

# 各向异性晶体的平板负折射成像研究

杜银霄 张又林 麻华丽 袁庆新 徐培

(郑州航空工业管理学院数理系, 河南 郑州 450015)

**摘要** 利用折射率椭球理论研究了各向异性晶体的平板负折射成像。研究表明:单轴晶体的负折射现象是由晶体的光学各向异性所引起的,属于单轴晶体的本质特性;单轴晶体的切角和双折射率是产生负折射的关键因素;各向异性晶体在一定的前提条件下可以实现平板负折射二次成像。最后通过钽酸钇( $YVO_4$ )和方解石( $CaCO_3$ )晶体对这套理论进行了实验验证。

**关键词** 物理光学;晶体光学;负折射成像;折射率椭球理论;负折射;各向异性

**中图分类号** O734<sup>+</sup>.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0616001

## Negative Refraction and Imaging Properties of Uniaxial Crystal Slabs

Du Yinxiao Zhang Youlin Ma Huali Yuan Qingxin Xu Pei

(Department of Mathematics and Physics, Zhengzhou Institute of Aeronautical Industry Management, Zhengzhou, Henan 450015, China)

**Abstract** Negative refraction and imaging properties of uniaxial crystal slabs are investigated by the refractive index ellipsoid analyses. It is found that the concept of negative refraction can be extended to be an intrinsic property of all uniaxial crystals. The negative refraction effect of uniaxial crystals is mainly due to the anisotropic refractive index. The angular range for incident light to yield negative refraction attains its maximum which only depends on the difference of two refractive indices and the orientation of the crystals with their optic axes at a certain angle to the normal of the light incoming surface. The negative refraction imaging of uniaxial crystal slabs is restricted within some special conditions. These conclusions are verified by the experiments on positive uniaxial crystal  $YVO_4$  and negative uniaxial crystal  $CaCO_3$ .

**Key words** physical optics; crystal optics; negative-refraction imaging; refractive index ellipsoid theory; negative refraction; anisotropy

**OCIS codes** 260.1180; 160.1190; 080.1510; 110.2990

## 1 引 言

负折射作为一种独特的物理现象近十年来一直是国内外研究的热点<sup>[1~15]</sup>,它向人们展示了一个新奇的光学世界。早在 20 世纪 60 年代 Veselago<sup>[16]</sup>就预测了负折射具有一些特别的性质,比如平板成像。而 Pendry<sup>[17,18]</sup>的研究使得负折射成为全世界关注的焦点,他的研究表明负折射材料具有多种奇特的物理现象以及良好的应用前景。随后,人们开展了大量关于负折射现象的研究工作,这些工作的研究结果表明负折射最大的潜在应用价值是在理论

上具有平板负折射成像特性。到目前为止,人们只在三种情况下能观察到负折射现象:1)在由一些金属环和棒所构造出的左手材料的界面处;2)在光子晶体的界面处;3)在各向异性晶体的界面处。以前对于负折射的研究主要集中在人工合成的左手材料<sup>[1~3, 9~11, 16, 19~23]</sup>和光子晶体<sup>[4, 5, 13, 24~27]</sup>两个方面,而对于后者的研究<sup>[28, 29]</sup>较少。由于自然界中并不存在左手物质和光子晶体,出现在这些各向异性晶体中的负折射与左手材料和光子晶体中所观察到的负折射有着本质上的差别<sup>[6, 7]</sup>。尽管围绕人工合成

**收稿日期**: 2012-12-26; **收到修改稿日期**: 2013-02-06

**基金项目**: 国家自然科学基金(51002143, 51072184, 61274012)、河南省高等学校青年骨干教师资助计划(2011GGJS-140)和河南省教育厅自然科学基金(2010B140015)资助课题。

**作者简介**: 杜银霄(1977—),男,博士,副教授,主要从事材料物理学方面的研究。E-mail: duyinxiao@zzia.edu.cn

的左手材料和光子晶体展开的一系列负折射研究已经成为当前学术讨论的热点,但多数研究者仍然停留在认识层面,即研究其物理性质的阶段。尽管也发现了许多新的物理现象,但目前急需在负折射效应的应用,即平板负折射成像特性方面有所突破。另外,人们长期以来一直认为天然材料只能发生正折射现象,而对天然材料负折射方面的研究较少。在这种背景下,针对负折射最大的应用价值在于其具有平板负折射成像特性,利用折射率椭球理论对各向异性晶体进行了平板负折射成像的理论验证,并通过正单轴晶体  $\text{YVO}_4$  和负单轴晶体  $\text{CaCO}_3$  对这套理论进行了实验验证,证明在一定的条件下各向异性晶体可以实现平板负折射成像。该研究结果对于控制光在单轴晶体中的传输以及各向异性晶体在平板成像方面的应用都提供了一种新的思路。

