

# 第 3 章

## 各向异性介质中的双折射

偏振器件大多由各向异性介质制成,光在各向异性介质中传输会表现出双折射性质,因而可以用来制造偏振器件。因此本章介绍光波在各向异性介质中传输表现出双折射的物理机制,以便更好地理解后续各章里的双折射现象。

光学晶体是典型的各向异性介质,因此本章主要介绍晶体中的双折射。读者开始接触光在晶体中的传输,也应该是在“大学物理”课程中偏振的章节(属于普通光学范畴)。该课程介绍晶体双折射时利用的是比较容易理解的惠更斯“双波面”理论,这是一种简单形象的唯象理论,用到非常少的数学<sup>[1-3]</sup>。为了使读者更好地理解双折射,本书首先介绍普通光学对于晶体双折射的描述,然后介绍基于电磁场理论的高等光学的双折射理论<sup>[4-5]</sup>,使读者有一个过渡过程,以便进一步将数学与物理现象进行对照研究。

### 3.1 普通光学中对于晶体双折射的描述

#### 3.1.1 方解石中的双折射现象

将一块方解石晶体(也称冰洲石晶体,化学结构为  $\text{CaCO}_3$ )放在一张写有字迹的纸上,会看到两个影像,这就是双折射现象,如图 3-1-1 所示。是伊拉斯谟斯·巴托莱纳斯(拉丁文为 Erasmus Bartholinus,英文为 Rasmus Bartholin)于 1669 年最早利用方解石晶体观察到双折射现象的。



图 3-1-1 方解石晶体放在一张写有字迹的纸上形成的两个影像<sup>[3]</sup>

### 3.1.2 普通光学对于双折射的描述

普通光学对于双折射的描述如下<sup>[1-3]</sup>。

(1) 一束非偏振光进入晶体会出现两束折射光：一束遵从折射定律，与在各向同性介质中一样，因此称为寻常光(ordinary ray)，也称为 o 光；另一束不遵从折射定律，与在各向同性介质中表现不一样，称为非寻常光(extra-ordinary ray)，也称为 e 光。

如图 3-1-2(a)所示，一束光正入射到如图所示的方解石晶体，分成两束光。一束光按照折射定律沿着原方向传输直至出射晶体，这就是 o 光；另一束光没有按照折射定律，而是向斜上方传输，出射晶体后也不是按照折射定律的方向传输，而是垂直于晶体表面，在晶体外沿着与 o 光平行的方向、离开一定间隔地向前传输，这就是 e 光，如图 3-1-2 所示。

(2) o 光与 e 光均为线偏振光，且在适当的人射方向，o 光与 e 光偏振方向相互垂直。

如图 3-1-2(b)所示，当入射的是自然光(非偏振光)，o 光和 e 光均为线偏振光，o 光偏振方向垂直于晶体的光轴，e 光偏振方向与光轴处于同一个平面。如果用—个偏振片放置在晶体后面，让 o 光和 e 光同时经过偏振片，并旋转偏振片的方位  $360^\circ$ ，发现在旋转过程中 o 光与 e 光都会出现两次透射消光的偏振片位置，两次透射极大的偏振片位置，且 o 光出现消光时，e 光出现透射极大，o 光出现透射极大时，e 光出现消光。这证明了 o 光与 e 光均为线偏振光，且偏振方向相互垂直。

(3) 在晶体中存在某个方向，当光在晶体内沿着这个方向传输时不存在双折射，这个方向称为晶体的光轴方向。o 光与 e 光的偏振方向与光轴之间的关系在上面已经介绍了。

图 3-1-3 显示了方解石晶体内光轴的方向。方解石的几个自然解理面，边角呈现两种角度：一是  $78^\circ$  的锐角，一是  $102^\circ$  的钝角，如图 3-1-3 所示。方解石有八个顶

