

文章编号: 0253-2239(2007)11-2027-7

各向异性超常材料的偏振分离特性

李剑峰¹ 罗海陆² 郭永康¹ 高福华¹ 姚欣¹

(¹ 四川大学物理科学与技术学院纳光子研究所, 成都 610064)
(² 南京大学物理系, 南京 210093)

摘要: 提出了一种利用含有负介电常量和磁导率张量的各向异性超常材料实现偏振分离的方法。通过分析电磁波在无损耗各向异性超常材料中的传输性质以及透射率与入射角度的关系, 分类比较了由不同符号的介电常量和磁导率张量组合而成具有不同波矢面的各向异性超常材料的偏振分离特性, 比较结果表明波矢面为单叶双曲面和椭圆-双叶双曲面的各向异性超常材料的偏振分离特性强。前者可以实现入射波中的 s 分量和 p 分量中某一分量正折射, 另一分量负折射, 且在一定条件下可以同时全透射, 从而实现大角度偏振分离。后者在一定条件下可实现入射波中的 s 分量和 p 分量某一分量全反射, 另一分量全透射, 从而实现偏振分离。最后, 对从各向同性介质入射到这两种各向异性超常材料中的高斯光波的传输进行了模拟计算, 结果表明这两种各向异性超常材料可以实现很好的偏振分离功能, 有潜力成为新型的偏振分离元件。

关键词: 光学材料; 负折射; 各向异性超常材料; 偏振分离器; 左手材料

中图分类号: O436.3 文献标识码: A

Splitting Effect in Anisotropic Metamaterial

Li Jianfeng¹ Lou Hailu² Guo Yongkang¹ Gao Fuhua¹ Yao Xin¹

(¹ Institute of Nano-Optics, School of Physics Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064)
(² Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract: An anisotropic metamaterial (AMM) with negative permeability and permittivity tensors is proposed for polarized-beam splitting. By analysis of the propagation of electromagnetic wave in the lossless anisotropic metamaterial and the dependence of transmissivity on the incident angle, the polarized-beam splitting characteristics of the anisotropic metamaterial with different wave-vector surface depended on the signs and magnitude of the permeability and permittivity tensors are investigated. Based on the analysis, the anisotropic metamaterials with single-lobe hyperboloid wave-vector surface and ellipsoid and double-lobe hyperboloid wave-vector surface are considered as the favorable candidates for polarized-beam splitting. The former can realize the p component or s component positive refraction and the other component negative refraction. Meanwhile, total transmission can exist under some conditions. The latter can realize one component of incident wave total reflection and the other component total transmission under some conditions. The numerical simulations about the propagation of a Gaussian beam from an isotropic regular material in these two anisotropic metamaterials are performed, and the results show that these two anisotropic metamaterials can realize polarized-beam splitting and have the potential to be a new polarized-beam splitter.

Key words: optical materials; negative refraction; anisotropic metamaterial; polarized-beam splitter; left-hand material

1 引言

近年来, 一类同时具有负介电常量和负磁导率的左手材料引起了人们极大的兴趣。1967 年, Veselago 在理论上预言了负折射率介质(介电常量

ϵ 和磁导率 μ 同时为负)的存在, 并分析了电磁波在其中传播的异常性质, 如负折射、反向多普勒频移等。由于其电场、磁场、波矢遵循左手法则, 故负折射率介质也称为左手介质^[1]。由于自然界不存在这

作者简介: 李剑峰(1982-), 男, 四川成都人, 博士研究生, 主要从事纳光子学、光子晶体和光纤激光器方面的研究。

E-mail: lijianfeng3000@sina.com.cn

导师简介: 郭永康(1938-), 男, 四川宜宾人, 教授, 博士生导师, 主要从事纳光子学、衍射光学和光电信号处理等方面的研究。E-mail: guoyongkang@263.net

收稿日期: 2006-09-28; 收到修改稿日期: 2007-04-20

种介质,该理论 30 多年来一直未受重视,直到 Pendry 等利用二维的金属线阵列和带缝隙的环状谐振器(SRR)获得了负介电常量和负磁导率之后^[2],很多小组开始对其进行研究^[3~7]。文献[8]中指出二轴各向异性超常材料也可以实现负折射,而且并不需要介电常量和磁导率的所有张量都为负值。这种含有负 ϵ, μ 张量的各向异性超常材料(AMM)引起了人们关注并开始对其进行研究^[9~15],利用这种各向异性超常材料可以实现多种功能,例如近场聚焦^[10]、倾斜全透射^[13],各方向全反射^[14]和超光速^[15]等。

偏振分离器是重要的光学器件,在光开关,光隔离器等装置中有着重要作用。传统的偏振分离方法一般为使用各向异性晶体的双折射效应或多层膜结构的偏振选择性^[16,17],但是其偏振分离效率和偏振分离角度受到了限制。本文提出了一种利用含有负 ϵ 和 μ 张量的各向异性超常材料实现偏振分离的方法,讨论了电磁波在无损耗的各向异性超常材料中反常传输以及透射率和入射角的关系,对不同符号的 ϵ 和 μ 张量组合而成的不同波矢面的各向异性超常材料的偏振分离特性进行了分类比较,为下一步制作新型的各向异性超常材料偏振分离元件奠定了一定的理论基础。

2 含有不同符号的 ϵ 和 μ 张量组合的各向异性超常材料的偏振分离性质

2.1 电磁波在不同波矢面各向异性超常材料中的传输分析

假设各向异性超常材料均匀,不可导,无损耗,它的介电常量和磁导率为二阶张量,为了使分析简单化,使其介电常量和磁导率同时对角化:

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ 为材料在 x, y, z 方向的介电常量, μ_x, μ_y, μ_z 为在 x, y, z 方向的磁导率。假设平面波从一个各向同性电磁介质传播到另一个各向异性的电磁介质中, z 轴垂直交界面, x 和 y 轴在界面的平面内。通过求解麦克斯韦方程组,分别得出电磁波在各向同性介质和各向异性介质中的波矢面方程。在各向同性介质中,波矢面方程为

$$k_{1x}^2 + k_{1y}^2 + k_{1z}^2 = \epsilon_1 \mu_1 \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (2)$$

式中 k_{1x}, k_{1y}, k_{1z} 分别为入射波波矢 \mathbf{k}_1 在 x, y, z 方

向的分量, ϵ_1, μ_1 分别为各向同性介质的介电常量和磁导率, ω 为入射波的频率, c 为真空中的光速。在各向异性介质中,平面波的波矢面方程为^[11]

$$\left(\frac{k_{2x}^2}{\epsilon_z \mu_y} + \frac{k_{2y}^2}{\epsilon_x \mu_x} + \frac{k_{2z}^2}{\epsilon_x \mu_y} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \times \left(\frac{k_{2x}^2}{\epsilon_y \mu_z} + \frac{k_{2y}^2}{\epsilon_x \mu_z} + \frac{k_{2z}^2}{\epsilon_y \mu_x} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) + \left(\frac{\epsilon_x}{\mu_x} - \frac{\epsilon_y}{\mu_y} \right) \left(\frac{\epsilon_x}{\mu_x} - \frac{\epsilon_z}{\mu_z} \right) k_{2x}^2 k_{2z}^2 = 0, \quad (3)$$

这里 k_{2x}, k_{2y}, k_{2z} 分别为透射波波矢 \mathbf{k}_2 在 x, y, z 方向的分量。为了使分析简单,假设

$$\left(\frac{\epsilon_x}{\mu_x} - \frac{\epsilon_y}{\mu_y} \right) \left(\frac{\epsilon_x}{\mu_x} - \frac{\epsilon_z}{\mu_z} \right) = 0, \quad (4)$$

则平面波的 s 分量和 p 分量在各向异性介质中的波矢面方程分别简化为

$$\left(\frac{k_{2x}^2}{\epsilon_z \mu_y} + \frac{k_{2y}^2}{\epsilon_x \mu_x} + \frac{k_{2z}^2}{\epsilon_x \mu_y} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) = 0, \quad (5)$$

$$\left(\frac{k_{2x}^2}{\epsilon_y \mu_z} + \frac{k_{2y}^2}{\epsilon_x \mu_z} + \frac{k_{2z}^2}{\epsilon_y \mu_x} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) = 0$$

在常规的各向异性介质中,介电常量和磁导率的张量都为正,所以平面波的波矢面为椭球。而各向异性超常材料中介电常量和磁导率的张量可以为负,这些不同符号的 ϵ 和 μ 张量组合将产生更多形状的波矢面以及不同的传输性质。根据(4)式和(5)式,可以得到以下三种情况:

1) z 轴为光轴,当 $\frac{\epsilon_x}{\mu_x} = \frac{\epsilon_y}{\mu_y} = \frac{\epsilon_z}{\mu_z} = C$ 时,入射波的 p 分量和 s 分量具有相同的波矢面,可以被分为三类:椭球(包含 ϵ 和 μ 都为正的常规各向异性介质),双叶双曲面和单叶双曲面。在波矢面为椭球和双叶双曲面的介质中,入射波的 p 分量和 s 分量同时实现正折射和负折射,其坡印亭矢量的传播方向也一致^[11]。因此其偏振分离角为 0,不能实现偏振分离功能。而在波矢面为单叶双曲面的介质中, p 分量和 s 分量坡印亭矢量的折射方向不重合,因此可以实现偏振分离功能。对波矢和坡印廷矢量的折射方向进行分析,根据(4)式和(5)式,可得透射波波矢 \mathbf{k}_2 在 z 方向的分量为

$$k_{2z} = \sqrt{\epsilon_y \mu_x \frac{\omega^2}{c^2} - \left(\frac{\epsilon_y \mu_x k_{2x}^2}{\epsilon_z \mu_y} + \frac{\epsilon_y k_{2y}^2}{\epsilon_z} \right)}, \quad (6)$$

在 $x-z$ 平面内,假设 $k_{2y} = k_{1y} = 0$,电磁波的入射角可以表示为

$$i_1 = \arctan(k_{1x}/k_{1z}), \quad (7)$$

透射波波矢中 p 分量和 s 分量的折射角分别为

$$i_2^p = \arctan(k_{2x}^p/k_{2z}^p), \quad i_2^s = \arctan(k_{2x}^s/k_{2z}^s), \quad (8)$$

另外,透射波中 p 分量和 s 分量的坡印廷矢量 \mathbf{S} 分别为^[4]

$$S_T^s = \text{Re} \left(\frac{t_s^2 E_0^2 k_{2x}^s}{2\omega \mu_x} e_x + \frac{t_s^2 E_0^2 k_{2z}^s}{2\omega \mu_x} e_z \right),$$

$$S_T^p = \text{Re} \left(\frac{t_p^2 E_0^2 k_{2x}^p}{2\omega \epsilon_x} e_x + \frac{t_p^2 E_0^2 k_{2z}^p}{2\omega \epsilon_x} e_z \right),$$
(9)

式中 t_p 和 t_s 分别为 p 分量和 s 分量的振幅透射系数。由此可以得到透射波中 p 分量和 s 分量坡印廷矢量 \mathbf{S} 的折射角度分别为