## 2 理论分析

基于光在各向异性晶体中的传播可以用折射率椭球来表示,利用折射率椭球理论对各向异性晶体进行了平板负折射成像的理论验证。下面通过单轴晶体来详述推导各向异性晶体实现平板负折射成像的折射率椭球理论。

### 2.1 坐标系选择

图 1 为单轴晶体在直角坐标系中的方位图,规定单轴晶体的平界面(通光面)位于  $x-y$  平面内,平界面的法线平行于  $z$  轴,而晶体的光轴(图 1 中的绿线)和光的入射平面都位于  $x-z$  平面内,晶体的光轴与平界面的法线成  $\theta_0$  切角。

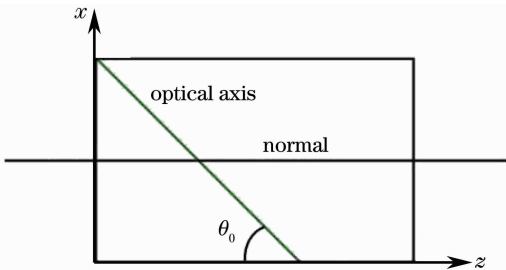


图 1 单轴晶体在所选直角坐标系中的方位图  
Fig. 1 Orientation of uniaxial crystal slab in chosen orthogonal set of axes

### 2.2 光在单轴晶体中传播的色散关系

光在单轴晶体中的传播,一般说来由寻常光和非常光组成。对于一束电场矢量沿  $y$  轴偏振的光波而言,寻常光的传播方向总是遵守菲涅耳定律,在平

界面只能观察到正折射现象。因此只考虑非常光的情况,非常光的电场矢量位于  $x-z$  平面内。在所选的坐标系中,平面波在  $x-z$  平面内传播,色散关系可以通过求解下列麦克斯韦方程得到:

$$\frac{(k_{t,x} \cos \theta_0 + k_{t,z} \sin \theta_0)^2}{n_e^2} + \frac{(k_{t,x} \sin \theta_0 - k_{t,z} \cos \theta_0)^2}{n_o^2} = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (1)$$

式中  $\omega$  为角频率,  $c$  是光波在真空中传播时的速度,  $k_{t,x}$  和  $k_{t,z}$  分别表示传输波的波矢  $\mathbf{k}$  在  $x$  轴和  $z$  轴的分量,下标  $t$  表示传输波,  $\theta_0$  为晶体的光轴与平界面的法线所成的角度值。如果只考虑非磁性晶体的情况并且当平面波在真空或空气中传播时,入射波的色散关系可以简化为

$$k_{i,x}^2 + k_{i,z}^2 = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (2)$$

式中  $k_{i,x}$  和  $k_{i,z}$  分别为入射波的波矢在  $x$  轴和  $z$  轴的分量,下标  $i$  表示入射波。

### 2.3 折射率椭球模型

光在单轴晶体中的传播,可以用折射率椭球作图表示。图 2 的折射率椭圆清楚地表明了单轴晶体的光轴取向对色散关系的影响,也显示出了一些电磁学矢量的方向关系。图中  $\mathbf{S}_i$ ,  $\theta_i$ ,  $\mathbf{k}_i$  分别是入射光的坡印廷矢量、入射角和入射光的波矢量,  $\theta_0$  是晶体的光轴与平界面的法线所成的角度值,  $\theta'_i$  是折射光的波矢  $\mathbf{k}_i$  与  $z$  轴所成的角度。单轴晶体的色散关系  $\theta'_i$  与折射角  $\theta_i$  是不一致的。椭圆中的  $OC$  矢量为一束折射光的波矢量  $\mathbf{k}_i$ , 它的大小等于光在单轴晶体中沿该方向传播时的折射率值。光束在单轴晶体中的传播速度是由群速度决定的,其传播方向与坡印廷矢量  $\mathbf{S}$  相一致,即光束在波矢面上任一点的传播方向为该点切线的外法线方向,如图 2 中椭圆的  $C$  点处切线的外法线方向就是折射光线  $\mathbf{S}_i$  的方向。电场矢量  $\mathbf{E}$  的方向垂直于  $\mathbf{S}$  的方向,即曲面上对应点(如  $C$  点)的切线方向。由于空气或真空是光学的各向同性介质,因此入射光的坡印廷矢量  $\mathbf{S}_i$  与波矢  $\mathbf{k}_i$  相一致,其色散关系即(2)式如图 2 中的圆所示。光束在单轴晶体中传播时,由于单轴晶体是光学的各向异性介质,因此折射光的坡印廷矢量  $\mathbf{S}_i$  与波矢  $\mathbf{k}_i$  并不一致,其色散关系即(1)式如图 2 中的椭圆所示。在光学现象中,负折射不同于寻常折射的最显著特征在于:当入射光沿着两种介质分界面的法线传播时,入射光和折射光会出现在分界面法线的同侧,参照折射率椭球模型图 2,很容易