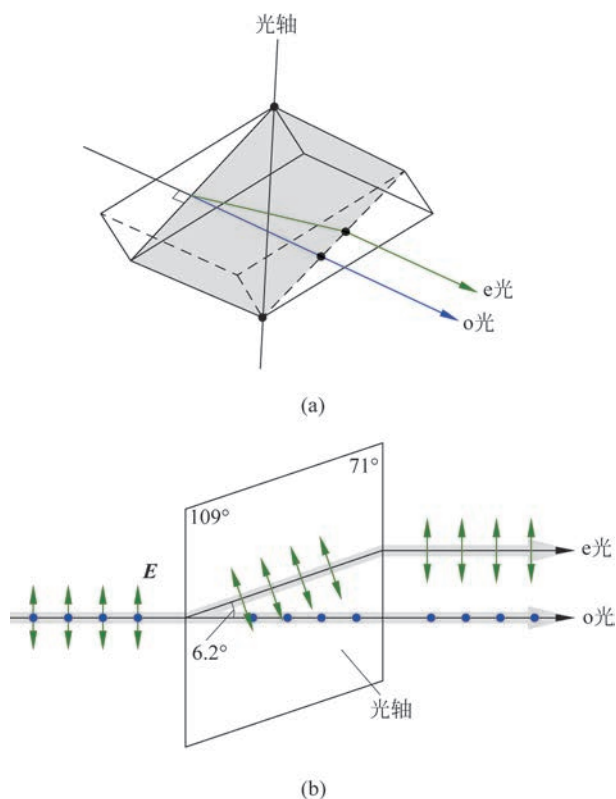


图 3-1-2 一束非偏振光正入射方解石晶体分成两束光  
(a) 立体图；(b) 平面图

角。方解石晶体光轴的方向是通过三个  $102^\circ$  钝角组成的钝顶角，并与三个棱边成相等角度的方向。注意光轴是方向，而不是一条特定的直线。

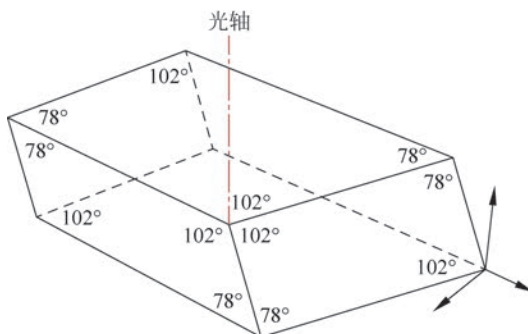


图 3-1-3 方解石晶体的光轴方向

(4) 大家熟知惠更斯原理。惠更斯(Christian Huygens)描述波动在各向同性介质中传输时建立了惠更斯原理,称在波动的波前上的每一点都可以当作一个新的子波源,这些子波源向前发射球形子波,波动的下一个波面是这些子波的包络。当描述方解石晶体中光波的传播时,惠更斯丰富了他的子波理论。在晶体中的一个子波源向周围不仅发射一个球形子波,还同时发射一个椭球形子波。那个球形子波就是 o 光的子波,经过单位时间这个球形子波的半径是 o 光的波速  $v_o$ ,如图 3-1-4 中的球面。同时发射的椭球形子波对于单轴晶体来说是一个旋转椭球,为 e 光的子波面。其中对于负单轴晶体,这个旋转椭球是绕光轴的扁椭球,如图 3-1-4(a) 中的旋转椭球,这个椭球在光轴方向与 o 光子波面相切。沿着此方向传输,e 光的速度也是  $v_o$ ,说明在光轴方向没有双折射。沿着与光轴垂直的方向,e 光子波面距离子波源的长度为  $v_e$ ,在这个方向,o 光与 e 光速度差别最大。在其他方向传输的 o 光与 e 光速度由该方向的子波面距离子波源点的长度决定。还可以定义主折射率  $n_o=c/v_o$  和  $n_e=c/v_e$  与  $v_o$  和  $v_e$  相联系。对于负单轴晶体, $n_o>n_e, v_o<v_e$ ,如图 3-1-4(a) 所示,其 e 光子波面构成的旋转椭球是一个扁椭球;对于正单轴晶体, $n_o<n_e, v_o>v_e$ ,如图 3-1-4(b) 所示;其 e 光子波面构成的旋转椭球是一个长椭球。对于双轴晶体存在两个光轴,如图 3-1-4(c) 所示。光波在这两个光轴方向传播,o 光子波面(球面)与 e 光子波面(椭球面)相切,传播速度相同,不发生双折射。

