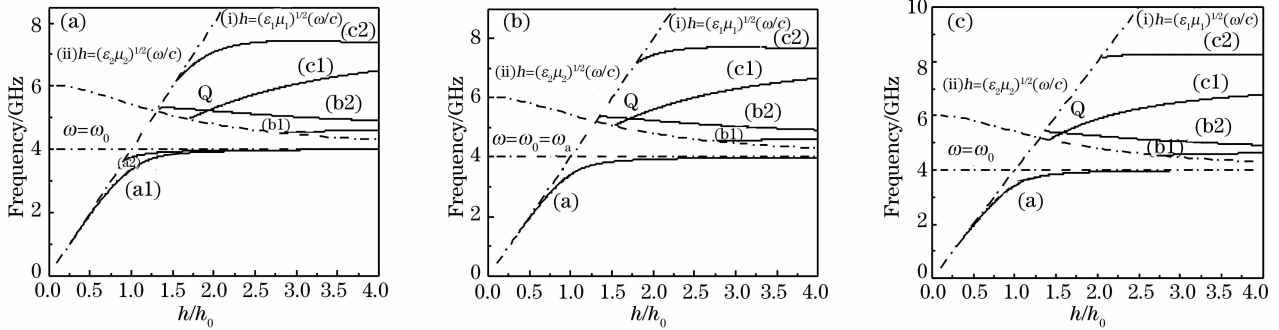


图 3 不同 ω_a 值当 $h_0 d = 0.5$ 时,在 (h, ω) 平面 Dielectric/LHM/NDPM 界面上 SPPs 的色散曲线。

(a) $\omega_a = 2.0$ GHz, (b) $\omega_a = 4.0$ GHz, (c) $\omega_a = 6.0$ GHz

Fig. 3 Dispersion relation curves of SPPs on the plane (h, ω) for different values of ω_a at interfaces of Dielectric/LHM/NDPM. (a) $\omega_a = 2.0$ GHz, (b) $\omega_a = 4.0$ GHz, (c) $\omega_a = 6.0$ GHz

图 3(b)所示的是 $\omega_a = 4.0$ GHz = ω_0 情况。与图 3(a)相比较,发现在低频区域的 p 偏振色散曲线枝(a2)消失了。这是由于在 $\omega = \omega_a = 4.0$ GHz 时 R1 和 R2 区域合并成了一个区域 R1 的缘故。此时介质 3 在频率高于 $\omega = \omega_a = 4.0$ GHz 的时候显示出介电特性,而在低于 $\omega = \omega_a = 4.0$ GHz 的时候显示出金属特性。区域 R1 能够在低频区域支持 p 偏振的 SPPs,但最多只能支持一个,因为在介电材料/金属/金属界面仅能产生一次介电常数从负值到正值的跃变。

介电材料/LHM/金属组成的界面上介电常数和磁导率都产生了从负值到正值的跃变。其中介电常数只产生一次跃变,因此最多只允许出现一个 p 偏振;而磁导率产生两次跃变,所以最多允许产生两个 s 偏振。

图 3(c)所示的是 $\omega_a = 6.0$ GHz > ω_0 情况,这时介质 3 在频率高于 $\omega = \omega_a = 6.0$ GHz 时候显示出介电特性,而在低于 $\omega = \omega_a = 6.0$ GHz 时候显示出金属特性。于是,色散曲线的分布主要在区域 4.0 GHz < ω < 6.0 GHz 发生了变化,这是因为在

通过比较 $\omega_a = 2.0$ GHz、 4.0 GHz、 6.0 GHz 这三种情况发现,随着介质 3 的参量 ω_a 的增大,低频区域的色散曲线变化很小,而高频区域的 p 偏振色散枝有向更高频率移动的趋势。

当介质板的厚度 $h_0 d$ 增大时,同一存在区域内,同偏振曲线分枝之间的距离会缩小;当 $h_0 d$ 减小时,同偏振曲线分枝之间的距离会增大,如图 4 所示。图 4(a)~图 4(c)分别对应三种不同介质板厚度下,色散曲线的变化情况。