得到当一束光由各向同性介质如空气向单轴晶体中传播时,产生负折射的机制为  $k_{i,x} \cdot S_{t,x} < 0$  或  $S_{i,x} \cdot S_{t,x} < 0$ , 其中,  $S_{t,x}$  为折射光的坡印廷矢量  $\mathbf{S}_t$  在  $x$  轴的分量, 即入射光和折射光群速度的  $x$  分量符号相反的时候负折射发生。

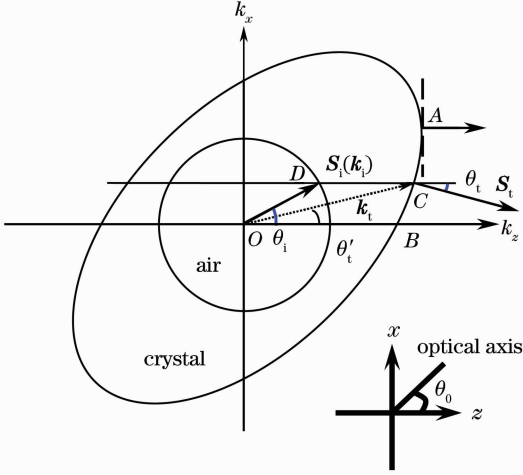


图 2 入射光(圆)和折射率(椭圆)的色散关系示意图  
Fig. 2 Representative diagram of dispersion relation equations for incident light (circle) and refracted light (ellipse)

## 2.4 单轴晶体负折射角度范围

在所选的坐标系中,当  $\theta_0 = 0^\circ$  或者  $90^\circ$  时,不能观察到负折射现象。显然,负折射产生机制在很大程度上依赖于单轴晶体的光轴和平界面的法线所成的角度  $\theta_0$  的大小,因此,  $\theta_0$  是确定产生最大负折射角度范围的一个关键因素,其大小可以利用折射率椭球模型和麦克斯韦方程联合求解得到。另外,光由空气射向各向同性介质时也不能看到负折射现象,说明负折射的产生与晶体的光学各向异性有关,也就是说,晶体的双折射率  $n_e$  和  $n_o$  也是决定负折射产生范围的决定因素。下面通过折射率椭球模型(图 2)来具体分析产生负折射的角度范围。

折射率椭圆上的 A 点是一个特殊点,在 A 点处,该点切线的法线平行于  $z$  轴,可以看出此时折射光的折射角  $\theta_t$  为 0,因此 A 点是一个临界点。当折射波矢量  $\mathbf{k}_t$  从 A 顺时针走到 B 时,在这个范围内有  $S_{i,x} \cdot S_{t,x} < 0$ , 负折射发生, A 点所对应的入射角就是能够发生负折射的最大入射角  $\theta_{im}$ , 此时,折射光的波矢  $\mathbf{k}_t$  与  $z$  轴所成的角度  $\theta'_{im}$  为发生负折射的极值。根据(1)式,引入辅助函数  $F(k_{t,x}, k_{t,z})$ , 其表达式为

$$F(k_{t,x}, k_{t,z}) = \frac{(k_{t,x} \cos \theta_0 + k_{t,z} \sin \theta_0)^2}{n_e^2} + \frac{(k_{t,x} \sin \theta_0 - k_{t,z} \cos \theta_0)^2}{n_o^2} - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (3)$$

当  $\frac{\partial F}{\partial k_{t,x}} = 0$  时,可以求得

$$\tan \theta'_i = \frac{k_{t,x}}{k_{t,z}} = \frac{(n_e^2 - n_o^2) \tan \theta_0}{n_e^2 \tan^2 \theta_0 + n_o^2}, \quad (4)$$