$\theta_2^s = \arctan(S_{Tx}^s/S_{Tz}^s)$, $\theta_2^p = \arctan(S_{Tx}^p/S_{Tz}^p)$, (10)
 根据能量守恒和边界连续条件,坡印廷矢量 \mathbf{z} 的分量必须沿 z 轴正方向,入射波和透射波波矢的 x 分量必须相等,即满足

$$\frac{t_s^2 E_0^2 k_{2z}^s}{2\omega \mu_x} > 0 \quad \text{即} \quad \frac{k_{2z}^s}{\mu_x} > 0 \quad \text{以及} \quad k_{1x} = k_{2x}, \quad (11)$$

因此可以确定平面波在波矢面为单叶双曲面的各向异性超常材料中波矢和能流的传播方向,如图 1 所示。

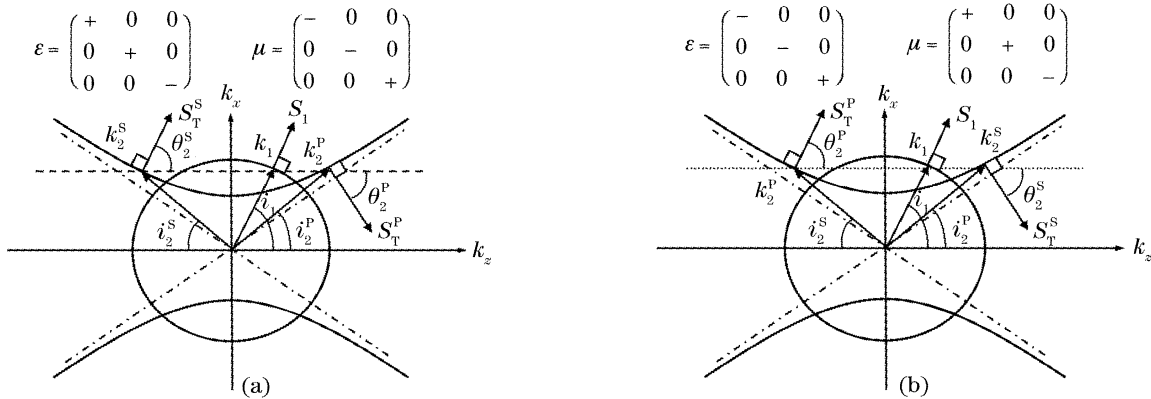


图 1 平面波在 p 分量和 s 分量的波矢面为单叶双曲面的介质中波矢和能流的传播方向,(a) s 分量正折射,p 分量负折射, (b) s 分量负折射,p 分量正折射

Fig.1 Propagation directions of wave vector and Poynting vector in the anisotropic metamaterial with single-lobe hyperboloid wave-vector surface. (a) s component is refracted positively and p component is refracted negatively, (b) s component is refracted negatively and p component is refracted positively

从图 1 可以看出,在波矢面为单叶双曲面的介质中,平面波的 s 分量和 p 分量一个正折射,另一个负折射,且折射角 $\theta_2^s = -\theta_2^p$,所以 s 分量和 p 分量可以以 $2\theta_2^s$ 的角度分离。

2) z 轴为光轴,当 $\frac{\epsilon_x}{\mu_x} = \frac{\epsilon_y}{\mu_y} \neq \frac{\epsilon_z}{\mu_z}$ 时,入射波 s 分量和 p 分量的波矢面不重合。这里只考虑单轴各向异性超常材料,它的波矢面为椭球-椭球(包含 ϵ 和 μ

都为正的常规各向异性介质),双叶双曲面-双叶双曲面和椭球-双叶双曲面^[14]。根据分析,得到了平面波的波矢和能流的传播方向在椭球-椭球,双叶双曲面-双叶双曲面和椭球-双叶双曲面各向异性超常材料中的传播方向,如图 2~图 4 所示。从图 2 和图 3 可以看出,在波矢面为椭球-椭球和双叶双曲面-双叶双曲面的各向异性超常材料中,平面波的 p 分量和 s 分量同时正折射或负折射,所以偏振分

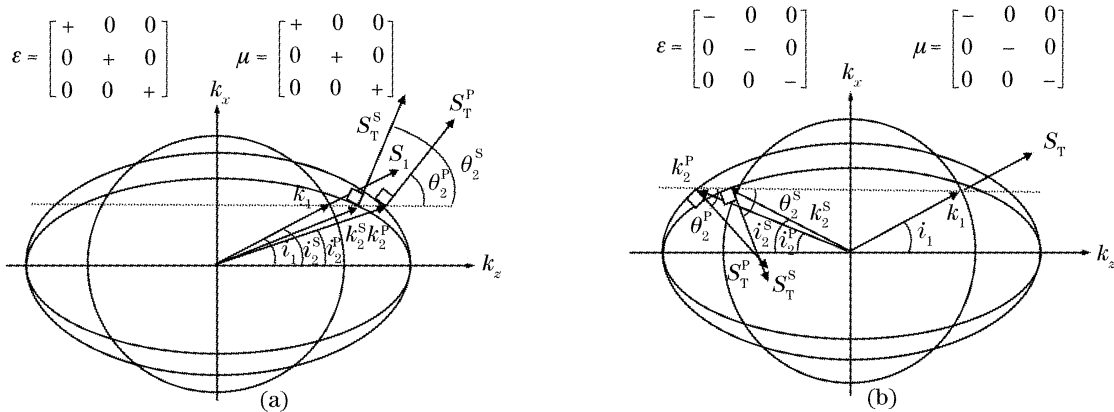


图 2 平面波在 p 分量和 s 分量的波矢面为椭球-椭球的介质中波矢和能流的传播方向,(a) s 分量和 p 分量正折射, (b) s 分量和 p 分量负折射

Fig.2 Propagation directions of wave vector and Poynting vector in the anisotropic metamaterial with ellipsoid-ellipsoid wave-vector surface. (a) s and p components are refracted positively, (b) s and p components are refracted negatively

