

# 磁性可调人工超常材料的表面等离子体激元

张惠芳 赵玉静 任海红 王 燕

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

**摘要** 针对 p 和 s 两种偏振状态, 研究磁性可调左手材料(LHM)和常规介电材料界面的表面等离子体激元(SPP)。详细讨论在不同的外加磁场下, SPP 的色散关系及波长、传播距离和在两种介质中的穿透深度等特征长度的变化规律。发现通过改变外加磁场的大小, 可调节 LHM 的有效磁导率, 从而改变 SPP 的特性。当增大外加磁场强度时, SPP 的特征长度曲线都向短波方向移动。

**关键词** 材料; 表面等离子体激元; 磁性可调; 色散关系; 特征长度

**中图分类号** O441.4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0416004

## Surface Plasmon Polaritons of Magnetically Tunable Metamaterials

Zhang Huifang Zhao Yujing Ren Haihong Wang Yan

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

**Abstract** For the p and s polarizations, the surface plasmon polaritons (SPP) of magnetically tunable left-handed materials (LHM) and regular materials are investigated. The dispersion relations and characteristic lengths of SPP, including SPP wavelength, propagation distance of SPP and penetration depths of SPP in two mediums, are discussed in detail in different magnetic fields. It is shown that the properties of SPP can be controlled by the adjustment of effective magnetic permeability of metamaterials which is changed by changing the magnetic-field intensity. And the characteristic curves of SPP move to the region of short wavelength when the additional magnetic-field intensity increases.

**Key words** materials; surface plasmon polaritons; magnetically tunable; dispersion relation; characteristic length

**OCIS codes** 160.3918; 240.5420; 240.6680

## 1 引 言

左手材料(LHM), 即人工超常材料已经引起研究人员的广泛关注。目前, 实现 LHM 的方法有劈裂环谐振腔和金属线<sup>[1~4]</sup> 合成材料、光子晶体材料<sup>[5,6]</sup>、传输线平板材料<sup>[7]</sup>、手征性材料<sup>[8]</sup>、半导体劈裂环谐振腔<sup>[9]</sup> 阵列和电磁诱导 LHM 等<sup>[10,11]</sup>, 实验上在微波波段<sup>[3]</sup>、红外波段和近红外波段<sup>[12,13]</sup> 实现了 LHM。近来, 可调谐的 LHM 吸引了相关学者的目光, 如利用向列液晶实现了磁导率和折射率的可调谐性<sup>[14,15]</sup>, 由钇铁石榴石(YIG)板和金属线构成磁性可调的 LHM<sup>[16,17]</sup>。LHM 有许多重要的潜在应用, 例如可制成性能优良的光学天线、波导<sup>[18,19]</sup> 和超级透镜<sup>[20]</sup> 等新颖器件, 波长远小于可见光的光学成像系统<sup>[21]</sup> 以及隐形衣等<sup>[22]</sup>。

众所周知, 介电常数符号相反的两个介质板界面可以出现表面等离子体激元(SPP)。SPP 本质上是电子的集体激发, 其电磁场在离开界面时, 振幅随距离增加呈指数衰减<sup>[23]</sup>。SPP 有许多潜在的应用领域, 如亚波长光学、数据存储、光激发、显微术和生物光子学等<sup>[24~26]</sup>。

本文主要研究由 YIG 板和金属线组成的磁性可调的 LHM 和常规介电材料界面的 p 和 s 偏振 SPP 的性质。通过改变外加磁场, 讨论 SPP 色散曲线以及四个特征长度(即 SPP 波长、SPP 传播距离以及 SPP 在常规介电材料和磁性可调 LHM 中的穿透深度)的变化规律。结果发现, 当外加磁场变化时, 可实现 LHM 有效磁导率在较大频率范围内的动态连续可调, 进而调控 SPP 的性质。所研究的频