当 $\omega_a = 2.0$ GHz, $h_0 d = 1.0$ 时,如图 4(a)所示。

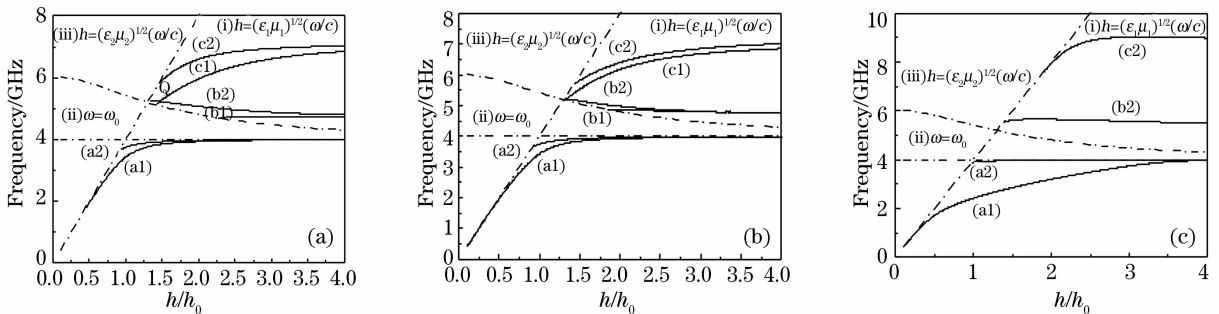


图 4 当 $\omega_a = 2.0$ GHz 时,在 (h, ω) 平面 Dielectric/LHM/NDPM 界面上 SPPs 的色散曲线。

(a) $h_0 d = 1.0$, (b) $h_0 d = 2.0$ (c) $h_0 d = 0.1$

Fig. 4 Dispersion relation curves of SPPs on the plane (h, ω) for different values of $h_0 d$ at interface of Dielectric/LHM/NDPM. (a) $h_0 d = 1.0$, (b) $h_0 d = 2.0$, (c) $h_0 d = 0.1$

曲线(a1)、(a2)和(c1)、(c2)是四个 p 偏振枝；曲线(b1)、(b2)是两个 s 偏振枝。对比图 3(a)，不论是 p 偏振还是 s 偏振的 SPPs 色散曲线的存在区域和分布情况都没有发生大的变化，只是在同一存在区域内，同偏振曲线分枝之间的距离缩小了。

$\omega_a = 2.0$ GHz, $h_0 d = 2.0$ 时，如图 4(b)。随着 $h_0 d$ 的进一步增大，曲线分枝(b1)、(b2)和(c1)、(c2)都出现了简并的迹象，分枝之间的距离也进一步缩小了。

反之，当介质 2 的厚度 $h_0 d$ 变小时，在同一存在区域内，同偏振曲线分枝之间的距离会增大。比如，当 $\omega_a = 2.0$ GHz, $h_0 d = 0.1$ 时，如图 4(c)所示。在低频区域，p 偏振枝(a1)、(a2)之间的距离明显变大。在高频区域，与图 4(a)、图 4(b)比较，只观察到 p 偏振分枝(c2)和 s 偏振分枝(b2)，这是因为随着 $h_0 d$ 的减小，色散曲线分枝之间的距离进一步增大，p 偏振枝(c1)和 s 偏振枝(b1)超出了存在区域，直至消失。

3.2 表面等离子体激元的 ATR 光谱

用衰减全反射(ATR)技术激发 SPPs，棱镜被定义为介质 0，其介电常数、磁导率和频率无关，为 $\epsilon_0 = 3.0$, $\mu_0 = 1.0$ ，并放在如图 5 所示的介质 1 下面。介质 0 和介质 3 是半无限介质，而介质 1 具有有限的厚度 a ，介质 2 的厚度为 d ，这是一个四层的夹层结构。

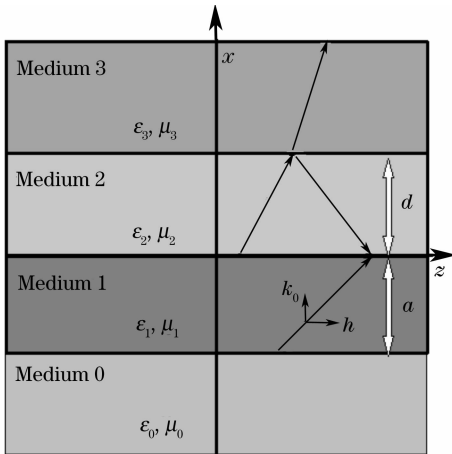


图 5 激发和探测 SPPs 的结构图

Fig. 5 Configuration for exciting and observing SPPs

如果 p 偏振波从棱镜(介质 0)入射到界面，整个四层夹层结构的复振幅反射率可以表达如下：

$$R_3 = \frac{r_{01} + R_2 \exp(-2k_1 a)}{1 + r_{01} R_2 \exp(-2k_1 a)}, \quad (7)$$

式中 R_2 是三层夹层结构的复振幅反射率：

$$R_2 = \frac{r_{12} + r_{23} \exp(-2k_2 d)}{1 + r_{12} r_{23} \exp(-2k_2 d)}, \quad (8)$$

菲涅耳系数为

$$r_{01} = \frac{\epsilon_1 k_0 - \epsilon_0 k_1}{\epsilon_1 k_0 + \epsilon_0 k_1}, \quad (9)$$

$$r_{12} = \frac{\epsilon_2 k_1 - \epsilon_1 k_2}{\epsilon_2 k_1 + \epsilon_1 k_2}, \quad (10)$$

$$r_{23} = \frac{\epsilon_3 k_2 - \epsilon_2 k_3}{\epsilon_3 k_2 + \epsilon_2 k_3}, \quad (11)$$

式中 k_0, k_1, k_2, k_3 是在介质 0、1、2、3 中 x 方向的衰减常数。

对于 s 偏振情况，倘若在上面相关的表达式中用 μ 和 ϵ 来代替 ϵ 和 μ ，就可得到所有的表达式。

加入阻尼系数，(4)式，(5)式变化为

$$\epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (12)$$

$$\mu_2 = 1 - \frac{F_1 \omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma\omega}, \quad (13)$$