因此,当  $\frac{d \tan \theta'_i}{d \tan \theta_0} = 0$  时,即可求出  $\theta'_i$  的最大值  $\theta'_{im}$  为

$$\tan \theta'_{im} = \frac{1}{2} \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_o n_e}, \quad (5)$$

此时,  $\theta_0$  的大小为

$$\theta_0 = \arctan \frac{n_o}{n_e}. \quad (6)$$

将(5)式,(6)式和(1)式联立可得 A 点的  $k_{t,x}$  为

$$k_{t,x}^2 = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(n_e^2 - n_o^2)^2}{n_e^2 + n_o^2}. \quad (7)$$

根据(2)式,可得

$$\tan \theta_{im} = \sqrt{\frac{(n_e^2 - n_o^2)^2}{2(n_o^2 + n_e^2) - (n_e^2 - n_o^2)^2}}. \quad (8)$$

从上述分析可以看出产生负折射的角度范围仅仅取决于单轴晶体的两个主折射率和切角  $\theta_0$  的大小。对于给定的晶体,它在特定频率时两个主折射率是一定的,因此切角  $\theta_0$  是确定最大负折射角度范围的关键因素。

通过上述对负折射角度范围的讨论,可以得出以下结论:1)对于单轴晶体而言,由于其主折射率  $n_o$  总是不同于  $n_e$ ,根据(8)式很容易计算出  $\theta_{im}$  的角度值不等于零,因而所有的单轴晶体都能够产生负折射现象。2)由于产生负折射的角度范围仅仅取决于单轴晶体的两个主折射率和切角  $\theta_0$  的大小,因此,可以确定负折射现象是由单轴晶体的光学各向异性所引起的,属于单轴晶体的本质特性。3)单轴晶体的切角  $\theta_0$  与寻常光折射率  $n_o$  和非常光折射率  $n_e$  满足关系式  $\tan \theta_0 = \frac{n_o}{n_e}$  时,会出现最大的负折射角度范围,因此,可以根据此关系式来选定不同单轴晶体的切角大小。4)产生负折射的入射角的范围由单轴晶体的两个主折射率和切角决定,而单轴晶体的最佳切角由主折射率的比值决定,因此双折射率越大的单轴晶体越容易观察到负折射。

## 2.5 实现平板负折射成像

根据上述折射率椭球模型和单轴晶体出现负折射角度范围的分析,选定合适的单轴晶体和单轴晶体的切角,并将所选 4 块单轴晶体加工成尺寸相同,且 6 个表面全部达到光学级抛光的矩形方块。为了实现平板负折射成像,根据单轴晶体的光学各向异性,4 块晶体的切角依次选为  $-\theta_0$ 、 $\theta_0$ 、 $-\theta_0$  和  $\theta_0$ , 如

图 3 所示。最后,通过文献[28]报道的直接键合技术将 4 块晶体键合在一起,形成图 3 所示的汉堡包结构,即可实现平板负折射成像。各向异性晶体实现平板负折射成像时的光源聚焦范围为  $2\theta_m, \theta_m$  的角

度值满足(8)式,也就是说当单轴晶体  $\theta_0$  切角的角度值满足(6)式且入射角的角度值满足(8)式时,各向异性晶体可以实现平板负折射成像。

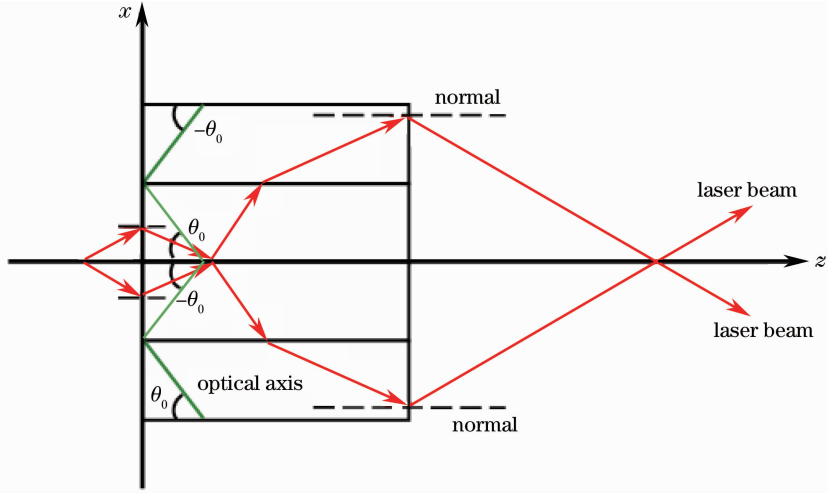


图 3 基于单轴晶体的各向异性所实现的平板负折射成像图

Fig. 3 Representative diagram of negative refraction imaging of uniaxial crystal slabs