离角为 $\theta_2^s - \theta_2^p$, 这个角度一般很小。从图 4 可以看出, 波矢面为椭球-双叶双曲面的各向异性超常材料

在可以实现某种入射角度时 s 分量和 p 分量其中之一透射, 另外一种全反射。

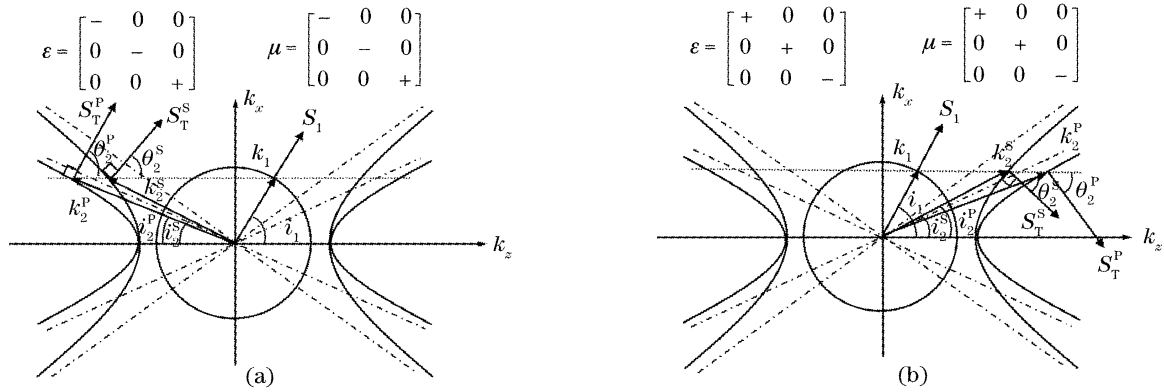


图 3 平面波在 p 分量和 s 分量的波矢面为双叶双曲面-双叶双曲面的介质中波矢和能流的传播方向。(a) s 分量和 p 分量正折射, (b) s 分量和 p 分量负折射

Fig. 3 Propagation directions of wave vector and Poynting vector in the anisotropic metamaterial with two-lobe hyperboloid-two-lobe hyperboloid wave vector surface. (a) s and p components are refracted positively, (b) s and p components are refracted negatively

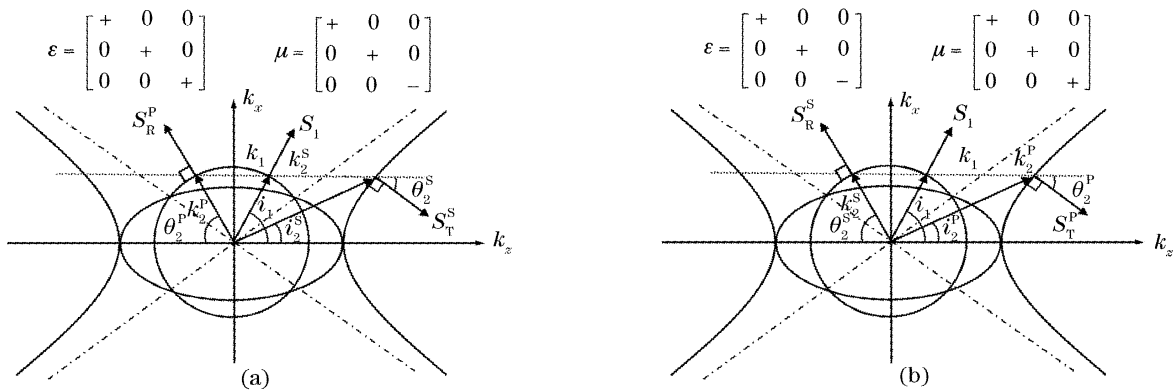


图 4 平面波在波矢面为椭球-双叶双曲面的材料中波矢和能流的传播方向示意图。(a) s 分量为双叶双曲面, p 分量为椭球, (b) s 分量为椭球, p 分量为双叶双曲面

Fig. 4 Propagation directions of wave vector and Poynting vector in the anisotropic metamaterial with ellipsoid-two-lobe hyperboloid wave-vector surface. (a) s component is two-lobe hyperboloid and p component is ellipsoid, (b) s component is ellipsoid and p component is two sheeted hyperboloid