其中 γ 和 Γ 是电和磁阻尼系数用来表示耗散。在数值模拟中，选择这两个阻尼参量为 $\gamma = 0.03\omega_p$ 和 $\Gamma = 0.03\omega_0$ 。只要阻尼非常小，阻尼参量数值的选择对 ATR 光谱峰值的位置几乎没有影响。

图 6(a)所示的是 p 偏振情况的 ATR 光谱。其中，实线、点划线以及虚线分别对应于 $\omega_a = 2.0$ GHz, 4.0 GHz 和 6.0 GHz 三种情况。这里介质 1 的厚度 $a = 0.5$ cm，介质 2 的厚度 $h_0 d = 0.5$ ，入射角是 45° ， $\omega_p = 10.0$ GHz, $\omega_0 = 4.0$ GHz, $F_1 = 0.56$ 。当 $\omega_a = 2.0$ GHz 时，如图 6(a)中的实线所示，发现有四个共振吸收峰：其中 S_{L1} 和 S_{L2} 在低频率区域，峰值位置分别约为 2.89 GHz 和 3.64 GHz，这两个峰分别对应图 3(a)中在低频区域的 p 偏振枝(a1)和(a2)。 S_H 出现在高频率区域，峰值位置约为 7.15 GHz，它对应图 3(a)中在高频区域的 p 偏振枝(c2)。这里，需要说明的是吸收峰 B，其峰值位置约为 4.18 GHz，位于 p 和 s 偏振枝的频率范围之外，是一个体吸收峰。因为它是一个非辐射体激化的激发，也就是，在 x 方向，在介质板内表现为正弦的行为，在介质板外为 e 指数衰减。没有观察到对应于图 3(a)中高频区域的 p 偏振枝(c1)的吸收峰。这是因为曲线(c1)不在 ATR 方法观察的范围内。当 $\omega_a = 4.0$ GHz 时，如图 6(a)中的点划线所示，发现三个共振吸收峰：一个是 S_L 在低频率区域，峰值位置约为 3.53 GHz，对应图 3(b)中在低频区域的 p 偏振枝(a)。另一个 S_H 是在高频率区域，峰值位置约为 7.47 GHz，峰对应图 3(b)中在 R3 区域的 p 偏振枝(c2)。在 4.69 GHz

有一个体吸收峰 B。当 $\omega_a = 6.0$ GHz, 如图 6(a) 中的虚线所示, 发现有四个共振吸收峰: S_L 在低频率区域, 峰值位置约为 3.56 GHz, 对应图 3(c) 中在 p 偏振枝(a)。 S_{H1} 峰值位置约为 5.41 GHz, 对应图 3(c) 中在 R2 区域的 p 偏振枝(c1)。 S_{H2} 峰值位置约为 8.11 GHz, 对应图 3(c) 中在 R3 区域的 p 偏振枝

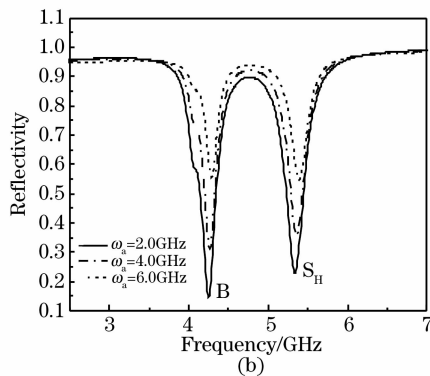
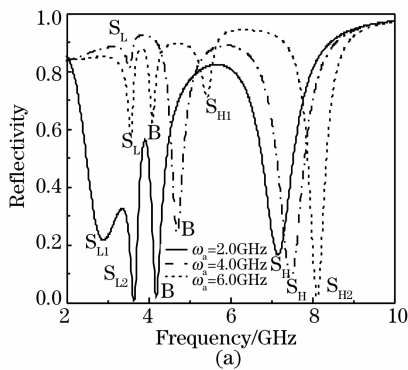


图 6 $h_0 d = 0.5$ 时 SPPs 的 ATR 光谱。(a) p 偏振, $a = 0.5$ cm, (b) s 偏振, $a = 1.0$ cm

Fig. 6 ATR spectra for exciting and observing SPPs. (a) p-polarizations case with $a = 0.5$ cm, (b) s-polarizations case with $a = 1.0$ cm

s 偏振计算的 ATR 光谱如图 6(b) 所示。其中, 实线、点划线以及虚线分别对应于 $\omega_a = 2.0$ GHz, 4.0 GHz 和 6.0 GHz 这三种情况。当介质 2 的厚度 $h_0 d = 0.5$, 入射角为 45° 时, 发现图 6(b) 中三条光谱线都只有两个吸收峰。一个吸收峰 S_H 在高频区域, 峰值的位置分别约为 5.34 GHz、5.36 GHz、5.39 GHz, 对应图 2 中的 s 偏振枝(b2)。另一个是体吸收峰 B。这里, 参量 ω_a 的变化并没有对 s 偏振的峰值位置产生很大的影响。