### 3 实 验

所用单轴晶体全部为商业购置,且晶体被加工成晶体光轴( $c$ 轴)与界面法线成  $45^\circ$ 角,具有平行通光面的矩形方块,大小为  $15\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ ,晶体的 6 个表面全部被抛光,其中两个通光面为光学级抛光,其他面为一般抛光。所选用的正单轴  $\text{YVO}_4$  晶体在入射光波长为  $532\text{ nm}$  时,  $n_e = 2.256, n_o = 2.021$ <sup>[30]</sup>;负单轴  $\text{CaCO}_3$  晶体在入射光波长为  $589\text{ nm}$  时,  $n_o = 1.658, n_e = 1.486$ <sup>[31]</sup>。

所有的折射光路照片均通过图 4 所示的拍照装置获得。该装置采用  $530\text{ nm}$  固体激光器,其所发出的绿光功率为瓦级。实验中, $530\text{ nm}$  固体激光器所发出的绿光在进入晶体之前,需要经过反射镜、爬高器和格兰泰勒棱镜变为电场矢量平行于入射平面的  $e$  光,再通过光准直器成为平行的偏振光后才能进入晶体,小孔光阑可以将平行光以外的其他干扰光过滤掉。

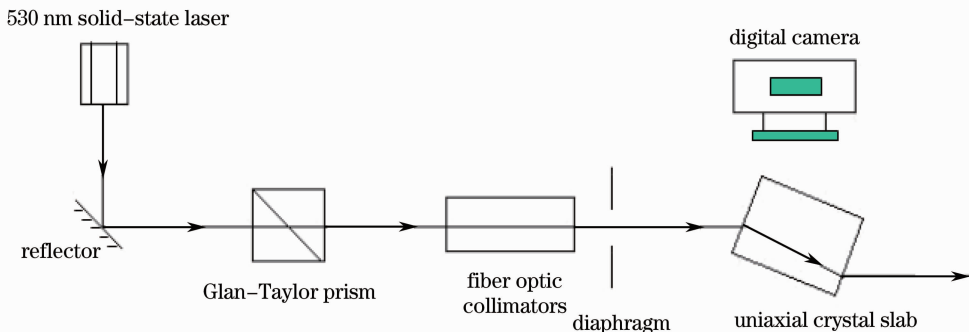


图 4 单轴晶体的负折射特性拍照装置示意图

Fig. 4 Photographing device of negative refractions at surfaces of uniaxial crystal slab

### 4 实验结果与讨论

为了验证上述推导各向异性晶体实现平板负折射成像的折射率椭球理论,分别通过正单轴晶体

$\text{YVO}_4$  和负单轴晶体  $\text{CaCO}_3$  来进行实验检验。首先根据我们的理论分析,在  $532\text{ nm}$  时,  $\text{YVO}_4$  晶体的折射率  $n_e = 2.2560, n_o = 2.0210$ ,通过(6)式,可

以确定  $\text{YVO}_4$  晶体的光轴和平界面的法线所成的切角  $\theta_0$  的大小约为  $45^\circ$ 。其次将 4 块  $\text{YVO}_4$  晶体加工成尺寸相同,且 6 个表面全部达到光学级抛光的矩形方块,两块  $\text{YVO}_4$  晶体的切角  $\theta_0$  选为  $45^\circ$ ,另外两块  $\text{YVO}_4$  晶体的切角  $\theta_0$  选为  $-45^\circ$ ,通过设计的负折射特性拍照装置(如图 4 所示)可以观察到单块  $\text{YVO}_4$  晶体发生折射现象时的光路图,如图 5 所示。530 nm 激光器所发出的绿光位于相同的入射方向,当切角为  $45^\circ$  的  $\text{YVO}_4$  晶体中出现负折射现象[如图 5(a)所示]时,切角为  $-45^\circ$  的  $\text{YVO}_4$  晶体中出现正折射现象[如图 5(b)所示]。图 5 进一步验证了单轴晶体负折射效应的产生机制在很大程度上依赖于单轴晶体的切角和双折射率的大小,本质上是由于单轴晶体折射率的各向异性所导致的,属于单轴晶体的内禀特性。最后,将 4 块  $\text{YVO}_4$  晶体按照切角依次为  $-45^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $-45^\circ$  和  $45^\circ$  的顺序通过直接键合技术键合在一起,形成图 3 所示的“汉堡包”结构。