**收稿日期**: 2010-07-20; **收到修改稿日期**: 2010-12-06

**基金项目**: 国家自然科学基金(10974132)和上海市教委科研项目(06AZ092)资助课题。

**作者简介**: 张惠芳(1967—), 女, 博士, 副研究员, 主要从事光纤布拉格光栅、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

率范围为 7.0~14.0 GHz,其对应波长范围为厘米或毫米量级,因此,SPP 的这些特性有望在厘米和毫米波段,为设计基于人工合成材料的宽频带可调谐滤波器提供理论依据。然而,值得注意的是,本文中所有介质都假设为均匀和各项同性的。对于外加磁场对介电常数和磁导率的影响,Pendry 等<sup>[1]</sup>详细解释了在等离子频率下很宽的频谱范围内,铜线阵列有负的介电常数。文献[16]介绍的磁性可调 LHM 中,由于铜线是平行于外磁场的,外磁场不能对铜线内由电磁波的电场驱动的运动电子产生洛伦兹力。因此,外加磁场对铜线的等离子体共振的影响可以忽略。绝缘的铁氧体 YIG 板被研究为天然的负磁导率介质,用来制作可调谐 LHM。其负磁导率来自铁磁共振(FMR)。理论上,在垂直于磁化方向的平面上,磁化的无限铁磁介质是二维各向同性的。然而,由于电磁波磁场的动态退磁性,在此平面上薄 YIG 板的磁导率仅显示一维负的。因此,外磁场的大小影响 FMR 的频率,从而影响磁导率。所以本文假设介电常数和磁导率都是各向同性的。

## 2 SPP 色散关系

考虑由两种半无限介质组成的界面,介质 1 占据  $x < 0$  的半无限空间,其介电常数和磁导率分别为  $\epsilon_1$  和  $\mu_1$ ,介质 2 占据  $x > 0$  的半无限空间,其介电常数和磁导率分别为  $\epsilon_2$  和  $\mu_2$ 。假设介质 1 为常规电材料,介质 2 为由 YIG 板和金属线组成的磁性可调的 LHM,其磁导率可通过外加磁场的改变实现动态连续可调。其有效介电常数<sup>[1~3]</sup>和磁导率<sup>[16,17]</sup>分别可以表示为

$$\epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma_1\omega}, \quad (1)$$

$$\mu_2 = 1 - \frac{F\omega_{mp}^2}{\omega^2 - \omega_{mp}^2 - i\Gamma(\omega)\omega}. \quad (2)$$

根据文献[16,17],取  $\omega$  为频率, $\omega_p = 27.2$  GHz 为电等离子频率, $\Gamma_1 = 0.01\omega_p$  为电衰减系数; $F$  为  $\omega_m$  与  $\omega_0$  的比值,即  $F = \omega_m/\omega_0$ ;  $\omega_{mp} = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m)}$  是磁共振频率, $\Gamma(\omega) = [\omega^2/(\omega_0 + \omega_m) + \omega_0 + \omega_m]\alpha$  是与频率有关的铁磁介质的耗散损失,而  $i$  为虚数单位。对于 YIG 板,选择铁磁体特征频率  $\omega_m = 4.76$  GHz, $\alpha = 0.003$ <sup>[16,17]</sup>。而铁磁共振频率  $\omega_0 = \gamma H_0$ ,  $\gamma/2\pi = 35.2$  kHz·m/A 为回旋磁比率, $H_0$  为外加磁场强度,分别选择为 206902.8 A/m,238734 A/m 和 270565.2 A/m。文中所有角频率  $\omega$  都为用  $2\pi$  归一化的值。根据所选取的参数,LHM(即介电常数和

磁导率都为负值)的频率范围为 7.0~14.0 GHz,其对应波长为 0.0214286~0.0428571 m。为方便讨论,p 偏振讨论的波长范围为 0.02~0.045 m,s 偏振讨论的波长范围为 0.02~0.028 m。

考虑在  $x < 0$  区域的 p 偏振,电磁场表达式为<sup>[27,28]</sup>

$$\mathbf{H}_1 = A \exp(k_1 x + ikz - i\omega t) \mathbf{a}_y, \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_1 = \frac{c}{\omega \epsilon_1} A (k \mathbf{a}_x + ik_1 \mathbf{a}_z) \exp(k_1 x + ikz - i\omega t). \quad (4)$$

在  $x > 0$  区域的电磁场表达式为

$$\mathbf{H}_2 = B \exp(-k_2 x + ikz - i\omega t) \mathbf{a}_y, \quad (5)$$

$$\mathbf{E}_2 = \frac{c}{\omega \epsilon_2} B (k \mathbf{a}_x - ik_2 \mathbf{a}_z) \exp(-k_2 x + ikz - i\omega t), \quad (6)$$