改变介质 2 的厚度 $h_0 d$, 图 7 所示的是 p 偏振的 ATR 光谱。其中, 实线、点划线以及虚线分别对应于 $h_0 d = 2.0, 1.0$ 和 0.1 三种情况。需要注意的是介质 1 的厚度 a 不同, $h_0 d = 0.1, 1.0$ 时, 取 $a = 1.0$ cm; $h_0 d = 2.0$ 时, 取 $a = 2.0$ cm, 这样能方便观测 ATR 光谱。

当 $h_0 d = 2.0$ 时, 如图 7 中的实线所示, 发现有两个 p 偏振吸收峰: 其中 S_L 是在低频率区域, 峰值位置约为 3.79 GHz, 对应图 4(b) 中在低频区域发生了简并的 p 偏振枝(a1)和(a2)。另一个吸收峰 S_H 出现在高频率区域, 峰值位置约为 6.3 GHz, 对应图 4(b) 中在高频区域发生了简并的 p 偏振枝(c1)和(c2)。峰值位置在 4~5 GHz 之间的是体吸收峰 B。当 $h_0 d = 1.0$ 时, 如图 7 中的点划线所示, 发现有三个 p 偏振吸收峰: 其中 S_L 是在低频率区域, 峰值位置约为 3.79 GHz, 对应图 4(a) 中在低频

(c2)。在 4.09 GHz 出现一个体吸收峰 B。随着 ω_a 的增大, 在低频区域 p 偏振色散枝的峰值位置几乎没有发生变化, 而在高频区域 S_H 峰的位置向右移动了。这和图 3(a)~图 3(c) 中观察到的情况是一致的。

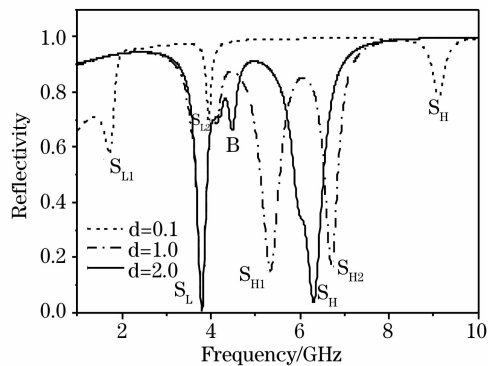


图 7 $h_0 d = 0.1, 1.0$ 和 2.0 时 p 偏振的 ATR 光谱

Fig. 7 ATR spectra for exciting and observing p-polarizations with $h_0 d = 0.1, 1.0$ and 2.0

区域发生了简并的 p 偏振枝(a1)和(a2)。另外两个吸收峰 S_{H1} 和 S_{H2} 出现在高频率区域, 峰值位置分别约为 5.33 GHz 和 6.7 GHz, 分别对应着图 4(a) 中在高频区域的 p 偏振枝(c1)和(c2)。随着介质板厚度的减小, 峰值位置在 4~5 GHz 之间的体吸收峰 B 也逐渐变小, 发生了退化。当 $h_0 d = 0.1$ 时, 如图 7 中的虚线所示, 也发现了三个 p 偏振吸收峰: 其中 S_{L1} 和 S_{L2} 在低频率区域, 峰值位置分别约为 1.72 GHz 和约为 3.95 GHz, 对应图 4(c) 中在低频区域的 p 偏振枝(a1)和(a2)。 S_H 出现在高频率区域, 峰值位置约为 9.12 GHz, 对应图 4(c) 中在高频区域的 p 偏振枝(c)。随着介质板厚度的进一步减小, 峰

值位置在 4~5 GHz 之间的体吸收峰 B 消逝了。

$$\mu_3 = 1 - F_2 \omega^2 / (\omega^2 - \omega_0^2), \quad (14)$$

介电常数是 $\epsilon_3 = 1.0$ 。

4 Dielectric/LHM/NMPM 结构的表面等离子体激元

假定介质 1 和介质 2 仍然是常规材料和人工电磁材料,而介质 3 是人造负磁导率材料。介质 1 的介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_1 = 1.0$ 和 $\mu_1 = 1.0$ 。介质 2 的介电常数和磁导率同上(4)式、(5)式:

$$\epsilon_2 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2,$$

$$\mu_2 = 1 - F_1 \omega^2 / (\omega^2 - \omega_0^2),$$

对于由劈裂环谐振腔阵列所合成的介质 3 的磁导率为

4.1 SPPs 存在区域和色散关系曲线

取(4)式、(5)式、(14)式中出现的几个参量数值大小为: $\omega_p = 10.0$ GHz, $\omega_0 = 4.0$ GHz, $F_1 = 0.56$, $F_2 = 1.25$ 。介质 2 的物理性质随频率变化的情况和前面讨论的相同,如表 1 所示。

图 8 是介质 2 在三个不同的电等离子频率情况下,平面 (h, ω) 上 SPPs 的存在区域。图 8(a)~图 8(c)分别对应着 $\omega_p = 10.0$ GHz, 8.0 GHz 和 6.0 GHz 三种情况。

