DOI:10.19789/j.1004-9398.2019.05.006

磁物质表面波的自旋

张娇娇 王 鑫

(首都师范大学物理系,北京 100048)

摘要: 受金属表面等离子体的自旋特性启发,本文用解析理论研究磁性材料的表面波. 由于外加磁场可以调节铁磁材料磁导率,从而控制其表面波. 研究发现磁表面波也是自旋反常且自旋-轨道锁定. 改变外磁场可以调控反常自旋大小,二者近似线性关系,为应用提供了新的途径. 以上结果也被数值模拟所验证.

关键词: MSPP 波; 自旋; 磁导率; 外磁场

中图分类号: O469

0 引 言

金属表面等离激元(surface plasmon polariton, SPP)是在金属表面由光场和金属相互作用形成的一种电磁波[1-2]. 它沿着金属表面传播并随着离开表面的距离而衰减. SPP 的自旋并不像通常光子那样沿着传播方向,而是与传播方向垂直,这被称为反常自旋. 更重要的是,自旋方向与传播方向的关系是固定的,被称为自旋-轨道锁定. 巧妙利用这个性质可以导致光子自旋霍尔效应的产生[3],这为信息技术提供了一个新的物理基础,潜力巨大,引起了人们浓厚的兴趣[4-8]. 金属表面之所以能够产生 SPP 波,一个很重要的原因是金属的介电常数 $\varepsilon<0$[9-10],而材料电磁性的差异主要由介电常数 ε 和磁导率 μ 共同决定,电磁材料也因此分为了双正材料,双负材料,电单负材料和磁单负材料. 对于磁单负材料[11],理论上也可预知有类似于 SPP 那样的电磁波[12],不妨称为 MSPP 波. MSPP 是横电波,这与 SPP 的横磁波是对应的,反映了电与磁的对称性. 但是 MSPP 更容易与激发波达到波矢匹配,即更容易获得 MSPP 波[12-14],这样自然会想到一个有趣问题,MSPP 的自旋是怎样的.

本文利用解析推导与模拟验证的方法对 MSPP 的自旋进行研究,得到了一些有价值的结果.

收稿日期: 2018-09-28

1 理论分析

光子自旋的垂直分量表示为[3]:

$$\boldsymbol{S}_{\perp}=\frac{\mathrm{Re}\boldsymbol{k}\times\mathrm{Im}\boldsymbol{k}}{(\mathrm{Re}\boldsymbol{k})^{2}}. \tag{1}$$

这里 $\boldsymbol{k}=k_x\boldsymbol{e}_x+k_y\boldsymbol{e}_y$,是 MSPP 波矢,$\boldsymbol{e}_x$ 是磁性材料表面上的 MSPP 传播方向,$\boldsymbol{e}_y$ 是垂直于表面的方向,因此 $\boldsymbol{e}_z$ 也在金属表面上。由于 $k_x=k_0\sqrt{\mu_1\mu_2/(\mu_1+\mu_2)}$[15],将真空中的磁导率 $\mu_1=1$ 带入 k_x 的计算公式得到:

$$k_x=k_0\sqrt{\frac{\mu_2}{1+\mu_2}}. \tag{2}$$

由于 $k_x^2=k_0^2-k_y^2$[13],所以

$$k_y=k_0\sqrt{\frac{1}{1+\mu_2}}. \tag{3}$$

MSPP 产生于磁单负材料表面,当磁单负材料的磁导率 $\mu_2<-1$ 时,可知 k_x 为实数,而 k_y 为虚数,即 $k_y=\mathrm{i}k_y'$。将波矢带入公式(1)得:

$$\boldsymbol{S}_{\perp}=\frac{k_y'}{k_x}\boldsymbol{e}_z=\pm\mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{\mu_2}}\boldsymbol{e}_z, \tag{4}$$

由此可以看出 MSPP 的自旋的大小仅与磁介质的磁导率相关.

