

谈谈“左手材料”

杨 军

“左手材料”(left-handed materials)是指在一定的频段下同时具有负的磁导率和负的介电常数的材料。电磁波在这种材料中的传播特性与在一般材料中相比有很大的不同,比如光在左手材料中的行进方向与能量传播的方向相反、完全相反的折射定律等等,“左手材料”颠覆了一般材料中所普遍遵循的“右手规律”。早在1968年,俄罗斯理论物理学家维西拉格(Veselago)就对电磁波在介电常数 ϵ 和磁导率 μ 同时为负数的介质中的传播及相关特性作过理论上的研究,但由于当时自然界中并没有发现这类介质材料,所以他的研究结果一直没有得到实验上的直接验证,人们对左手材料的兴趣也因此降温。但从1996年开始,以英国的潘德莱(Pendry)为首的研究小组相继提出了用周期性排列的金属条和开口金属谐振环(Split-Ring Resonator)可以在微波波段产生负的等效介电常数和负等效磁导率。2000年,加州大学圣迭戈分校(University of California at San Diego, UCSD)的史密斯(D. Smith)等人利用以铜为主的复合材料首次制造出了世界上第一块等效介电常数和等效磁导率同时为负数的介质材料。2001年,加州大学的谢尔拜(Shelby)、史密斯等人首次在实验上证实了当电磁波斜入射到与右手材料(普通材料)的分界面时,折射波的方向与入射波的方向在分界面法线的同侧。2003年,派瑞里(Parazzoli)等人在实验和数值模拟上进一步验证了左手材料中的斯涅耳(Snell)定律。这些有意义的工作又重新激起了人们对左手材料的兴趣,很多研究小组投入到了这方面的研究并取得了可喜的成果。美国《科学》杂志将“左手材料”的研究评为2003年的“年度十大科学突破”之一。

经典电动力学通常用介电常数 ϵ 和磁导率 μ 两个宏观物理参数来描述某种介质的电磁性质。电磁场的波动方程(Helmholtz equation)为 $\Delta^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0$, $\Delta^2 \mathbf{B} + k^2 \mathbf{B} = 0$, 其中 $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon = \omega^2 \mu_r \mu_0 \epsilon_r \epsilon_0$ 。自然界中物质的介电常数和磁导率一般都与电磁波频率有关,并且在大多数情况下都为正数,因此方程有波动解,电磁波能在其中传播。

对于无损耗、各向同性、空间均匀的介质,根据

麦克斯韦(Maxwell)方程组可知 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 、 \mathbf{k} 之间满足右手螺旋关系(右手规律),通常这种介质材料就被称之为“右手材料”(right-handed materials)。如果介质的介电常数和磁导率其中一个为正数而另一个为负数,则此时 $k^2 < 0$, k 无实数解;即波动方程无实的波动解,所以此时电磁波不能在其中传播。

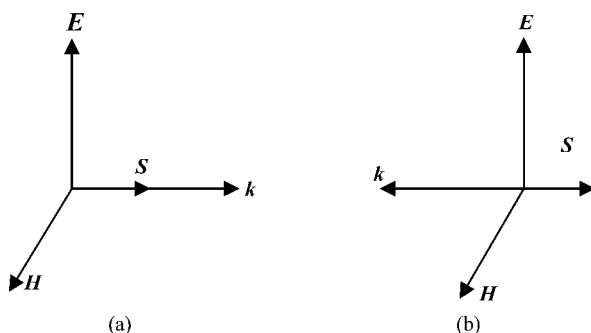


图1 电磁波在(a)一般材料与(b)左手材料中电场、磁场、波向量与能量流密度方向之间的矢量关系。

如果介质的介电常数和磁导率都小于零,波动方程也有波动解,电磁波就能在其中传播。但 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 、 \mathbf{k} 之间不再满足右手螺旋关系而是满足“左手螺旋”关系。具有这种关系的介质材料就被称为“左手材料”。“左手材料”中代表电磁波相速度的 \mathbf{k} 和坡印廷矢量 \mathbf{S} 的方向相反(如图1)。 $\mathbf{k} = -\omega \sqrt{\mu \epsilon}$ 为负数,介质的折射率也为负数,所以这种介质也被称为“负折射率材料”或者“双负介质(材料)”,也有人称它为“维西拉格材料”,因为它是由维西拉格首先研究提出的,尽管在当时它还是一种假想的材料。

在“左手材料”中,电磁波的相速度和群速度方向相反,从而呈现出许多新颖的光学特性。反常多普勒效应是其中一例。根据多普勒效应,若光源发出频率为 ω_0 的光,而侦测器以速度 v 接近光源时,在一般介质之中侦测器所接收到的电磁波频率将比 ω_0 高,而在侦测器以速度 v 远离光源时,则会收到比 ω_0 低的频率。

从描述磁场和电场之间关系的麦克斯韦方程可得出,“左手材料”中微波辐射或光会表现出相反的效果:波源趋近时频率漂移至低频,波源后退时频率反而漂移到较高频率。同样,用此方程可进一步推测,通常电磁辐射的透镜发散,在这种组合材料里却