式中  $A, B$  为常数, $\mathbf{a}_x, \mathbf{a}_y$  和  $\mathbf{a}_z$  分别为  $x, y$  和  $z$  方向的单位矢量。 $k_i (i = 1, 2)$  为在垂直于介质 1,2 界面方向的表面极化场的衰减系数, $k$  为沿传播方向  $z$  方向的波矢分量,其表达式为

$$k_i^2 = k^2 - \epsilon_i \mu_i (\omega/c)^2, \quad (i = 1, 2) \quad (7)$$

式中  $c$  为真空中光速。根据 SPP 的存在条件, $k_i$  必须为正实数,因此有

$$k^2 > \epsilon_1 \mu_1 (\omega/c)^2, \quad k^2 > \epsilon_2 \mu_2 (\omega/c)^2. \quad (8)$$

通过在界面应用电磁边界条件,可推导出 p 偏振 SPP 的色散关系,也就是与频率有关的 SPP 波矢表示

$$k_{\text{SPP}}^p = k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2 (\epsilon_2 \mu_1 - \epsilon_1 \mu_2)}{\epsilon_2^2 - \epsilon_1^2}}. \quad (9)$$

再考虑 s 偏振,在  $x < 0$  区域,电磁场表达式为<sup>[27,28]</sup>

$$\mathbf{E}_1 = A \exp(k_1 x + ikz - i\omega t) \mathbf{a}_y, \quad (10)$$

$$\mathbf{H}_1 = -\frac{c}{\omega \mu_1} A (k \mathbf{a}_x + ik_1 \mathbf{a}_z) \exp(k_1 x + ikz - i\omega t), \quad (11)$$

在  $x > 0$  区域,电磁场表达式为

$$\mathbf{E}_2 = B \exp(-k_2 x + ikz - i\omega t) \mathbf{a}_y, \quad (12)$$

$$\mathbf{H}_2 = -\frac{c}{\omega \mu_2} B (k \mathbf{a}_x - ik_2 \mathbf{a}_z) \exp(-k_2 x + ikz - i\omega t). \quad (13)$$

在界面应用电磁边界条件,可推导出 s 偏振 SPP 的色散关系,也就是与频率有关的 SPP 波矢表示

$$k_{\text{SPP}}^s = k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\mu_1 \mu_2 (\mu_2 \epsilon_1 - \mu_1 \epsilon_2)}{\mu_2^2 - \mu_1^2}}, \quad (14)$$

根据(9)式和(14)式,进行数值模拟,讨论在不同磁场下 SPP 的色散关系曲线,结果如图 1 所示。在图 1 中,曲

线(i)~(iii)分别对应于外加磁场强度为  $H_0 = 206902.8, 238734$  和  $270565.2$  A/m 时的  $k/h_0 = (\epsilon_1 \mu_1)^{1/2} (\omega/\omega_0) / c$  (其中  $h_0 = \omega_0/c$ )。当  $H_0 = 206902.8$  A/m 时, 可得到两条 p 偏振色散曲线枝, 一枝在低频区  $P_{L1}$ , 一枝在高频区  $P_{H1}$ , 一条 s 偏振色散曲线枝 S1, 在中频区, 如图 1 中实线所示。两条 p 偏振色散曲线枝  $P_{L2}, P_{H2}$  和 s 偏振色散曲线 S2 对应于外加磁场  $H_0 = 238734$  A/m 的情况, 如图 1 点划线所示。当外加磁场为  $H_0 = 270565.2$  A/m 时,  $P_{L3}$  和  $P_{H3}$  为两个 p 偏振色散曲线枝, 曲线 S3 为 s 偏振色散曲线枝, 如图 1 中虚线所示。比较这三种情况, 可观察到当外加磁场强度增大时, p 和 s 偏振的色散曲线都向高频移动。由此可见, 可通过调节外加磁场的大小来改变色散曲线的频率位置。需要强调的是, 没有讨论 SPP 的存在区域, 根据 SPP 的存在条件即 (8) 式, 可知其存在区域与文献 [27] 中图 1 类似, 有两个存在区域。当外磁场增大时, 其低频区域的上临界线和高频区域的下临界线都往高频移动。各条 SPP 的色散曲线始终在其存在区域内。