了解了惠更斯的双子波面法(利用该法作图确定晶体中发生的双折射叫作惠更斯作图法),可以用来分析光进入晶体的双折射现象。下面举两个例子,一个例子是如图 3-1-2 所示的光正入射到方解石晶体的情况。

**例 3-1-1** 一个方解石晶体如图 3-1-2 所示,方解石的光轴如图 3-1-2(b) 所示。一束非偏振光正入射这块晶体,试确定入射晶体后 o 光与 e 光的传播方向与偏振方向。

**解** 我们分别对 o 光与 e 光进行分析。

对于 o 光的分析如图 3-1-5(a) 所示,根据惠更斯原理,当 o 光正入射到晶体表面时,波前的每一点可以作为新的子波源,发射球形子波,经过单位时间后这些球形子波半径为  $v_o$ ,由图中浅蓝色的粗直线表示所有子波的包络面,从子波源到包络的切点引连线就是 o 光传播的方向。显然 o 光按照原来的传播方向传播(正入射按照折射定律传播),此时 o 光的偏振方向垂直于光轴。

对于 e 光的分析如图 3-1-5(b) 所示,e 光正入射到晶体表面,晶体表面上的每一点都可以作为新的子波源,发射的子波均为旋转椭球面,旋转轴在光轴的方向。方解石为负单轴晶体, $v_e>v_o$ ,子波面为扁椭球,半长轴为  $v_e$ 。单位时间形成的各个子波面如图 3-1-5(b) 所示,浅绿色粗直线表示它们的包络。连接子波源与包络切点的连线为 e 光传播方向,此时显然偏离了正入射的方向,这与图 3-1-2 是一致的。出射晶体后又按照原来正入射方向传播了。另外,e 光的偏振方向与光轴是处于同一平面的。

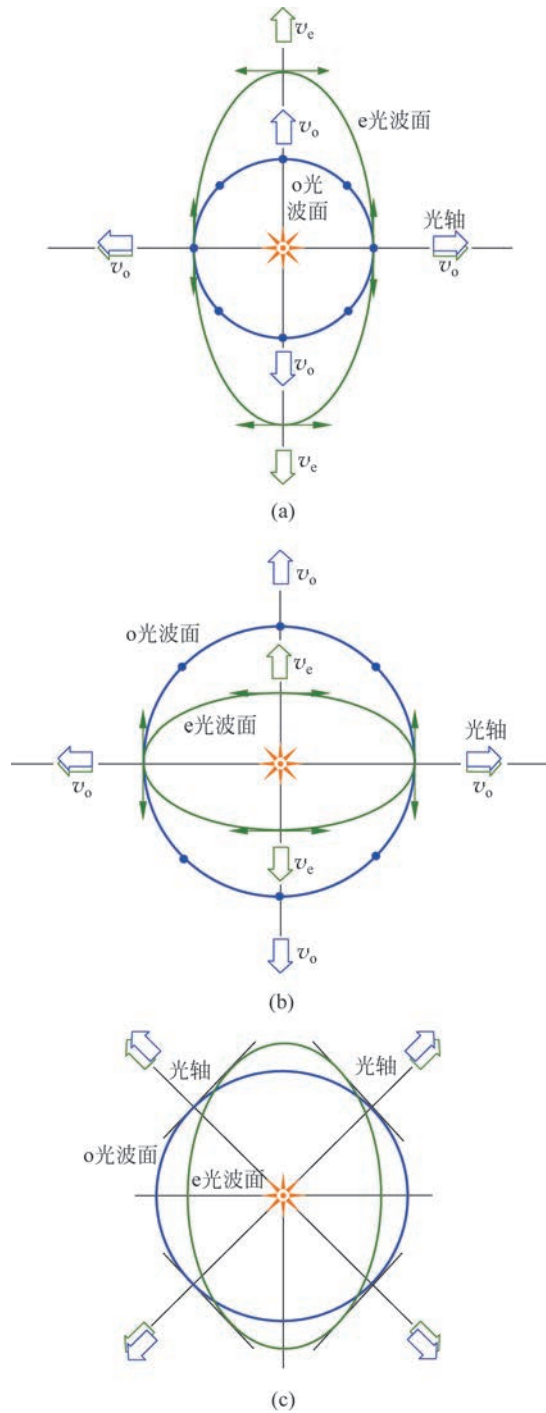


图 3-1-4 晶体中的惠更斯波面

(a) 负单轴晶体( $n_o > n_e, v_o < v_e$ ); (b) 正单轴晶体( $n_o < n_e, v_o > v_e$ ); (c) 双轴晶体