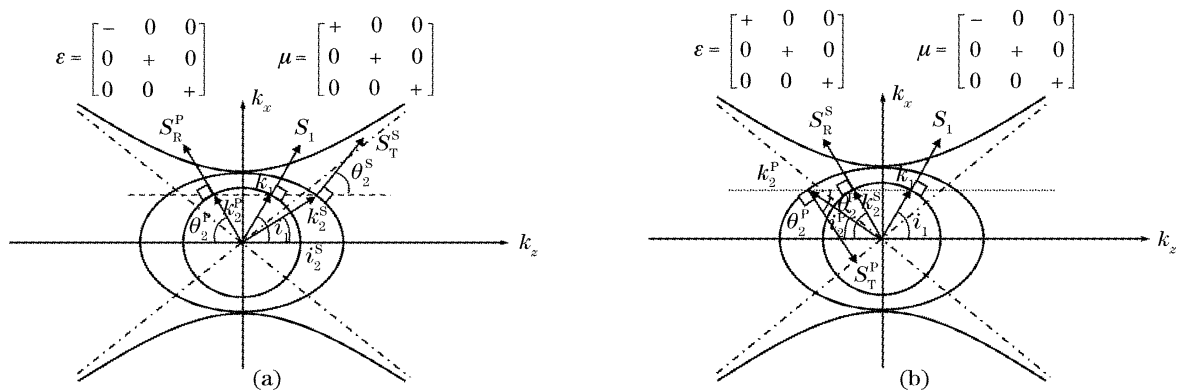


图 5 光轴为 x 轴时, 平面波在波矢面为椭球-双叶双曲面的材料中波矢和能流的传播方向示意图。(a) s 分量为椭球, p 分量为双叶双曲面, (b) p 分量为椭球, s 分量为双叶双曲面

Fig. 5 Propagation directions of wave vector and Poynting vector in the anisotropic metamaterial with ellipsoid-two-lobe hyperboloid wave-vector surface when x axis is the optical axis. (a) s component is ellipsoid and p component is two-sheeted hyperboloid; (b) s component is two-sheeted hyperboloid and p component is ellipsoid

3) x 轴为光轴, 将 ϵ_x 与 ϵ_z 交换, (4) 式中的简化条件变为

$$(\epsilon_z/\mu_z - \epsilon_y/\mu_y)(\epsilon_z/\mu_z - \epsilon_x/\mu_x) = 0,$$

当 $\frac{\epsilon_x}{\mu_x} \neq \frac{\epsilon_y}{\mu_y} = \frac{\epsilon_z}{\mu_z}$ 时, 入射波 s 分量和 p 分量的波矢面不重合。因为椭球-椭球和双叶双曲面-双叶双曲面的单轴材料中, s 分量和 p 分量同时正折射或负折射, 其偏振分离角很小, 因此这里只分析波矢面为椭球-双叶双曲面的情况, 如图 5 所示。从图 5 可以看出, 平面波以一定入射角入射时, s 分量和 p 分量之一透射, 另一全反射。

因此波矢面为单叶双曲面以及椭球-双叶双曲面的各向异性超常材料可以分别实现两种不同的偏振分离功能。

2.2 平面波在各向同性介质和各向异性超常材料界面的透射率分析

根据边界连续条件, 各向异性超常材料的振幅透射率和反射率可以表示为^[4]

$$r_s = \frac{\mu_x k_{1z} - \mu_1 k_{2z}^s}{\mu_x k_{1z} + \mu_1 k_{2z}^s}, \quad t_s = \frac{2\mu_x k_{1z}}{\mu_x k_{1z} + \mu_1 k_{2z}^s}, \quad (12)$$

$$r_p = \frac{\epsilon_x k_{1z} - \epsilon_1 k_{2z}^p}{\epsilon_x k_{1z} + \epsilon_1 k_{2z}^p}, \quad t_p = \frac{2\epsilon_x k_{1z}}{\epsilon_x k_{1z} + \epsilon_1 k_{2z}^p}, \quad (13)$$

其能流反射率和透射率可以表示为

$$R_s = r_s^2, \quad T_s = \frac{\epsilon_1 k_{2z}^s t_s^2}{\epsilon_x k_{1z}}, \quad (14)$$

$$R_p = r_p^2, \quad T_p = \frac{\mu_1 k_{2z}^p t_p^2}{\mu_x k_{1z}}, \quad (15)$$

令 $R_s=1, R_p=1$, 可以得到 s 分量和 p 分量全反射时的入射角分别为

$$i_R^s = \arcsin\left(\sqrt{\frac{\epsilon_z \mu_y}{\epsilon_1 \mu_1}}\right), \quad (16)$$

$$i_R^p = \arcsin\left(\sqrt{\frac{\epsilon_y \mu_z}{\epsilon_1 \mu_1}}\right),$$

令 $R_s=0, R_p=0$, 可以得到 s 分量和 p 分量入射波全透射时的入射角(布儒斯特角)分别为

$$i_C^s = \arcsin\left[\sqrt{\frac{\mu_z(\epsilon_y \mu_1 - \epsilon_1 \mu_x)}{\epsilon_1(\mu_1^2 - \mu_x \mu_z)}}\right], \quad (17)$$

$$i_C^p = \arcsin\left[\sqrt{\frac{\epsilon_x(\epsilon_1 \mu_y - \epsilon_x \mu_1)}{\mu_1(\epsilon_1^2 - \epsilon_x \epsilon_z)}}\right],$$

根据以上的分析, 便可以讨论可作为偏振分离元件的各向异性超常材料的透射率:

1) 对于图 1(a)、图 1(b) 所示的单叶双曲面的各向异性超常材料, s 分量和 p 分量要同时全透射, 所以要求 s 分量和 p 分量的全透射角相等, 满足此条件的电磁材料的介电常量和磁导率为^[12]

$$0 < \frac{\mu_z(\epsilon_y \mu_1 - \epsilon_1 \mu_x)}{\epsilon_1(\mu_1^2 - \mu_x \mu_z)} < 1,$$

$$0 < \frac{\epsilon_x(\epsilon_1 \mu_y - \epsilon_x \mu_1)}{\mu_1(\epsilon_1^2 - \epsilon_x \epsilon_z)} < 1 \text{ and}$$

$$\frac{\epsilon_x}{\mu_x} = \frac{\epsilon_y}{\mu_y} = \frac{\epsilon_z}{\mu_z} = -\frac{\epsilon_1}{\mu_1}.$$