### 3 SPP 的特征长度

在磁性可调 LHM 界面 SPP 色散关系曲线的

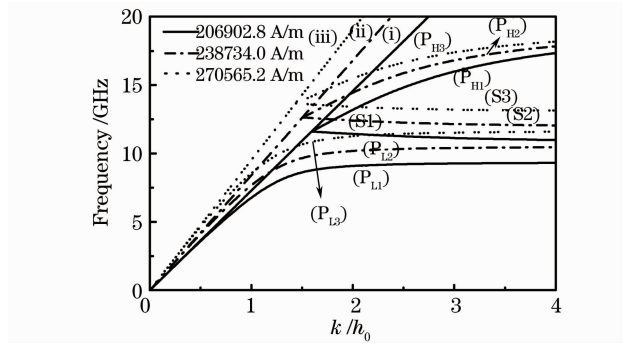
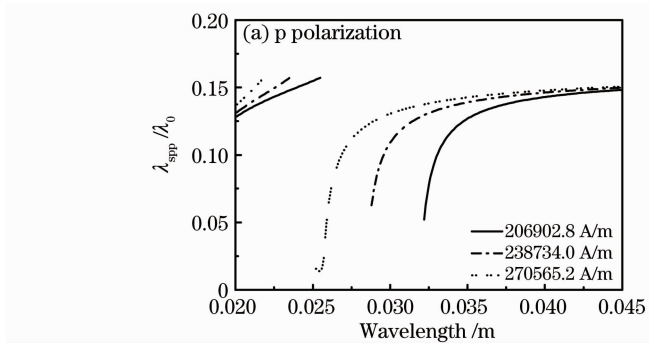


图 1 不同外磁场下磁性可调的 LHM 界面的 SPP 色散曲线

Fig. 1 Dispersion relation curves of SPP for the magnetotunable LHM in different magnetic fields

基础上, 针对 p 和 s 偏振, 讨论其各种特征长度, 它们是亚波长光子器件设计的重要参数。这些特征长度分别是 SPP 波长  $\lambda_{\text{spp}}$ , SPP 的传播距离  $\delta_{\text{spp}}$  和 SPP 模相关的电磁场穿透进介电材料和磁性可调 LHM 中的深度  $\delta_{p1}, \delta_{p2}, \delta_{s1}$  和  $\delta_{s2}$ 。

#### 3.1 SPP 波长

由于磁性可调 LHM 界面 SPP 的波矢表达式 (9) 和 (14) 式比较复杂, 不容易直接得到其实部  $k'_{\text{spp}}$  和虚部  $k''_{\text{spp}}$  的表达式。但可根据波长与 SPP 波矢的关系  $\lambda_{\text{spp}} = 2\pi/k'_{\text{spp}}$ , 对其求数值解, 其结果如图 2 所示。

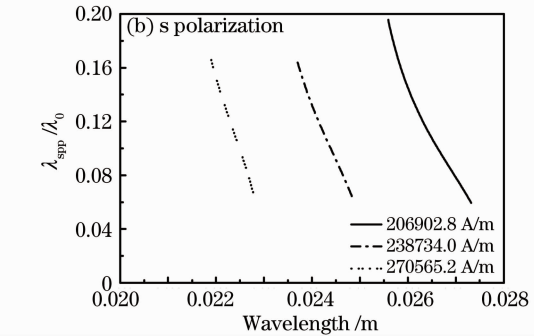


图 2 不同磁场下磁性可调的 LHM 界面 SPP 的归一化波长

Fig. 2 Normalized wavelength of SPP for the magnetotunable LHM in different magnetic fields

图 2(a) 和 (b) 分别对应于 p 和 s 偏振的情况。对于 p 偏振情况, 当外磁场为 206902.8 A/m 时, 在短波区 (即高频区), 随着波长的增大, SPP 波长  $\lambda_{\text{spp}}$  与真空中波长  $\lambda_0$  的比值, 即其归一化波长逐渐增大, 当波长约为 0.0255 m 时, 其归一化波长达到最大值约为 0.157。在长波区 (即低频区) 随着波长的增大, 其归一化波长也缓慢增大, 最后趋近饱和值, 约为 0.15。根据 SPP 的存在条件 (8) 式, 在中频区, 即波长范围约在 0.0255~0.0322 m, SPP 波矢  $k_{\text{spp}}$  在此范围内断续, p 偏振的 SPP 不存在, 所以这个范

围内也没有归一化波长。总之, 归一化波长也有两枝, 一枝在高频区, 一枝在低频区, 分别对应于图 1 中两枝色散曲线枝  $P_{H1}$  和  $P_{L1}$ 。当外磁场为 238734 A/m 和 270565.2 A/m 时, 其归一化波长的变化规律与外磁场为 206902.8 A/m 的情况类似, 只不过其归一化波长曲线左移了, 同波长处所对应的归一化波长增大了。对于 s 偏振当外磁场为 206902.8 A/m 时, 如图 2(b) 中实线所示, 随着波长的增大, 归一化波长一直呈下降趋势。其变化范围在中频区, 恰好对应于图 1 中 s 偏振色散曲线枝 S1, 其波长范围约在