在晶体表面子波源发出的 o 光波面与 e 光波面如图 3-1-5(c) 所示。

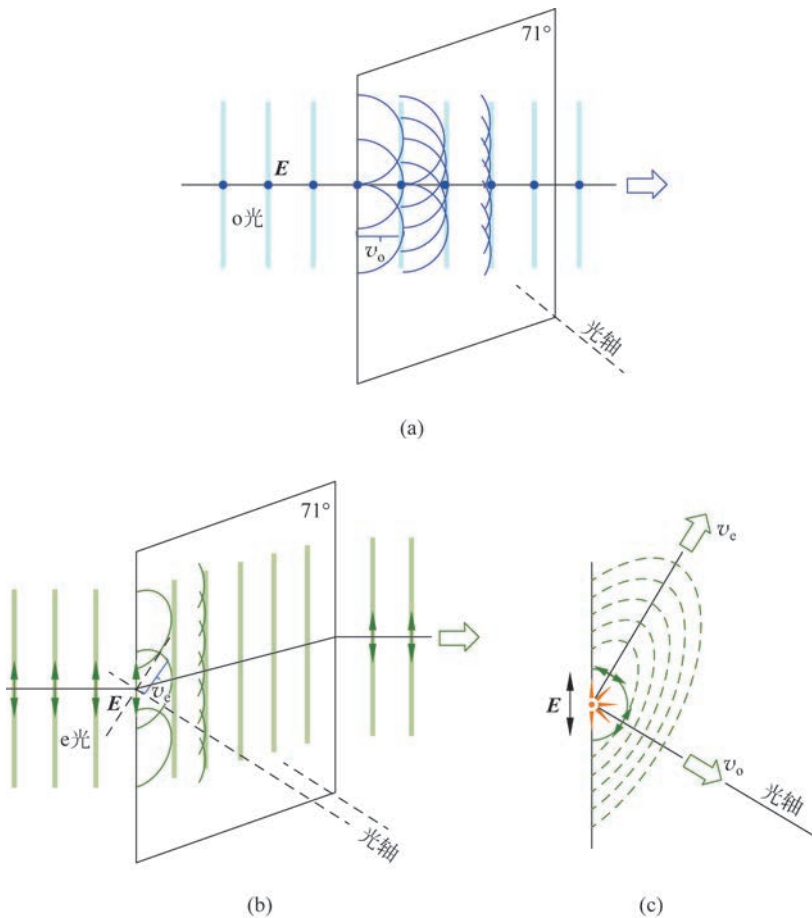


图 3-1-5 利用惠更斯作图法分析非偏振光正入射方解石晶体的双折射

**例 3-1-2** 将方解石切割成如图 3-1-6 所示的样子,光轴恰好与表面平行。光波正入射晶体表面,将发生怎样的双折射?

**解** 光波正入射到方解石晶体表面,各子波源发出 o 光波面(球面)与 e 光波面(旋转椭球面),o 光波球面与 e 光波椭球面在光轴方向相切,而在光轴垂直的方向形成的 o 光波包络落后于 e 光波包络,因此 o 光波速度落后于 e 光波速度,  $v_o < v_e$ 。但是 o 光与 e 光传播方向相同,只是传播速度不同。o 光偏振垂直于纸面,e 光偏振在纸面之内。本例题所示的双折射是下面将要讨论的相位延迟器件的工作机理。