2) 对于图 4 所示的椭球-双叶双曲面各向异性超常材料, 要使 s 分量和 p 分量其中之一全透, 其中之一全反, 可以分为以下两种情况:

I) s 分量全透射, p 分量全反射, 对于这种情况应采用图 4(a) 所示的波矢面, 它需要满足的条件应为: 入射角为 s 分量的全透射角, 而且该入射角应大于等于 p 分量的全反射角, 即 $i_C^s \geq i_R^p$ 。根据以上条件得到

$$0 < \frac{\mu_z(\epsilon_y \mu_1 - \epsilon_1 \mu_x)}{\epsilon_1(\mu_1^2 - \mu_x \mu_z)} < 1 \text{ and } \epsilon_y \mu_z \geq \epsilon_1 \mu_1,$$

这两个结果相互矛盾, 也就是说, s 分量全透射时, p 分量不可能全反射, 还有部分透射。

II) s 分量全反射, p 分量全透射, 对于这种情况应采用图 4(b) 所示的波矢面, 它需要满足的条件应为入射角应为 p 分量的全透射角, 即 $i_C^p > i_R^s$ 。根据以上条件得到

$$0 < \frac{\epsilon_x(\epsilon_1 \mu_y - \epsilon_x \mu_1)}{\mu_1(\epsilon_1^2 - \epsilon_x \epsilon_z)} < 1 \text{ and } \epsilon_x \mu_y \geq \epsilon_1 \mu_1,$$

这两个结果相互矛盾, 也就是说, s 分量全透射时, p 分量不可能全反射, 还有部分透射。

III) 对于图 5 所示的光轴为 x 轴的椭球-双叶双曲面各向异性超常材料, 要使 s 分量和 p 分量其中之一全透, 另一个全反, 所以也分为两种情况:

i) s 分量全透, p 分量全反射, 对于这种情况应采用图 5(a) 所示的波矢面, 它需要满足的条件是: 入射角为 s 分量的全透射角, 而且该入射角应大于等于 p 分量的全反射角, 即 $i_C^s \geq i_R^p$ 。当 $0 < \frac{\mu_z(\epsilon_y \mu_1 - \epsilon_1 \mu_x)}{\epsilon_1(\mu_1^2 - \mu_x \mu_z)} < 1$ 时, p 分量对于任意入射角都全反射, 所以入射角为 s 分量的全透射角时便实现了彻底的偏振分离。

ii) s 分量全反射, p 分量全透射, 对于这种情况应采用图 5(b) 所示的波矢面。它需要满足的条件是: 入射角为 p 分量的全透射角, 而且该入射角应大于等于 s 分量的全反射角, 即 $i_C^p > i_R^s$ 。当 $0 < \frac{\epsilon_x(\epsilon_1 \mu_y - \epsilon_x \mu_1)}{\mu_1(\epsilon_1^2 - \epsilon_x \epsilon_z)} < 1$ 时, s 分量对于任意入射角都全反射, 所以入射角应为 s 分量的全透射角时便实现了彻底的偏振分离。

3 模拟结果

选择波矢面为图 1 所示的单叶双曲面和图 5 所示的椭球-双叶双曲面的各向异性超常材料为偏振分离元件进行模拟计算,结果如下:

1) 单叶双曲面

令 $\epsilon_1 = \mu_1 = 1, \epsilon_x = 3, \epsilon_y = 1, \epsilon_z = -0.5, \mu_x = -3, \mu_y = -1, \mu_z = 0.5$ 。根据(17)式和(18)式,得到了入射角和透射率的关系,如图 6 所示。从图 6 可以看出,p 分量和 s 分量的透射率和入射角的关系曲线重合,其中全反射角 $i_R^s = i_R^p = 45^\circ$,全透射角 $i_C^s = i_C^p = 63.43^\circ$ 。根据(7)式和(8)式,计算得到 p 分量波矢的折射角 $i_2^p = -33.69^\circ$,坡印亭矢量的折射角 $\theta_2^p = -75.96^\circ$,s 分量波矢的折射角 $i_2^s = 33.69^\circ$, $\theta_2^s = 75.96^\circ$ 。因此该各向异性超常材料材料中的偏振分离角度达到了,这比常规各向异性晶体中的偏振分离角度大得多。同时采用文献[18]中的方法对自由空间中调制高斯光束在各向异性超常材料中的传输进行了数值模拟。自由空间中调制高斯光束 s 分量的复振幅可以表示为

$$E = \int f(k_\perp) \exp(ik_1 r - i\omega_0 t) dk_\perp, \quad (18)$$

其中 $f(k_\perp) = \frac{g}{\sqrt{\pi}} \exp(-g^2 k_\perp)$, g 为调制高斯光束的空间展宽, $k_1 = k_0 + k_\perp, \omega_0 = ck_0$, 而调制高斯光束 s 分量在各向异性超常材料中的复振幅可以表示为

$$E = \int f(k_\perp) t(k_1) \exp[ik_2 r - i\omega_0 t] dk_\perp, \quad (19)$$

其中 $t(k_1)$ 为透射率, k_2 为透射光波矢。同样,p 分量在各向异性超常材料中的复振幅也可以用相同的方法计算。选择入射角为 $i = i_C^s = 63.43^\circ$, 计算得到的 s 分量和 p 分量的振幅强度分布如图 7(a)、图 7(b) 所示。从图 7 可以看出,调制高斯光束的 s 分量在各向异性超常材料中正折射,p 分量在各向异性超