物体发出的两束光分别向两块  $\text{YVO}_4$  晶体入射,根据折射率椭球理论,两束光能够同时出现负折射,发生负折射后,必然两束折射光在两块  $\text{YVO}_4$  晶体的交界面会聚成像。成像后两束光发生交叉,如果交叉后的两束光直接从  $\text{YVO}_4$  晶体射出,由于单轴晶体折射率的各向异性,两束光同时出现正折射,图 5 已经证明,在晶体外部无法再次会聚成像。而交叉后的两束光分别通过两块添加的  $\text{YVO}_4$  晶体后射出,根据光在单轴晶体中传播规律的常识以及图 5 得出的结论,两束光再次同时出现负折射,两束射出光的传播方向同两束入射光的传播方向平行,在晶体外部再次会聚成像,如图 3 所示,即证明了在一定的前提下各向异性晶体可以实现平板负折射成像。根据(8)式,可以确定实现  $\text{YVO}_4$  晶体平板负折射成像的入射角度范围是  $0^\circ \sim 13.55^\circ$ ,即  $\text{YVO}_4$  晶体实现平板负折射成像时的光源聚焦范围为  $0^\circ \sim 27.1^\circ$ 。

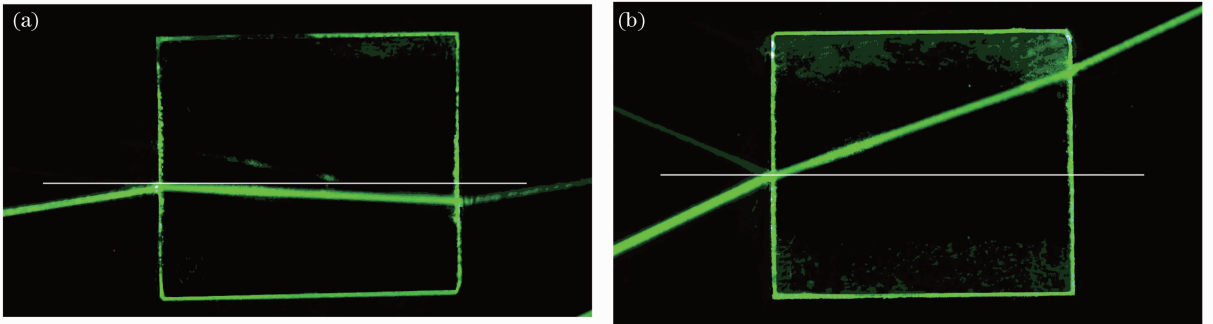


图 5 在单块钒酸钇晶体中所观察到的折射现象的光路图。(a) 负折射现象; (b) 正折射现象。

图中暗色细线表示空气和晶体界面的法线

Fig. 5 Photograph of refractions at surfaces of  $\text{YVO}_4$  crystal slabs. (a) Negative refraction; (b) positive refraction.

The dark lines are normals of planar interfaces of  $\text{YVO}_4$  crystal slabs

负单轴  $\text{CaCO}_3$  晶体的实验验证过程同上,首先根据理论分析,在 589 nm 时, $\text{CaCO}_3$  晶体的折射率  $n_o = 1.658$ ,  $n_e = 1.486$ 。根据(6)式,可以确定  $\text{CaCO}_3$  晶体的光轴和平界面的法线所成的切角  $\theta_0$  的大小也约为  $45^\circ$ 。其次将 4 块  $\text{CaCO}_3$  晶体加工成尺寸相同,且 6 个表面全部达到光学级抛光的矩形方块,两块  $\text{CaCO}_3$  晶体的切角  $\theta_0$  选为  $45^\circ$ ,另外两块  $\text{CaCO}_3$  晶体的切角  $\theta_0$  选为  $-45^\circ$ ,通过所设计的负折射特性拍照装置,如图 4 所示,可以观察到单块  $\text{CaCO}_3$  晶体发生折射现象时的光路图,如图 6 所示。530 nm 激光器所发出的绿光位于相同的入射