下面以实际的铁磁材料铁为例进行具体计算,其磁导率为[14]:

$$\mu=\frac{\omega_0(\omega_0-\omega_{\mathrm{m}})-\omega^2}{\omega_0^2-\omega^2}, \tag{5}$$

其中 $\omega_0=\gamma H_0$,$\omega_{\mathrm{m}}=\gamma M_0$[16],$\gamma=2.210\,174\times10^5\ \mathrm{M/As}$ 为回磁比,$M_0=1.750\times10^6\ \mathrm{A/m}$ 为饱和

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

磁化强度，H_0 是外加磁场。将以上参数带入磁导率计算公式(5)可得:

$$\mu = \frac{(\gamma H_0)^2 - (\gamma M_0)^2 - \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^2}{(\gamma H_0)^2 - \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^2}. \quad (6)$$

当入射光频率给定后，外磁场 H_0 便可调控 MSPP 的自旋大小. 具体计算结果如图 1 中实线所示，其中入射波长为 632.8 nm(对应 $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = 2.976\ 69 \times 10^{15}$ rad/s). 可以看出: (1) 自旋垂直分量 $S_\perp$ 不为零，MSPP 有反常自旋; (2) $S_\perp$ 虽然会随着外场变化，但是正负不变，说明是自旋 - 轨道锁定的; (3) $S_\perp$ 随外场变化近似线性，至少是单调上升. 这为应用带来方便.

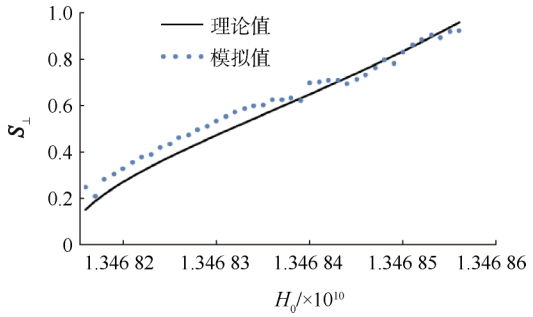


图 1　MSPP 的自旋垂直分量随外磁场的变化曲线图

MSPP 自旋的方向沿着坐标系 z 轴或正或负，这与 y 方向的波矢有关，因此 MSPP 的自旋方向也与 y 方向的波矢相关，从而 MSPP 的自旋方向是与其传播方向是锁定的，这与电介质表面的 SPP 的自旋霍尔效应是类似的[3]. 根据电磁波的性质，对于 y 轴正方向的波矢，其自旋的方向如(7)式所示，由于磁导率 $\mu_2 < 0$，所以，其自旋为 z 轴正方向，而对于 y 轴负方向的波矢而言，其自旋沿着 z 轴负方向，但是由于磁介质界面中的电磁波相对于真空界面的电磁波而言很小，因此本次研究以真空界面的电磁波为主，即 y 轴正方向的 MSPP 波.

$$\boldsymbol{S}_\perp = -\mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{\mu_2}}\boldsymbol{e}_z. \quad (7)$$

2　模拟实验

为了验证理论，这里采用时域有限差分法(finite difference time domain，FDTD)对电磁波进行仿真和模拟. 该方法基于麦克斯韦方程，投影到直角坐标系中，电场与磁场各节点的空间排布形成 Yee 元胞. 在 Yee 元胞中，每一个电场分量由 4 个磁场分量环绕，每一个磁场分量由 4 个电场分量环绕. 此外，电场与磁场在时间顺序上交替抽样，抽样时间间隔彼此相差半个时间步，使得麦克斯韦旋度方程在离散以后构成显示差分方程，从而可以在时间上迭代求解. 因此，当建立模型后，给定了电磁场问题的初始值和边界条件，就可以得到场分布，而这正是本工作所需要的.

建立如图 2 所示的模型，两块磁性材料中间的缝隙是为了激发 MSPP，入射光从下面向上入射，所有参数与前面理论计算时使用的相同. 由于 MSPP 是 TE 波[12]，可以对其磁场分量进行观测. 图 3 是在狭缝右侧 xoy 平面上某小区域的磁场分布随时间的变化. 从小图(a)到(r)共有 18 张，正好是一个周期的变化，每个小图时间间隔为 1.251×10^{-16} s. 为了看的更清楚，不妨盯住图中心的矢量(第 3 排第 3 列). 在(a)中这矢量是竖直向下的，经过 1.251×10^{-16} s，变成了图(b)，矢量逆时针转过了一个偏角. 这样经过一周期，矢量最后逆时针旋转一周恢复原状(图(r)). 因此磁场是随着时间逆时针旋转的，这对应着自旋沿着 z 轴正方向. 而狭缝右侧的 MSPP 是沿着 x 正向传播的，这样就形成了轨道 - 表面 - 自旋三者的右手手征锁定关系，这与 SPP 是一致的.