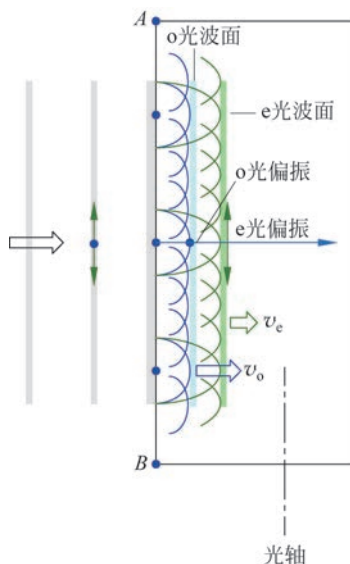


图 3-1-6 光波正入射方解石晶体,光轴平行于表面

### 3.1.3 线偏振起偏器

由非偏振光提取线偏振光的器件叫作线偏振起偏器。一般可以用器件的二向色性起偏、反射起偏和双折射棱镜起偏等,下面分别进行介绍。

#### 1. 二向色性起偏

最简单的二向色性器件是平行导线栅,也叫作线栅起偏器,可以将非偏振的微波变成线偏振波(图 3-1-7)。线栅起偏器由一系列平行细导线构成,当非偏振电磁波经过如图所示的线栅时,竖直偏振的电磁波作用在导线中的自由电子上,驱动电子形成竖直的电流,将竖直偏振的电磁波能量转化为焦耳热;而水平偏振的电磁波无法驱动电子在水平方向产生电流,这样穿过线栅的电磁波就只剩下水平偏振的电磁波了。

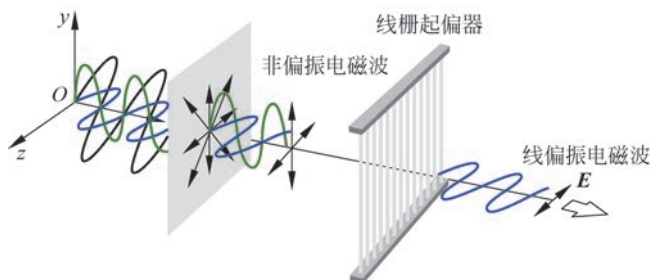


图 3-1-7 线栅电磁波起偏原理

光波的波长非常短,制作间隔为波长尺度的线栅是不现实的。然而有一类晶体,比如电气石晶体(成分为硅酸硼化物),其结构具有二向色性,存在一个光轴,光入射时,晶体对于这个方向的电场分量吸收很微弱,而对于垂直于这个方向的电场分量强烈吸收,这样非偏振光经过晶体后,就只剩下光轴方向的偏振分量了,如图 3-1-8 所示。

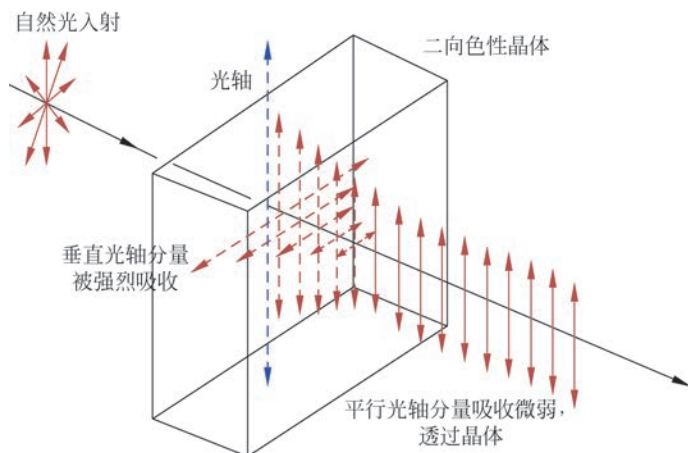


图 3-1-8 利用二向色性晶体起偏

## 2. 反射起偏

在 2.1.6 节讲过,当非偏振光经过介质分界面反射时,如果入射角为布儒斯特角  $\theta_B$  时,  $\tan\theta_B = n_2/n_1$ , 反射光将只剩下偏振方向与入射面垂直的线偏振光。这就是布儒斯特定律。如图 3-1-9(a) 所示,一束非偏振光(用等距的“点子”与“短线箭头”表示垂直于入射面的分量(称为 s 分量偏振光)与平行于入射面的分量(称为 p 分量偏振光))入射介质分界面,一般来说,反射后是部分偏振光,且垂直于入射面的分量强于平行于入射面的分量(显示“点子”多于“短线箭头”,s 分量强于 p 分量)。折射光也是部分偏振光,折射光中 p 分量强于 s 分量。但是当入射光以布儒斯特角入射时,反射光只剩下 s 分量线偏振光,如图 3-1-9(b) 所示,这种现象叫作反射起偏现象。