0.0256~0.0273 m。对于另外两种情况,与磁场为 206902.8 A/m 相似,不同之处在于归一化波长曲线左移了。总之,不论 p 偏振还是 s 偏振,随着外磁场的增大,其归一化波长曲线都向短波(即高频区)方向移动,且最大值都小于 1。这是由于 SPP 是光波和金属表面自由电子之间相互作用产生的电磁模。这个电磁模有着大于同一频率下光子在真空中或界面两边介质中体电磁波的波矢。即 SPP 是一

种沿着表面传播的波,并且其电场和磁场局域在界面附近,其波长总是小于真空中的波长。

### 3.2 SPP 的传播距离

SPP 的传播距离  $\delta_{\text{spp}}$  主要取决于 SPP 波矢的虚部  $k''_{\text{spp}}$ ,其定义为电场(磁场)强度减小为初始值的 1/e 时 SPP 沿界面传播的距离,即  $\delta_{\text{spp}}=1/2k''_{\text{spp}}$ ,其数值解如图 3 所示。

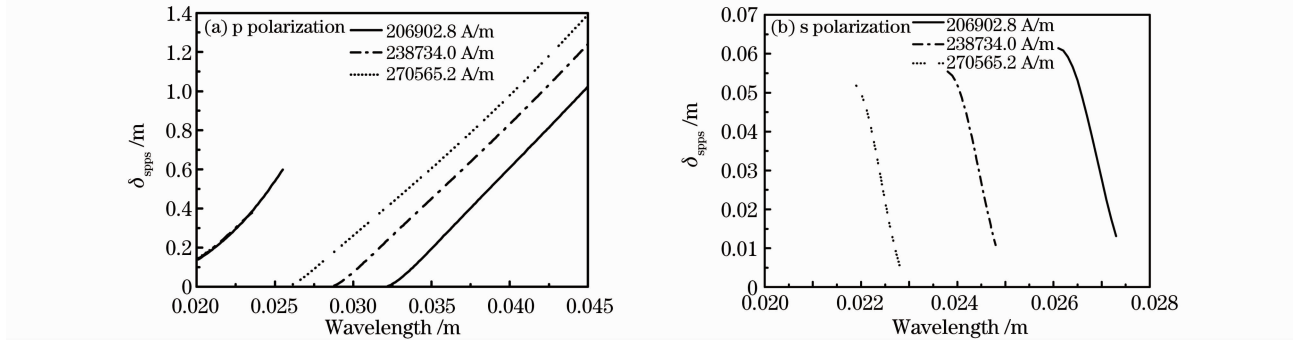


图 3 不同磁场下磁性可调的 LHM 界面 SPP 的传播距离

Fig. 3 Propagation distance of SPP for the magnetotunable LHM in different magnetic fields

图 3(a)和(b)分别对应 p 和 s 两种偏振状态。对于 p 偏振情况,当外加磁场为 206902.8 A/m 时,发现两条 SPP 传播距离曲线,一条在短波区(即高频区),SPP 传播距离随波长逐渐增大,当波长约为 0.0255 m 时,传播距离达到最大值约 0.5992 m,其对应于图 1 中色散曲线枝  $P_{H1}$ 。另一条在长波区(即低频区)的传播距离曲线,其传播距离也随波长增大了,其对应于图 1 中色散曲线枝  $P_{L1}$ 。同 3.1 节,即在波长范围在 0.0255~0.0322 m,SPP 波矢  $k_{\text{spp}}$  在此范围内断续,所以这个范围内也没有传播距离。对于外加磁场为 238734 A/m 和 270565.2 A/m 两种情况,传播距离的变化规律与此类似,在短波区域(即高频区),传播距离曲线的变化不大,但随外磁场的增大其存在的波长范围却减小了。这是因为这三条传播距离曲线非常接近,以致在图 3(a)中分辨不清。至于在长波区域(即低频区),传播距离曲线随外磁场的增大变化显著,且在同一波长处,传播距离增大了。对于 s 偏振,当外加磁场为 206902.8 A/m 时发现一条传播距离曲线,且随着波长的增大,传播距离呈下降趋势,其对应于图 1 中 s 偏振色散曲线枝  $S1$ 。外加磁场为 238734 A/m 和 270565.2 A/m 时也与此相似,不同之处在于传播距离曲线左移了。总之,不论 p 偏振还是 s 偏振,随着外加磁场的增大,其传播距离曲线都向短波方面移动。