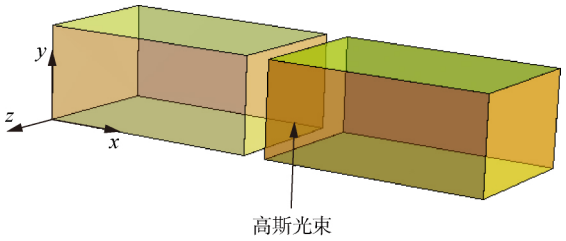


图 2　三维模式下高斯光束激发 MSPP 波模型

自旋的大小可以用间接的方法测得. 由于电磁波的波长是相邻两波峰或两波谷之间的距离，因此可以在数值模拟中测得 MSPP 的波长 λ_{MSPP}，而后根据 $k_x = 2\pi/\lambda_{\mathrm{MSPP}}$ 和 $k_0 = 2\pi/632.8$ nm 可得 k_y'，从而根据 $S_\perp = k_y'/k_x$ 得到 MSPP 的自旋大小。结果用点表示在图 1 中，它的变化规律与理论计算结果吻合。说明本文中关于 MSPP 的理论预言是正确的。

最后本文给出电磁场各分量的模拟结果，如图 4 所示. 在图 1 的坐标系下观察 xoy 平面的电磁场，可以发现电磁场分量 E_x，E_y 和 H_z 都为 0，而 E_z，H_x 和 H_y 都不为 0，因此该磁性材料表面的电磁波即为 TE 波.