方向,当切角为  $45^\circ$  的  $\text{CaCO}_3$  晶体中出现负折射现象时,如图 6(a)所示,切角为  $-45^\circ$  的  $\text{CaCO}_3$  晶体中出现正折射现象,如图 6(b)所示。图 6 进一步验证了图 5 得出的结论。最后,也将 4 块  $\text{CaCO}_3$  晶体按照切角依次为  $-45^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $-45^\circ$  和  $45^\circ$  的顺序通过直接键合技术键合在一起,如图 3 所示,即可证明在一定前提下各向异性晶体可以实现平板负折射成像的结论。根据(8)式,可以确定实现  $\text{CaCO}_3$  晶体平板负折射成像的入射角度范围是  $0^\circ \sim 9.87^\circ$ ,即  $\text{CaCO}_3$  晶体实现平板负折射成像时的光源聚焦范围为  $0^\circ \sim 19.74^\circ$ 。

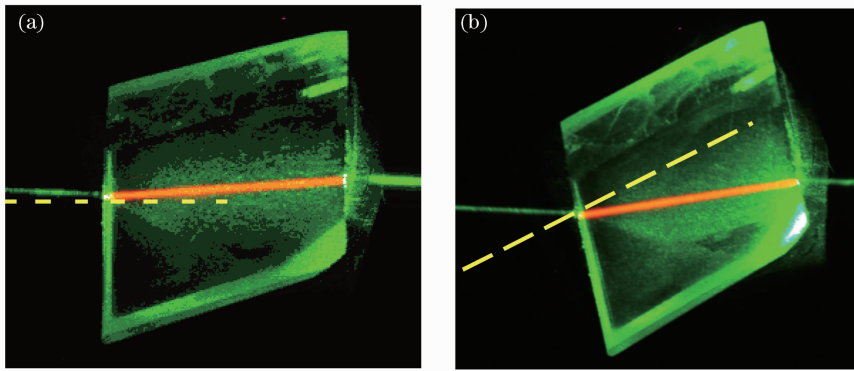


图 6 在单块方解石晶体中所观察到的折射现象。(a)负折射现象;(b)正折射现象。

图中黄色虚线表示空气和晶体界面的法线

Fig. 6 Photograph of refractions at surfaces of  $\text{CaCO}_3$  crystal slabs. (a) Negative refraction; (b) positive refraction.

The yellow dotted lines are normals of planar interfaces of  $\text{CaCO}_3$  crystal slabs

## 5 结 论

针对负折射效应最大的应用价值在于其具有平板负折射成像特性,利用折射率椭球理论对各向异性晶体进行了平板负折射成像的理论验证,通过折射率椭球理论,可以确定实现平板负折射成像的单轴晶体、晶体的切角以及入射角度的范围。理论分析和实验检验结果表明:1)所有的各向异性晶体都能够产生负折射现象;2)单轴晶体的负折射特性本质上是由于晶体折射率的各向异性所导致的,属于单轴晶体的本质特性;3)双折射率越大的单轴晶体越容易观察到负折射;4)单轴晶体负折射效应的产生机制在很大程度上依赖于单轴晶体的切角和双折射率的大小;5)在一定的前提条件下各向异性晶体可以实现平板负折射成像。

## 参 考 文 献

- 1 D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier *et al.*. A composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18): 4184~4187
- 2 R. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*, 2001, **292**(5514): 77~79
- 3 P. M. Valanju, R. M. Walser, A. P. Valanju. Wave refraction in negative-index media; always positive and very inhomogeneous [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(18): 187401
- 4 P. V. Parimi, W. T. Lu, P. Vodo *et al.*. Photonic crystals; imaging by flat lens using negative refraction [J]. *Nature*, 2003, **426**(6965): 404~406
- 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 X. L. Chen, Ming He, Yinxiao Du *et al.*. Negative refraction; an intrinsic property of uniaxial crystals [J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(11): 113111
- 7 Y. Du, M. He, X. L. Chen *et al.*. Uniaxial crystal slabs as amphoteric-reflecting media[J]. *Phys. Rev. B*, 2006, **73**(24):