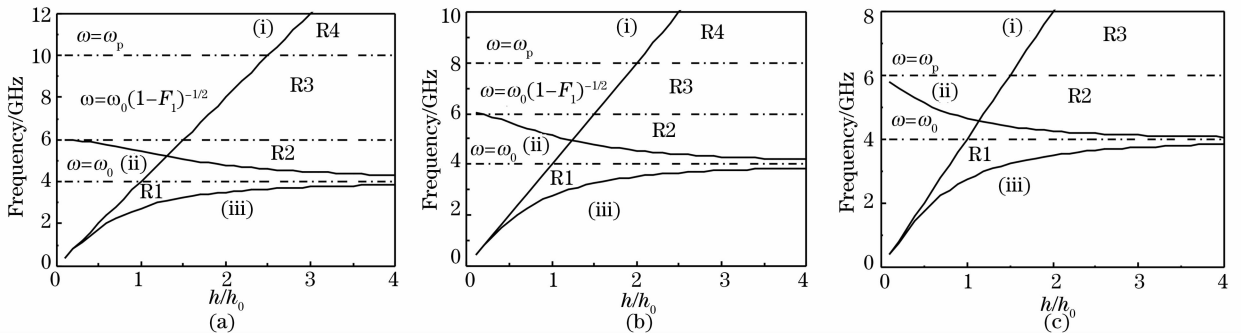


图 8 不同 ω_p 值 (h, ω) 平面 Dielectric/LHM/NMPM 界面上 SPPs 的存在区域。(a) $\omega_p = 10.0$ GHz,

(b) $\omega_p = 8.0$ GHz, (c) $\omega_p = 6.0$ GHz

Fig. 8 Existence regions of SPPs on the plane (h, ω) for different values of ω_p at interfaces of Dielectric/LHM/NMPM.

(a) $\omega_p = 10.0$ GHz, (b) $\omega_p = 8.0$ GHz, (c) $\omega_p = 6.0$ GHz

曲线(i)、(ii)和(iii)分别对应

$$h = (\omega_1 \mu_1)^{1/2} (\omega/c),$$

$$h = (\epsilon_2 \mu_2)^{1/2} (\omega/c),$$

$$h = (\epsilon_3 \mu_3)^{1/2} (\omega/c).$$

$\omega_p = 10.0$ GHz 情况,可以发现 R1, R2, R3 和 R4 四个区域,其中有可能产生 SPPs 的激发。R4 是由直线(i)的右边和直线 $\omega = \omega_p = 10.0$ GHz 的上边所组成的区域, R3 是由直线(i), 直线 $\omega = \omega_p = 10.0$ GHz 和直线 $\omega = (1 - F_1)^{-1/2} \omega_0$ 所围成的区域, R2 是由直线(i), 直线 $\omega = (1 - F_1)^{-1/2} \omega_0$ 的下边和曲线(ii)的上边所围成的区域, R1 是由直线(i)的右边, 直线 $\omega = \omega_0 = 4.0$ GHz 的下边和曲线(iii)的上面所围成的区域。根据前面讨论的介质 2 和介质 3 的物理性质随频率变化的情况,得到 R1, R2, R3 和 R4 四个区域分别对应着如下四种界面:常规材料/负介电常数材料/常规材料,常规材料/左手材料/负磁导率材料,常规材料/负介电常数材料/负磁导率材料,常规材料/常规材料/负磁导率材料。由于 R1 区域有介电常数从负值到正值的跃变,能够存在 p

偏振的 SPPs。而 R2 和 R3 区域既有介电常数从负值到正值的跃变,又有磁导率从负值到正值的跃变,所以可以同时存在 p 和 s 偏振的 SPPs。R4 区域只有磁导率从负值到正值的跃变所以只能够存在 s 偏振的 SPPs。

图 8(b)所示的 $\omega_p = 8.0$ GHz 情况,也有 R1, R2, R3 和 R4 四个区域,情况和前面叙述的很相似。

对于图 8(c)中所示的 $\omega_p = 6.0$ GHz 情况,只有 R1, R2 和 R3 三个区域,有可能产生 SPPs 的激发。这三个区域分别对应着如下三种界面:常规材料/负介电常数材料/常规材料,常规材料/左手材料/负磁导率材料,常规材料/常规材料/负磁导率材料。由于 R1 区域有介电常数从负值到正值的跃变,所以能够存在 p 偏振的 SPPs。而 R2 区域既有介电常数从负值到正值的跃变,又有磁导率从负值到正值的跃变,所以可以同时存在 p 和 s 偏振的 SPPs。R3 区域只有磁导率从负值到正值的跃变,只能够存在 s 偏振的 SPPs。

图 9(a)~图 9(c) ($\omega_0 = 4.0$ GHz) 分别对应着

$\omega_p = 10.0$ GHz, 8.0 GHz 和 6.0 GHz 三种情况。当 $\omega_p = 10.0$ GHz 的时候,如图 9(a)所示。通过解(1)式,获得色散关系曲线的三个 p 偏振枝。其中曲线(a)在低频区域。对照图 8(a)发现曲线(a)完全在 R1 区域。曲线(c1)和(c2)在高频区域 R2 和 R3,其中曲线(c1)一部分在 R2 区域,一部分在 R3