### 3.3 SPP 的穿透深度

SPP 的穿透深度定义为:当电场(或磁场)强度减小为初始值的 1/e 时,SPP 沿垂直于界面方向的穿透深度。下面通过数值模拟的方法,分别讨论在不同的外磁场下 SPP 在介质 1 和 2 中的穿透深度。

#### 3.3.1 SPP 在介质 1 中的穿透深度

利用色散关系(9)式和(14)式,分别可得到 p 和 s 偏振 SPP 在介质 1 中的穿透深度  $\delta_{p1}$  和  $\delta_{s1}$ ,即

$$\delta_{p1} = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\epsilon_2^2 - \epsilon_1^2}{\epsilon_1^2 (\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2)} \right|^{1/2}, \quad (15)$$

$$\delta_{s1} = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\mu_2^2 - \mu_1^2}{\mu_1^2 (\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2)} \right|^{1/2}, \quad (16)$$

式中  $k_0=\omega/c$  为真空中波矢。图 4(a)和(b)分别为 p 偏振和 s 偏振 SPP 在介质 1(常规介电材料)中的穿透深度,对于 p 偏振当外加磁场为 206902.8 A/m 时,有两条曲线,一条在短波区(即高频区),随着波长增大,其穿透深度迅速增大,对应于图 1 中色散曲线支  $P_{H1}$ 。另一条在长波区(即低频区),穿透深度随着波长的增大而缓慢增大,对应于图 1 中色散曲线支  $P_{L1}$ 。同样,中频范围不存在 SPP,所以没有穿透深度。当外加磁场为 238734 A/m 和 270565.2 A/m 时,穿透深度的变化情况与磁场为 206902.8 A/m 时的变化情况类似,不同在于穿透深度曲线左移了。对于 s 偏振,当外加磁场为 206902.8 A/m 时,有一条曲线,且随波长增大,穿透深度迅速减小,对应于图 1

中色散曲线支 S1。对于另外两种外加磁场情况，穿透深度的变化规律与此类似。总之，不论对于 p 偏

振还是 s 偏振，随着外加磁场的增大，其穿透深度曲线都向短波方向移动。

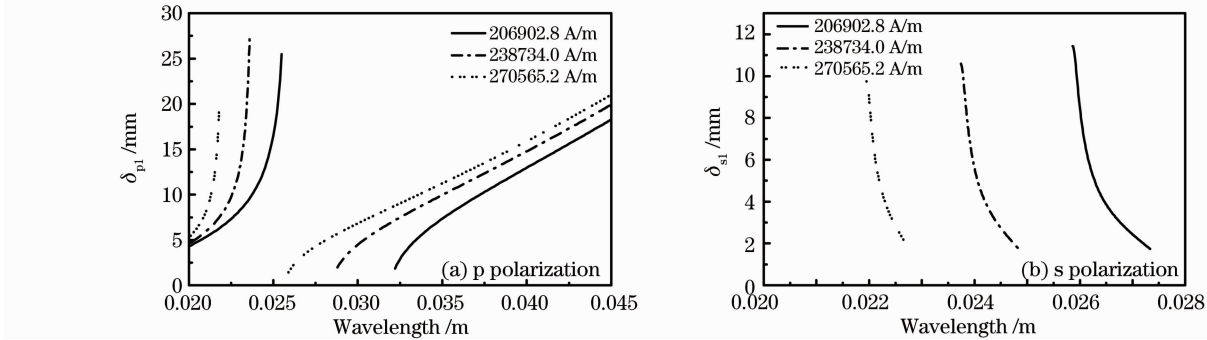


图 4 不同磁场下磁性可调的 LHM 界面 SPP 在介质 1 中的穿透深度

Fig. 4 Penetration depth of SPP in medium 1 for the magnetotunable LHM in different magnetic fields

### 3.3.2 SPP 在磁性可调 LHM 中的穿透深度

同理，利用色散关系(9)式和(14)式，分别可得到 p 和 s 偏振 SPP 在介质 2 中的穿透深度  $\delta_{p2}$  和  $\delta_{s2}$ ，即

$$\delta_{p2} = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\epsilon_2^2 - \epsilon_1^2}{\epsilon_2^2 (\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2)} \right|^{1/2}, \quad (17)$$

$$\delta_{s2} = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\mu_2^2 - \mu_1^2}{\mu_2^2 (\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2)} \right|^{1/2}. \quad (18)$$