常材料中负折射。相对于传统的各向异性晶体构成的偏振光束分离器,当前的装置具有更大的偏振分离角。因此由 AMM 构成的偏振光束分离器具有更简单有效的优点。

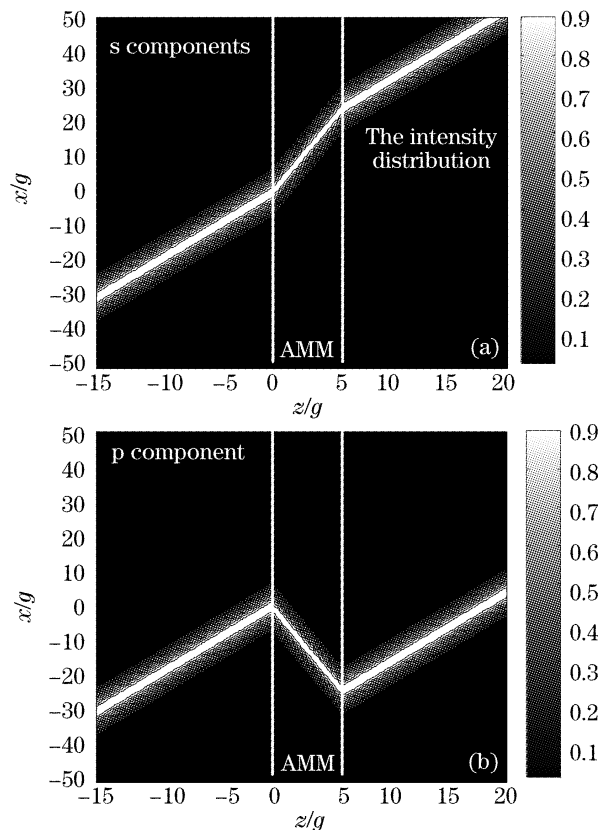


图 7 (a) 调制高斯光束 s 分量的强度分布, (b) p 分量的强度分布

Fig. 7 Intensity distributions of modulated Gaussian beam for (a) s component and (b) p component

2) 椭球-双叶双曲面,令 $\epsilon_1 = \mu_1 = 1, \epsilon_x = -2, \epsilon_y = 1.5, \epsilon_z = 1.5, \mu_x = 2, \mu_y = 1.5, \mu_z = 1.5$ 。图 8 为这种各向异性超常材料入射角和透射率的关系曲线。从图 8 可以看出,在 $\epsilon_y \mu_z > \epsilon_1 \mu_1$ 时,p 分量对于任意入射角都全反射。当入射角 $i = i_C^s = 37.76^\circ$ 时, s 分量全透射。根据(7)式和(8)式,计算得到 s 分

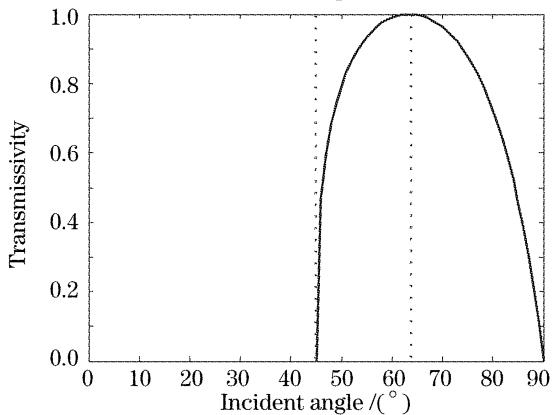


图 6 透射率随入射角的变化关系

Fig. 6 Dependence of transmissivity on incident angle

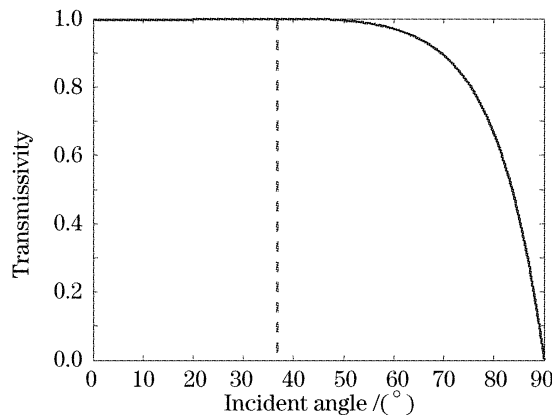


图 8 透射率随入射角的变化关系

Fig. 8 Dependence of transmissivity on incident angle

量波矢的折射角 $i_2 = 21.17^\circ$, 坡印亭矢量的折射角 $\theta_2 = 75.96^\circ$ 。采用调制高斯光束进行数值模拟, 得到的强度分布如图 9 所示。从图 9 可以看出, s 分量在各向异性超常材料中负折射, p 分量在各向异性超常材料中全反射, 该椭圆-双叶双曲面各向异

性超常材料可以作为另一种形式的偏振分离元件。现在所能实现的 AMM 存在一定的损耗, 这将会影响全反射的实现。但随着对低损耗和光频的 AMM 研究发展, 实现高效的偏振光束分离器是很有可能。