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

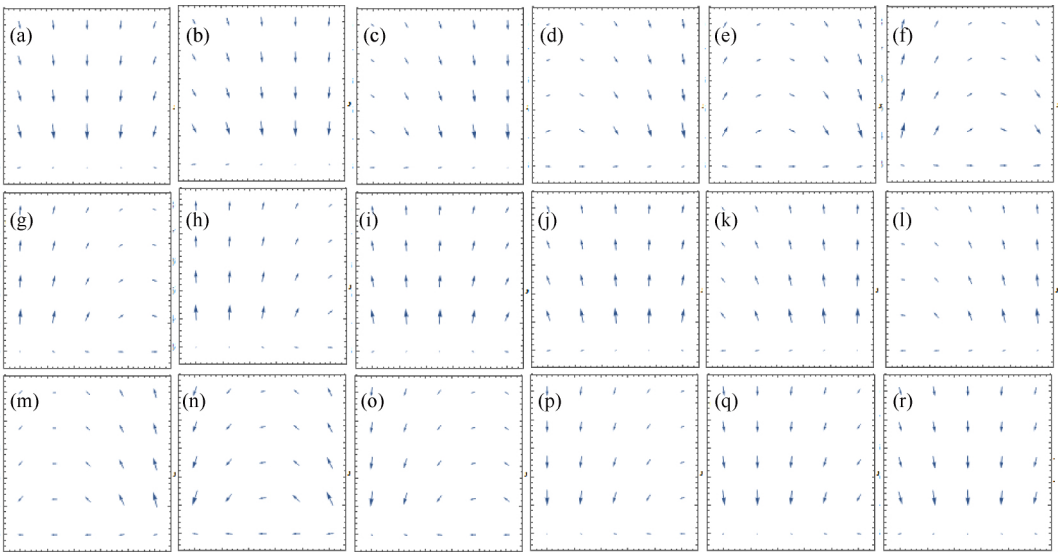


图 3 狭缝右侧 *xoy* 平面的某小块区域电磁场分量随时间变化图

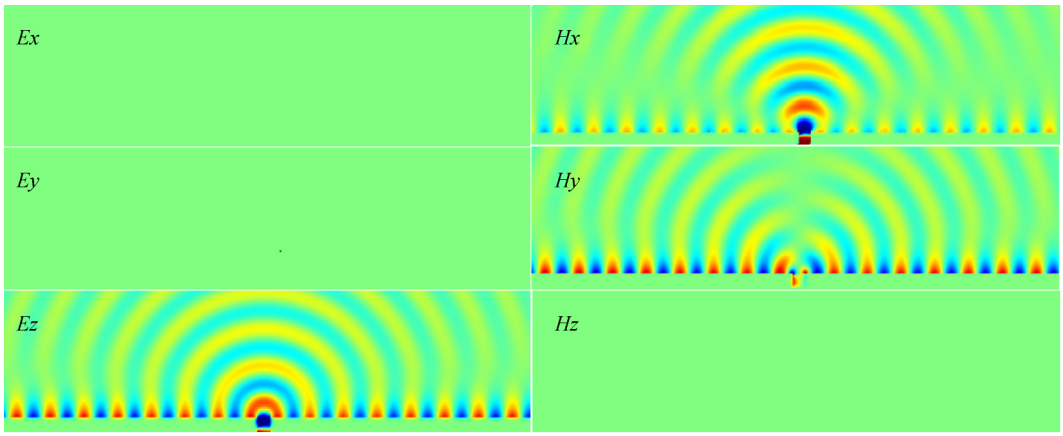


图 4 电磁场各分量的模拟结果

3 结 论

本文用解析理论计算铁磁材料的 MSPP 波,证明了 MSPP 波的自旋反常及自旋 - 轨道锁定特性,并且得到数值模拟的验证. 外加磁场还可以调控反常自旋,且二者为近似线性关系. 这为实际应用提供了一条新路.

参 考 文 献

[1] AGRANOVICH V M. Effects of the transition layer and spatial dispersion in the spectra of surface polaritons [J]. Modern Problems in Condensed Matter Sciences,1982,1:187238.

[2] PENDRY J B,MARTIN-MORENO L,GARCIA-VIDAL F J. Mimicking surface plasmons with structured surfaces [J]. Science,2004,305(5685):847 - 848.

[3] BLIOKH K Y,SMIRNOVA D,NORI F. Quantum spin Hall effect of light [J]. Science,2015,348(6242):1448 - 1451.

[4] PETERSEN J,VOLZ J,RAUSCHENBEUTEL A. Chiral nanophotonic waveguide interface based on spin-orbit interaction of light [J]. Science,2014,346(6205):67 - 71.

[5] RODRÍGUEZ-FORTUÑO F J,MARINO G,GINZBURG P,et al. Near-field interference for the unidirectional excitation of

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

electromagnetic guided modes [J]. Science,2013,340(6130):328 - 330.
[6] O'CONNOR D,GINZBURG P,RODRÍGUEZ-FORTUÑO F J,et al. Spin - orbit coupling in surface plasmon scattering by nanostructures [J]. Nature Communications,2014,5:5327.
[7] MITSCH R,SAYRIN C,ALBRECHT B,et al. Quantum state-controlled directional spontaneous emission of photons into a nanophotonic waveguide [J]. Nature Communications,2014,5:5713.
[8] LE FEBER B, ROTENBERG N, KUIPERS L. Nanophotonic control of circular dipole emission [J]. Nature Communications,2015,6:6695.
[9] 陈湛,郑家骠,王文澄,等. 表面等离子激元波的光学二次谐波效应及应用Ⅰ:长程等离子激元波的二次谐波效应[J]. 光学学报,1985,5(11):961 - 969.
[10] 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(自科版理工卷),2007,4(4):46 - 49.
[11] CHUI S T,HU L B. Theoretical investigation on the possibility of preparing left-handed materials in metallic magnetic granular composites [J]. Physical Review B,2002,65(14):144407.
[12] 王铭扬. 磁性介质表面电磁波特征 [J]. 首都师范大学学报(自然科学版),2013,34(2):27 - 31.
[13] 王振林. 表面等离激元研究新进展 [J]. 物理学进展,2009,29(3):287 - 324.
[14] 翟宏如,刘寄浙. 自旋波的传播特性及其应用 [J]. 磁性材料及器件,1975(1):15 - 31.
[15] MAIER S A. Plasmonics: fundamentals and applications [M]. Berlin: Springer Science & Business Media,2007.
[16] ZHOU Y S,GU B Y,WANG F H. Ferromagnetic wire lattice with a tunable negative index of refraction for microwaves using an external magnetic field [J]. Europhys Lett,2006,75(5):737 - 742.

The Spin of Magnetic Material Surface Waves

ZHANG Jiaojiao WANG Xin

(Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048)

Abstract: Motivated by the characteristics of the surface plasmon polariton waves on metal surface, the spin properties of surface wave of magnetic material are investigated by analytical theory. Since the magnetic conductivity of ferromagnetic materials can be regulated by the external magnetic field, its surface waves are controlled. It's found that the spin of the wave on magnetic material surface is abnormal and possesses the spin-orbital locking characteristics. The abnormal spin can be modulated by changing the external magnetic field, and the linear relationship between the two provides a new way for application. The above results are demonstrated by simulation method.

Keywords: MSPP wave; spin; magnetic conductivity; external magnetic field

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net