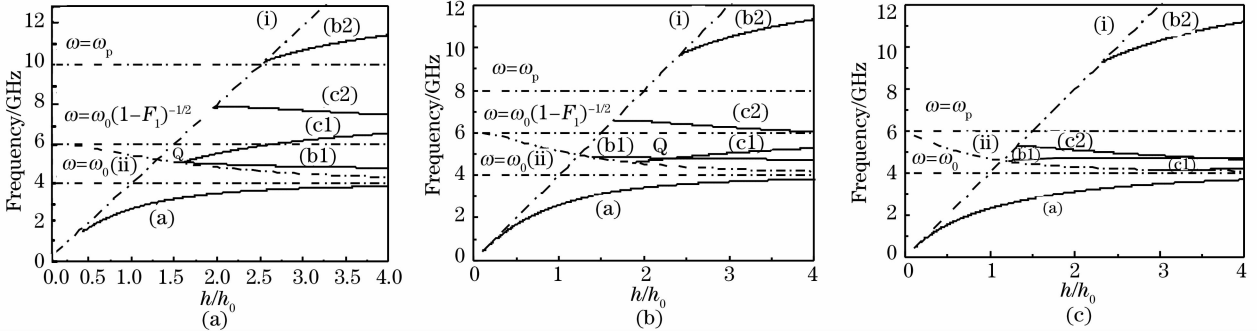


图 9 不同 $\omega_p(h, \omega)$ 平面 Dielectric/LHM/NMPM 界面上 SPPs 的色散曲线。(a) $\omega_p = 10.0$ GHz, (b) $\omega_p = 8.0$ GHz, (c) $\omega_p = 6.0$ GHz

Fig. 9 Dispersion relation curves of SPPs on the plane (h, ω) for different values of ω_p at interfaces of Dielectric/LHM/NMPM. (a) $\omega_p = 10.0$ GHz, (b) $\omega_p = 8.0$ GHz, (c) $\omega_p = 6.0$ GHz

当 $\omega_p = 8.0$ GHz 的时候,如图 9(b)所示。这种情况和 $\omega_p = 10.0$ GHz 的情况很相似。最明显的差别是曲线(c1)完全落在 R2 区域,这是因为, R2 区域能够同时支持 p 和 s 偏振的 SPPs。

当 $\omega_p = 6.0$ GHz 的时候,如图 9(c)所示。对照图 9(b),在低频区域没有明显变化。在 $4 \sim 6$ GHz 频率范围内 p 偏振枝(c1), (c2)和 s 偏振枝(b1)完全在 R2 区域,这是因为 R2 是常规材料/左手材料/负磁导率材料的界面,能够同时支持 p 和 s 偏振的 SPPs。在高频区域内有 s 偏振枝(b2)完全在 R3 区域,这是因为 R3 是常规材料/常规材料/负磁导率材料的界面,只有磁导率从负值到正值的跃变,所以只可能存在 s 偏振的 SPPs。

区域。而曲线(c2)完全在 R3 区域。通过解(3)式获得色散关系曲线的两个 s 偏振枝,其中曲线(b1)完全在 R2 区域,曲线(b2)完全在 R4 区域。这是因为, R2 区域确实能够同时支持 p 和 s 偏振的 SPPs,而 R4 区域只能产生 s 偏振的 SPPs。R1 区域内没有 s 偏振,这是因为在 R1 区域只能产生 p 偏振。

比较图 9(a)~图 9(c)发现,当介质 2 的参量 ω_p 变小的时候,不论是 p 还是 s 偏振的色散曲线枝都有向低频移动的趋势。

介质 2 的厚度 $h_0 d$ 对色散曲线性质的影响,和前面研究的常规介电材料/左手材料/负介电常数材料结构的情况类似。

4.2 探测与观察 SPPs 的 ATR 光谱

通过数值计算得到对于不同的 ω_p 值在频率机制下描绘的 ATR 光谱,如图 10 所示。阻尼项分别选为 $\gamma = 0.03\omega_p$, $\Gamma_1 = 0.02\omega_0$ 和 $\Gamma_2 = 0.03\omega_0$, $\epsilon_0 = 3.0$ 。

p 偏振情况的 ATR 光谱,如图 10(a)所示,取入射角 $\theta = 60^\circ$, 介质板厚度 $h_0 d = 0.5$ 。其中,实线、点划线以及虚线分别对应于 $\omega_p = 10.0$ GHz, 8.0 GHz 和

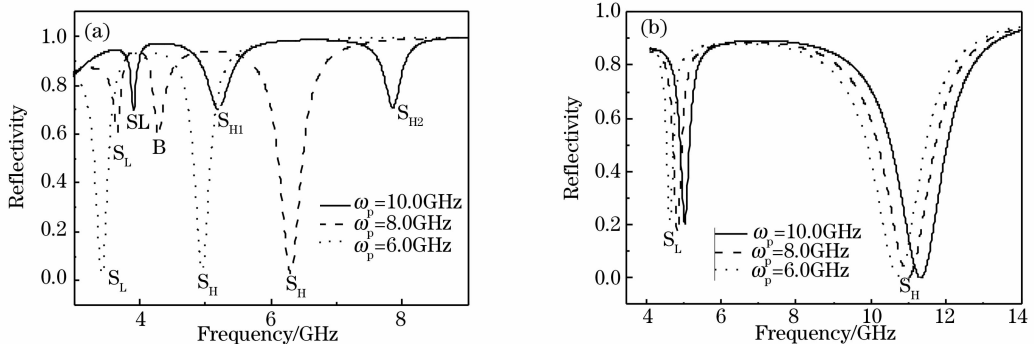


图 10 $h_0 d = 0.5$ 时 SPPs 的 ATR 光谱。(a) p 偏振, $\theta = 60^\circ$, (b) s 偏振, $a = 0.5$ cm, $\theta = 45^\circ$