设计一个玻璃片堆,由一些平行的玻璃片叠合而成,如图 3-1-9(c) 所示。如果从空气到玻璃(空气为介质 1、玻璃为介质 2)的入射角为布儒斯特角  $\theta_{B,1 \rightarrow 2}$ , 有  $\tan\theta_{B,1 \rightarrow 2} = n_2/n_1$ , 反射光为 s 分量线偏振光。如果此时折射光继续从玻璃到空气折射,此时入射角应该仍为从玻璃到空气的布儒斯特角  $\theta_{B,2 \rightarrow 1}$ , 有关系  $\tan\theta_{B,2 \rightarrow 1} = n_1/n_2$ , 反射光仍为 s 分量线偏振光。因为每一个界面,不论是空气到玻璃,还是玻璃到空气,均以布儒斯特角入射,因此每一个界面的反射光均为 s 分量线偏振光。这样,

自然光以布儒斯特角入射玻璃片堆,总的反射光为 s 分量线偏振光,透射玻璃片堆的透射光应该为部分偏振光。但是由于 s 分量被一层一层的玻璃片反射,剩给透射光的 s 分量就越来越少,只要玻璃片足够多,透射光就变为 p 分量线偏振光了。因此总的来看,一束非偏振光以布儒斯特角入射一个玻璃片堆,反射光为 s 分量线偏振光,强度为入射光的一半;透射光为 p 分量线偏振光,强度也为入射光的一半。

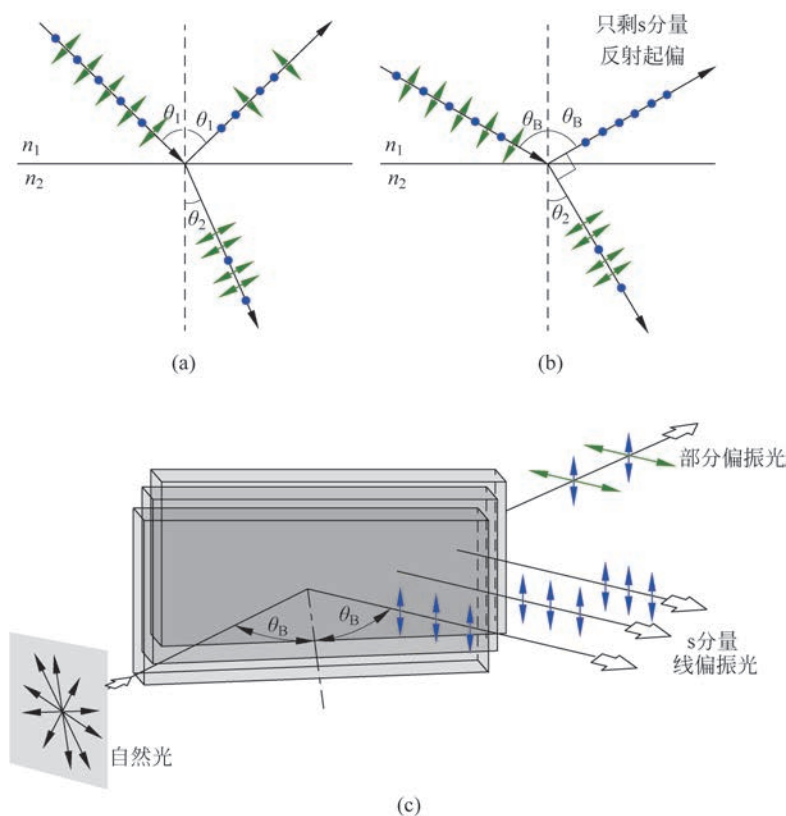


图 3-1-9 反射起偏

(a) 一般入射角,反射光是垂直分量大的部分偏振光;(b) 恰好以布儒斯特角入射时,反射光是 s 分量线偏振光,也叫作反射起偏;(c) 利用玻璃片堆进行反射起偏,光强反射率可以达到 50%