图 5(a)和(b)分别为 p 偏振和 s 偏振 SPP 在介质 2(磁性可调 LHM)中的穿透深度。对于 p 偏振，当外加磁场为 206902.8 A/m 时，有两条穿透深度曲线，一条在短波区，随着波长增大，其穿透深度迅速增大，对应于图 1 中色散曲线支  $P_{H1}$ 。另一条在

长波区，穿透深度随波长增大而缓慢增大，并逐渐趋于饱和，最后趋近于 1.1692 mm，对应于图 1 中色散曲线支  $P_{L1}$ 。当外加磁场为 238734 A/m 和 270565.2 A/m 时，在短波区，穿透深度曲线随外加磁场增大向短波方向移动，且波长范围减小，随波长变化更急剧。而在长波区，穿透深度曲线随外加磁场增大向短波方向移动，且波长范围增大，随波长变化更缓慢，最后的饱和值略微增大。中频范围不存在 SPP，所以没有穿透深度。对于 s 偏振，当外加磁场为 206902.8 A/m 时，穿透深度随着波长增大迅速减小。当外加磁场为 238734 A/m 和 270565.2 A/m 时穿透深度曲线向高频方向移动。

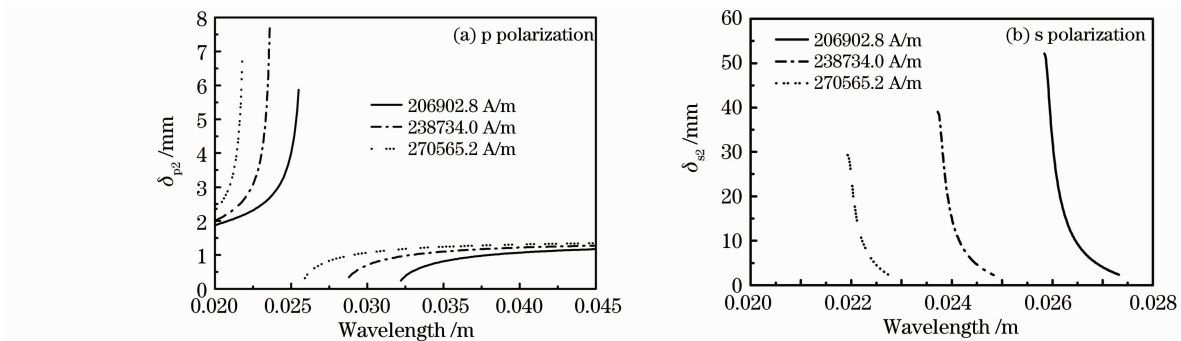


图 5 不同磁场下磁性可调的 LHM 界面 SPP 在介质 2 中的穿透深度

Fig. 5 Penetration depth of SPP in medium 2 for the magnetotunable LHM in different magnetic fields

## 4 结 论

从 p 和 s 偏振出发，研究了磁性可调 LHM 界面 SPP 色散关系，以 SPP 波长  $\lambda_{spp}$ ，SPP 传播距离  $\delta_{spp}$  和 SPP 模在两种介质中的穿透深度  $\delta_{s1}$ ， $\delta_{s2}$ ， $\delta_{p1}$  和  $\delta_{p2}$  等特征长度。结果发现，对于 p 偏振情况，有两枝变化曲线，一枝在短波区(即高频区)，一枝在长波区(即低频区)，且两枝 SPP 特征长度都随波长增

大而增大。而对 s 偏振情况，只有一枝变化曲线在中频范围，且其 SPP 特征长度都随波长增大而减小。此外，当改变外加磁场时，LHM 的有效磁导率可以动态连续可调，从而影响 SPP 的色散关系、波长、传播距离和穿透深度。且增大外加磁场时，所有的特征长度曲线都向短波方向移动。研究的频率范围为 7.0~14.0 GHz，因此对应的波长范围为厘米