Fig. 10 ATR spectra for exciting and observing SPPs with $h_0 d = 0.5$, and $\epsilon_0 = 3.0$. (a) p-polarizations case with $\theta = 60^\circ$, (b) s-polarizations case with $a = 0.5$ cm, $\theta = 45^\circ$

6.0 GHz 这三种情况。当 $\omega_p = 10.0$ GHz 时,如图 10(a)中的实线所示,发现三个共振吸收峰:其中 S_L 在低频率区域,峰值位置约为 3.91 GHz,它对应图 9(a)中在低频区域的 p 偏振枝(a)。另外两个吸收峰 S_{H1} 和 S_{H2} 出现在高频区域,峰值位置分别约为 5.2 GHz 和 7.85 GHz,它们对应图 9(a)中在高频区域的 p 偏振枝(c1)和(c2)。当 $\omega_p = 8.0$ GHz 时,如图 10(a)中的点划线所示,也观察到三个共振吸收峰:其中 S_L 在低频率区域,峰值位置约为 3.66 GHz,对应图 9(b)中在低频区域的 p 偏振枝(a)。 S_H 在高频区域,峰值位置约为 6.3 GHz。对应图 9(b)中在 R3 区域的 p 偏振枝(c2)。体吸收峰 B 的峰值位置在 4.29 GHz。当 $\omega_p = 6.0$ GHz 时,如图 10(a)中的虚线所示,发现两个共振吸收峰:一个 S_L 是在低频率区域,峰值位置约为 3.43 GHz,对应图 9(c)中在低频区域的 p 偏振枝(a)。另一个 S_H 在高频区域,峰值位置约为 4.95 GHz,对应图 9(c)中的 p 偏振枝(c2)。三种情况介质 1 的厚度 a 是不同的, $a = 0.7$ cm、0.3 cm 和 0.2 cm 分别对应着 $\omega_p = 10.0$ GHz、8.0 GHz 和 6.0 GHz。

s 偏振的 ATR 光谱如图 10(b)所示。其中,实线、点划线以及虚线分别对应于 $\omega_p = 10.0$ GHz、8.0 GHz 和 6.0 GHz 这三种情况。介质 2 的厚度 $h_0 d = 0.5$,介质 1 的厚度 $a = 0.5$ cm,入射角是 45° 。当 $\omega_p = 10.0$ GHz 时,如图 10(b)中的实线所示,发现两个 s 偏振的吸收峰。其中 S_L 在 4~6 GHz 频率范围内,峰值位置约为 5.04 GHz,对应图 9(a)中的 s 偏振枝(b1)。另一个吸收峰 S_H 在高频区域,峰值位置约为 11.32 GHz,对应图 9(a)中的 s 偏振枝(b2)。对于 $\omega_p = 8.0$ GHz 和 6.0 GHz 的情况,大致上和 $\omega_p = 10.0$ GHz 的情况相同,只是随着 ω_p 的减小,峰的位置向左移动了一点。 $\omega_p = 8.0$ GHz 时, S_L 的峰值位置约为 4.84 GHz, S_H 的峰值位置约为 10.99 GHz。 $\omega_p = 6.0$ GHz 时, S_L 的峰值位置约为 4.64 GHz, S_H 的峰值位置约为 10.72 GHz。

不论在低频还是高频区域,图 10(a)和图 10(b)中吸收峰峰值的位置都随着参量 ω_p 的变小而向左移动。这和图 9(a)~图 9(c)中的分析是一致的。

5 结 论

针对三层不对称结构,推导出 p 偏振和 s 偏振 SPPs 色散关系的通式。并根据其结论,研究了在常规材料/人工电磁材料/负介电常数材料和常规材料/人工电磁材料/负磁导率材料这两种结构的界面

上 SPPs 的性质,包括其存在区域和色散曲线。研究发现 SPPs 的性质强烈依赖于人工电磁材料的组成参量,比如介质板厚度和等离子体频率。在前一种结构界面上,随着负介电常数材料的等离子体频率 ω_a 的增大,在低频区域色散曲线变化很小,而在高频区域 p 偏振色散枝有向更高频率移动的趋势;随着人工电磁材料的层厚度 $h_0 d$ 的增大,观察到同偏振色散曲线之间距离变小了,甚至发生了简并,当 $h_0 d$ 减小时,同偏振色散曲线之间距离增大了,其中一些色散曲线超出了存在区域,直至消失。在后一种结构界面上,随着人工电磁材料的等离子体频率 ω_p 的减小,不论是 p 还是 s 偏振的色散曲线都有向低频移动的趋势。使用 ATR 技术,探究了激发和观察表面等离子体激元的可能性,并针对 p 和 s 偏振两种情况计算了 ATR 光谱,验证了色散曲线图中所得出的结论。