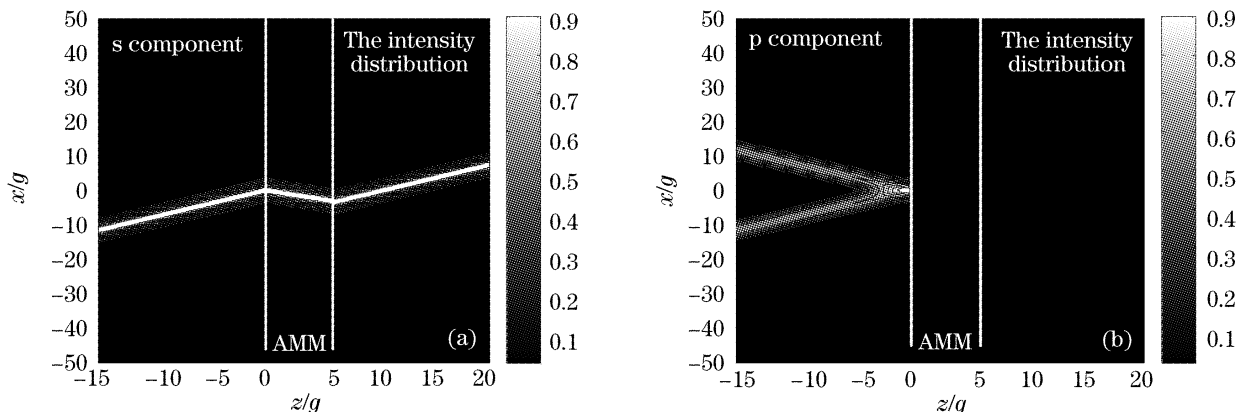


图 9 (a) 调制高斯光束 s 分量的强度分布, (b) p 分量的强度分布

Fig. 9 Intensity distributions of modulated Gaussian beam for (a) s component and (b) p component

4 结 论

讨论了无损耗的各向异性超常材料的偏振分离特性, 对不同符号的 ϵ 和 μ 张量组合而成的不同波矢面的各向异性超常材料的偏振分离特性进行了比较, 同时分析了在各向异性超常材料中透射率和入射角的关系。经过理论分析和数值计算, 发现波矢面为单叶双曲面和椭圆-双叶双曲面的各向异性超常材料可以实现两种不同偏振分离方式。这为下一步制作该各向异性超常材料偏振分离元件奠定了一定的理论基础。

参 考 文 献

- 1 Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, **10**(4): 509~514
- 2 J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins *et al.*. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. *IEEE Trans. Microwave Theory and Technol.*, 1999, **47**(11): 2075~2084
- 3 Steven A. Cummer. Simulated causal subwavelength focusing by a negative refractive index slab[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **82**(10): 1503~1505
- 4 Askwin K. Lyster, Peter C. Kremer, George V. Eleftheriades. Experimental and theoretical verification of focusing in a large, periodically loaded transmission line negative refractive index metamaterial[J]. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(7): 696~708
- 5 Luo Hailu, Hu Wei, Yi Xulong *et al.*. Investigation of negative refraction in a uniaxial crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(9): 1249~1253 (in Chinese)
罗海陆, 胡巍, 易熙龙等. 单轴晶体中的负折射现象研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(9): 1249~1253
- 6 Xu Xuming, Fang Liguang, Liu Nianhua. Unusual photonic tunneling in multilayer system with a negative refraction index layer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(12): 1676~1681 (in Chinese)
徐旭明, 方利广, 刘念华. 含负折射率层的多层体系的反常光子隧穿[J]. *光学学报*, 2005, **25**(12): 1676~1681

- 7 Li Yiyu, Gu Peifu, Li Mengyu *et al.*. Near-field subwavelength imaging in wave-like two-dimensional photonic crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(9): 1409~1413 (in Chinese)
历以宇, 顾培夫, 李明宇等. 波状结构二维光子晶体近场亚波长成像的研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(9): 1409~1413
- 8 I. L. Lindell, S. A. Tretyakov, K. I. Nikoskinen *et al.*. BW media-media with negative parameters, capable of supporting backward waves[J]. *Microwave Opt. Technol. Lett.*, 2001, **31**(2): 129~133
- 9 Liangbin Hu, S. T. Chui. Characteristics of electromagnetic wave propagation in uniaxially anisotropic left-handed materials[J]. *Phys. Rev. B*, 2002, **66**(8): 085108-1~085108-7
- 10 D. R. Smith, D. Schurig. Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(7): 077405-1~077405-4
- 11 Nianhai Shen, Qin Wang, Jing Chen *et al.*. Optically uniaxial left-handed materials[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(15): 153104-1~153104-4
- 12 Nianhai Shen, Qin Wang, Jing Chen *et al.*. Total transmission of electromagnetic waves at interfaces associated with an indefinite medium[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, **23**(5): 904~912
- 13 Lei Zhou, C. T. Chan, P. Sheng. Anisotropy and oblique total transmission at a planar negative-index interface[J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **68**(11): 115424-1~115424-5
- 14 Xin Wang, Xinhua Hu, Yizhou Li *et al.*. Enlargement of omnidirectional total reflection frequency range in one-dimensional photonic crystals by using photonic heterostructures[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(23): 4291~4293
- 15 Hailu Luo, Wei Hu, Weixing Shu *et al.*. Superluminal group velocity in an anisotropic metamaterial[J]. *Europhysics Lett.*, 2006, **74**(6): 1081~1087
- 16 K. Shiraishi, T. Sato, S. Kawakami. Experimental verification of a form-birefringent polarization splitter[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58**(3): 211~212
- 17 Zhang Yueguang, Sheng Yongjiang, Ai Manlin *et al.*. Wideband and wide angle polarizing beam splitter[J]. *Optical Instrument*, 2001, **23**(5~6): 198~201 (in Chinese)
章岳光, 盛永江, 艾曼灵等. 宽波段宽角度偏振分束薄膜[J]. *光学仪器*, 2001, **23**(5~6): 198~201
- 18 W. T. Lu, J. B. Sokolof, S. Sridhar. Refraction of electromagnetic energy for wave packets incident on a negative-index medium is always negative[J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **69**(2): 026604-1~026604-5