一种实用的将非偏振光分成偏振相互垂直的 s 分量和 p 分量两束线偏振光的光学器件如图 3-1-10 所示。在两块玻璃三角块之间夹有由高低折射率周期性叠合的多层介质膜,三角块的角度设计成对于多层介质膜来说成布儒斯特角入射,达到如图 3-1-9(c)所示的玻璃片堆的分光效果,且将每层介质膜设计成四分之一波长的厚度,可以造成干涉加强的分光效果。更细节的讨论将在 5.1 节进行。

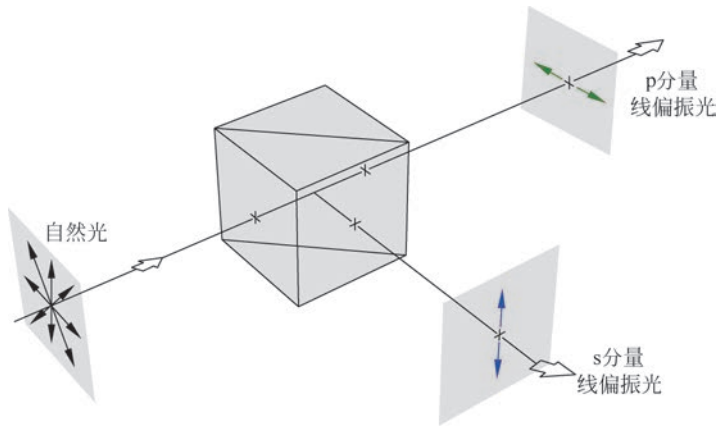


图 3-1-10 多层介质膜分光镜

### 3. 双折射棱镜起偏

产生线偏振光还有一种方法,就是利用双折射晶体棱镜进行分光。在晶体中 o 光与 e 光的折射率不同,可以设计棱镜中的角度,使 o 光与 e 光之一发生全反射而不能按照原方向出射,这样剩下一束线偏振的光束出射。

图 3-1-11 显示了沃拉斯顿棱镜的分光原理。沃拉斯顿棱镜由两块直角方解石晶体粘合而成,它们之间的光轴互相垂直。图 3-1-11 中,(a)是三维立体图,图(b)是原理图。一束非偏振光经左侧入射,进入左半边晶体,光轴是竖直的,所以图中“点子”代表 o 光的偏振方向,“短线箭头”代表 e 光的偏振方向。经过边界进入右半边晶体,光轴是水平的,因此“点子”此时变成了 e 光,“短线箭头”变成了 o 光。“点子”偏振光从左侧入射到右侧,经历两块方解石晶体的分界面折射,折射率从  $n_o$  变成了  $n_e$ ,且  $n_o > n_e$ ,属于“光密进光疏”折射,是远离分界面法线的折射,光线向上偏折。同理,“短线箭头”偏振光在分界面是近法线的折射,向下偏折。这样非偏振光经过沃拉斯顿棱镜分成两束线偏振光。

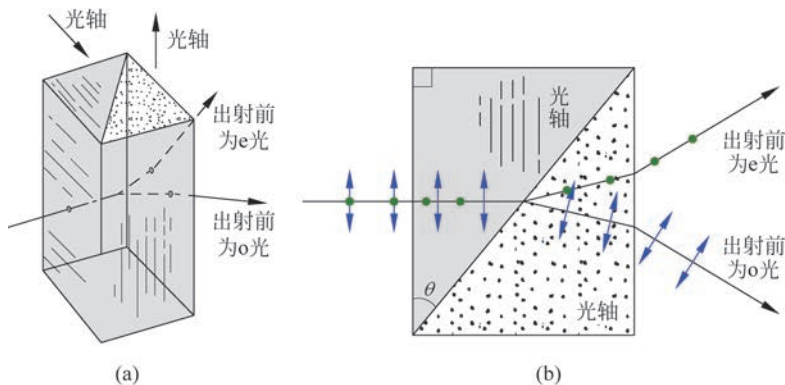


图 3-1-11 沃拉斯顿棱镜分光原理