参 考 文 献

- 1 V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, **10**(4): 509~514
- 2 A. Otto. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection[J]. *Z. Phys.*, 1968, **216**: 398~410
- 3 A. Otto. Excitation by light of ω_+ and ω_- surface plasma waves in thin metal layers[J]. *Z. Phys.*, 1969, **219**: 227~233
- 4 John S. Nkoma. Surface modes of composite medium[J]. *Solid State Communications*, 1993, **87**(3): 241~244
- 5 Jorge A. Gaspar-Armenta, Franciscoviua. Photonic surface-wave excitation: photonic crystal-metal interface[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(11): 2349~2345
- 6 Sergey A. Darmanyan, Michel Nevière, Anatoly A. Zayats. Surface modes at the interface of conventional and left-handed media[J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **70**: 075103-1~075103-9
- 7 Wang Xinglin, Wang Qi, Shi Jielong *et al.*. Nonlinear TE surface waves at the interface of a left-handed material [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(1): 69~73
王兴林,王 奇,施解龙等. 左手系材料界面上的非线性 TE 电磁波[J]. *光子学报*, 2006, **35**(1): 69~73
- 8 Huang Yanyan. Surface polaritons in semi-infinite uniaxially anisotropic left-handed material [J]. *J. Suzhou University (Natural Science Edition)*, 2004, **20**(2): 58~62
黄艳艳. 单轴各向异性半无限左手化材料中的表面极化激元 [J]. *苏州大学学报(自然科学版)*, 2004, **20**(2): 58~62
- 9 William L. Barnes, Alain Dereux, Thomas W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 824~830
- 10 E. Kretschmann. The angular dependence and the polarisation of light emitted by surface plasmons on metals due to roughness[J]. *Opt. Commun.*, 1972, **5**(5): 331~336
- 11 Zeng Jie, Liang Dakai, Zeng Zhenwu *et al.*. Reflective optical fiber surface plasma wave resonance sensor[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(3): 404~409
曾 捷, 梁大开, 曾振武等. 反射式光纤表面等离子体波共振传感器特性研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(3): 404~409
- 12 Zheng Jianya, Yu Xiaoming, Zhang Tianhao *et al.*. Research of

- surface plasmon resonance on gold film using scanning near-field optical microscopy[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(8): 1236~1239
- 郑建亚, 于晓明, 张天浩等. 用扫描近场光学显微镜技术研究金膜表面等离子体共振[J]. *光学学报*, 2006, **26**(8): 1236~1239
- 13 Li Ying, Zhong Jingang, Zhang Yonglin. Fingerprint image acquisition based on surface plasmon resonance imaging [J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(8): 1143~1147
- 李 莹, 钟金钢, 张永林. 基于表面等离子体共振成像的指纹采集[J]. *中国激光*, 2006, **33**(8): 1143~1147
- 14 Zeng Jie, Liang Dakai, Du Yan *et al.*. Quasi-distributed optical fiber sensor based on surface plasmon resonance[J]. *Chin. J. Lasers*, 2007, **34**(2): 243~248
- 曾 捷, 梁大开, 杜 艳等. 准分布式光纤表面等离子体波传感器[J]. *中国激光*, 2007, **34**(2): 243~248
- 15 E. N. Economou. Surface plasmons in thin films [J]. *Phys. Rev.*, 1969, **182**(11): 539~554
- 16 R. Ruppin. Surface polaritons of a left-handed medium [J]. *Phys. Lett. A*, 2000, **277**: 61~64
- 17 I. V. Shadrivov, A. A. Sukhorukov, Y. S. Kivshar *et al.*. Nonlinear surface waves in left-handed materials [J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **69**: 016617-1~016617-9
- 18 J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins *et al.*. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, 1999, **47**(11): 2075~2084

光学前沿——首届“大珩杯”光学期刊优秀论文评选活动的通知

为了进一步提高我国光学期刊的学术水平和论文质量,吸引和催生优秀稿件,鼓励和培育优秀作者,促进我国光学、激光科技事业发展,《光学学报》、《中国激光》、*Chinese Optics Letters* 特发起“光学期刊优秀论文评选活动”,在光学泰斗王大珩先生的支持下,本活动特命名为光学前沿——首届“大珩杯”光学期刊优秀论文评选活动。自2008年起,期刊编辑部将每年举办优秀论文评选活动。

主办单位: 中国科学院上海光学精密机械研究所

联合主办单位: 相干(北京)商业有限公司

协办单位: 江西连胜实验装备有限公司

时间安排:

参评论文统计截止时间: 2008年8月30日。

论文作者提交申请材料时间: 2008年7月1日~9月30日(论文被引的材料和论文所在项目或课题获奖的证明),请在中国光学期刊网上提交。

审核时间: 2008年10月8日~10月30日。

编辑部将在2008年年底对获奖作者进行公开表彰,并颁发证书和奖金。

希望作者踊跃参加。

详情请浏览: <http://www.opticsjournal.net/Daheng.htm>

咨询电话: 021-69918427 胡 冰 E-mail: hubing@siom.ac.cn

光学期刊联合编辑部

2008-06-16