或者毫米量级,期望对 SPP 在厘米和毫米波段的应用提供理论依据。

## 参 考 文 献

- 1 J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart *et al.*. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(25): 4773~4776
- 2 J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins *et al.*. Low frequency plasmons in thin-wire structures [J]. *J. Phys. Condens. Matter.*, 1998, **10**(22): 4785~4809
- 3 D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier *et al.*. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18): 4184~4187
- 4 J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins *et al.*. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, 1999, **47**(11): 2075~2084
- 5 A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo *et al.*. Negative refraction at infrared wavelengths in a two-dimensional photonic crystal [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(7): 073902
- 6 Q. Thommen, P. Mandel. Left-handed propertion of erbium-doped crystals [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(12): 1803~1805
- 7 G. V. Eleftheriades, A. K. Iyer, P. C. Kremer. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, 2002, **50**(12): 2702~2712
- 8 J. Kästel, M. Fleischhauer, S. F. Yelin *et al.*. Tunable regative refraction without absorption via electromagnatically induced chirality [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(7): 073602
- 9 J. Han, A. Lakhtakia, C. Qiu. Terahertz metamaterials with semiconductor split-ring resonators for magnetostatic tunability [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(19): 14390~14396
- 10 X. M. Su, H. X. Kang, J. Kou *et al.*. Electromagnetically induced left-handedness by both coherent and incoherent fields [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **80**(2): 023805
- 11 Q. Thommen, P. Mandel. Electromagnetically induced left handedness in optically excited four-level atomic media [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(5): 053601
- 12 A. J. Hoffman, A. Sridhar, P. C. Braun *et al.*. Midinfrared semiconductor optical metamaterials [J]. *J. Appl. Phys.*, 2009, **105**(12): 122411
- 13 K. Vynck, D. Felbacq, E. Centeno *et al.*. All-dielectric rod-type metamaterials at optical frequencies [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**(13): 133901
- 14 Q. Zhao, L. Kang, B. Du *et al.*. Electrically tunable negative permeability metamaterials based on nematic liquid crystals [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **90**(1): 011112
- 15 Q. Zhao, L. Kang, B. Li *et al.*. Tunable negative refraction in nematic liquid crystals [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **89**(22): 221918
- 16 H. J. Zhao, J. Zhou, Q. Zhao *et al.*. Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **91**(13): 131107
- 17 Y. He, P. He, S. D. Yoon *et al.*. Tunable negative index metamaterial using yttrium iron garnet [J]. *J. Magnetism and Magnetic Materials*, 2007, **313**(1): 187~191
- 18 Jiang Meiping, Chen Xianfeng, Ni Chongwen. Propagation properties of a left-handed material slab waveguide [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(1): 193~197  
蒋美萍, 陈宪锋, 倪重文. LHM 平板波导的传输特性 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(1): 193~197
- 19 Zhang Jing, He Ying, Li Chunfang *et al.*. Guided modes in a four-layered slab waveguide with the LHM core [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(10): 2673~2680  
张 静, 何 英, 李春芳等. 包含 LHM 的四层平板波导中的光导模 [J]. *光学学报*, 2009, **29**(10): 2673~2680
- 20 I. I. Smolyaninov, Y. J. Hung, C. C. Davis. Magnifying superlens in the visible frequency range [J]. *Science*, 2007, **315**(5819): 1699~1701
- 21 C. M. Soukoulis, M. Kafesaki, E. N. Economou. Negative-index materials: new frontiers in optics [J]. *Adv. Mater.*, 2006, **18**(15): 1941~1952
- 22 W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev *et al.*. Optical cloaking with metamaterials [J]. *Nature Photonics*, 2007, **1**(4): 224~227
- 23 A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, A. A. Maradudin. Nano-optics of surface plasmon polaritons [J]. *Phys. Reports.*, 2005, **408**(324): 131~314
- 24 W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics [J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 824~830
- 25 Li Jijun, Wu Yaode, Song Mingyu. Basic characters of surface plasmon polaritons [J]. *J. Yangtze University (Nat. Sci. Ed.) Sci. & Engng. V Dec.*, 2007, **4**(4): 46~49  
李继军, 吴耀德, 宋明玉. 表面等离子体激元基本特征研究 [J]. *长江大学学报(自然版)理工卷*, 2007, **4**(4): 46~49
- 26 Gu Benyuan. The emerging surface plasmon optics [J]. *Physics Teaching*, 2008, **30**(2): 2~6  
顾本源. 新兴的表面等离子体光子学 [J]. *物理教学*, 2008, **30**(2): 2~6
- 27 R. Ruppin. Surface polaritons of a left-handed medium [J]. *Phys. Lett. A*, 2000, **277**(1): 61~64
- 28 S. A. Darmanyan, M. Nevière, A. A. Zakhidov. Surface modes at the interface of conventional and left-handed media [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **225**(4-6): 233~240