245110

- 8 M. I. Stockman. Criterion for negative refraction with low optical losses from a fundamental principle of causality [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(17): 177404
- 9 Jason Valentine, Shuang Zhang, Thomas Zentgraf *et al.*. Three dimensional optical metamaterial exhibiting negative refractive index[J]. *Nature*, 2008, **455**(7211): 376~379
- 10 Jie Yao, Zhaowei Liu, Yongmin Liu *et al.*. Optical negative refraction in bulk metamaterials of nanowires [J]. *Science*, 2008, **321**(5891): 930
- 11 Tom G. Mackay, Akhlesh Lakhtakia. Negative refraction, negative phase velocity, and counterposition in bianisotropic materials and metamaterials[J]. *Phys. Rev. B*, 2009, **79**(23): 235121
- 12 Y. Gao, J. P. Huang, Y. M. Liu *et al.*. Optical negative refraction in ferrofluids with magnetocontrollability [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, **104**(3): 034501
- 13 S. Kocaman, M. S. Aras, P. Hsieh *et al.*. Zero phase delay in negative-refractive-index photonic crystal superlattices [J]. *Nature Photonics*, 2011, **5**(8): 499~505
- 14 Stefano Palomba, Shuang Zhang, Yongshik Park *et al.*. Optical negative refraction by four-wave mixing in thin metallic nanostructures [J]. *Nature Materials*, 2012, **11**(1): 34~38
- 15 Yi Peng, Xiang Yuanjiang, Dai Xiaoyu *et al.*. Spatiotemporal instabilities in nonlinear asymmetric oppositely directional coupler with a negative-index metamaterial channel [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(4): 0419001
- 易 鹏, 项元江, 戴小玉 等. 含负折射介质的反向定向耦合器的时空不稳定性研究 [J]. *光学学报*, 2012, **32**(4): 0419001
- 16 V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability [J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, **10**(4): 509~514
- 17 J. B. Pendry. Negative refraction makes a perfect lens [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(18): 3966~3969
- 18 J. B. Pendry. Positively negative [J]. *Nature*, 2003, **423**(6935): 22~23
- 19 D. R. Smith, J. B. Pendry, M. C. K. Wihshire. Metamaterials and negative refractive index [J]. *Science*, 2004, **305**(5685): 788~792
- 20 J. Pacheco, T. M. Grzegorzczak, B. I. Wu *et al.*. Power propagation in homogeneous isotropic frequency-dispersive left-handed media [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(25): 257401
- 21 D. R. Smith, D. Schurig. Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors [J].

- Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(7): 077405
- 22 E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbag *et al.*. Electromagnetic waves: negative refraction by photonic crystals [J]. *Nature*, 2003, **423**(6940): 604~605
- 23 J. Li, Lei Zhou, C. T. Chan *et al.*. Photonic band gap from a stack of positive and negative index materials [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(8): 083901
- 24 R. Chatterjee, N. C. Panoiu, K. Liu *et al.*. Achieving subdiffraction imaging through bound surface states in negative refraction photonic crystals in the near-infrared range [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(18): 187401
- 25 Hou Shanglin, Zhang Shujun, Li Suoping *et al.*. Investigation on transmission characteristics of doubly cladding fiber with an inner cladding made of negative refractive-index material [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(5): 0506004  
侯尚林, 张书军, 黎锁平等. 内包层为负折射率介质双层光纤的传输特性的研究 [J]. *光学学报*, 2011, **31**(5): 0506004
- 26 Huang Zhenyong. Dispersion and equal-inclination interference characteristics of left-handed materials [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2012, **49**(9): 091602  
黄振永. 左手材料的色散和等倾干涉 [J]. *激光与光电子学进展*, 2012, **49**(9): 091602
- 27 Dong Haixia, Dong Lijuan, Yang Chengquan *et al.*. Optical properties of one-dimensional photonic crystal containing a single defect layer with negative refractive index [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(10): 1006002  
董海霞, 董丽娟, 杨成全等. 含单层负折射率缺陷的光子晶体的光学特性 [J]. *中国激光*, 2011, **38**(10): 1006002
- 28 Y. Zhang, B. Fluegel, A. Mascarenhas. Total negative refraction in real crystals for ballistic electrons and light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(15): 157404
- 29 Z. Liu, Z. Lin, S. T. Chui. Negative refraction and omnidirectional total transmission at a planar interface associated with a uniaxial medium [J]. *Phys. Rev. B*, 2004, **69**(11): 115402
- 30 Shi Hongsheng, Zhang Ge, Shen Hongyuan. Measurement of principal refractive indices and the thermal refractive index coefficients of yttrium vanadate [J]. *J. Synthetic Crystals*, 2001, **30**(1): 85~88  
史宏声, 张戈, 沈鸿元. 钒酸钪晶体折射率和折射率温度系数的测定 [J]. *人工晶体学报*, 2001, **30**(1): 85~88
- 31 Li Hongxia, Wu Fuquan, Fan Jiyang. Sellmeier coefficients for the refractive indices of calcite crystal at different temperatures [J]. *J. Applied Optics*, 2004, **25**(5): 7~10  
李红霞, 吴福全, 范吉阳. 冰洲石晶体色散方程解析研究及折射率温度系数表达式 [J]. *应用光学*, 2004, **25**(5): 7~10

栏目编辑: 张 腾