得到集中。所以入射光在经过一般介质与“左手材料”接口时,折射光偏折方向会与入射光在法线的同一边。以“左手材料”为材质制作的凸透镜或凹透镜,会分别表现出散光或聚光的效果,平板状的左手材料,则会有类似一般凸透镜的聚光效果(见图2)。

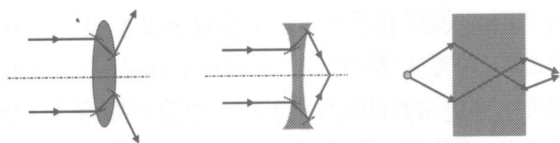


图2 左手材料制成的光学器件对光线的作用示意图

显然传统的“平行光线射向平板玻璃,会平行射出”这一常识性现象不再成立,也就是说我们能用一块平板玻璃构成一块透镜。这种推断开始遭到一些人的质疑。但在2003年美国物理学会“三月年会”上,来自麻省理工的豪瞿教授与来自美国东北大学的帕里米教授的两个实验组亲自做了实验演示,证明他们确实成功制备了折射率为负数的“左手材料”。美国加州圣迭戈大学的一个物理研究小组负责人谢尔登·舒尔茨说,如果这些效应转换在光学频率上是可能的,这种材料将具有令人惊异的性能。比如在一块厚板上用散光照射,厚板另一边的一个点上会有一束聚焦光。这在普通材料板上是没法做到的。所以斯涅耳定律所描述的现象,在此种组合材料中的情况正好相反。在“左手材料”中还存在反常的切伦科夫效应(Cerenkov effect)和光压,在切伦科夫辐射效应中,当一个粒子在介质中以速度 v 沿一直线运动,其辐射出的场会遵循 $e^{i(k_r r - k_z z - \omega t)}$ 的形式,波向量 k 的方向会主要顺着 v 的方向,但 k_r 方向分量则在一般介质与“左手材料”中恰好会完全相反。这里面的 $k = k_z / \cos\theta$, θ 为 k 与 k_z 间的夹角。另外,在一般介质中,电磁辐射对反射体会造成的光压,而在“左手材料”的环境之中形成的则是对反射体的拉曳力。所以,可以预见的是负折射率的左手材料可以在平板透镜、光束控制、耦合器件等方面有潜力巨大的应用。

利用负折射率的“左手材料”还可能制成所谓的“完美透镜”(perfect lens)。我们知道用了几个世纪的传统光学透镜的成像原理基于经典的几何光学——透镜的弯曲表面将来自物源的光线聚焦起来成为像点。但是由于波动光学因素导致成像具有一定的局限性:没有透镜能将光线聚焦在小于光波长尺寸的区域,而且因为倏逝波无法透过透镜,这部分

光学傅立叶分量所包含的关于物源的信息在中途被丢掉了,因此导致所成的像的信息不够全面或者说歪曲了物源的信息。但是用负折射系数的“左手材料”做透镜,情况就完全不一样了——首先我们不再需要将它制成曲面的形状,因为上面已经说过,一块平板(负材料)就能构成一块透镜;其次由于它能放大倏逝波,可将中途丢失的信息捡回来,此外它还能将二维像点的所有傅立叶分量全部聚焦,实现“理想成像”。这就是“超级透镜”的基本原理。传统透镜的分辨率只能达到 $2\pi/k \approx \lambda$ 的数量级,这也是造成DVD读写密度限制和光刻电路密度限制的主要原因,“左手材料”制成的透镜,在合适的条件下可以实现亚波长分辨率。虽然负折射率材料制成的“完美透镜”可以实现亚波长分辨率,但是实现“完美透镜”的条件是相当苛刻的。目前还只能在微波波段实现负折射率,而且频率范围很窄。它们都对电磁波有较大的损耗,而且很难将尺寸制作到足够小以至于在光学频率下使用。

那么如何制备这种“左手材料”呢?如前文所述基本上都是采用开口的环型谐振器与细长金属导线阵列的结合得到的人工复合材料。开口环型谐振器看起来形状有点像拉丁字母C,它有毫米尺度,材料取自商用印刷电路板。开口环型谐振器在受到微波磁场的作用时会感应出环电流,这好比一个磁矩,加强或者抵抗原磁场,导致介质具有负的磁导率;细长导线阵列结构提供了具有等离子体型的介电系数,只要电磁波频率低于共振频率,就会出现负的介电系数。这两种构造都造成了磁和电的反屏蔽效应。

以上的理论设计工作主要是由英国的研究小组于1998~1999年完成的。最初研究结果发表以后,其他理论家们曾表示过质疑。但不久他们就改变了态度。出席2003年美国物理学会“三月会议”的美国海军研究所的物理学家克罗恩和犹他大学的泡克劳夫斯基教授认为,豪瞿教授与帕里米教授的实验组的结果是无可非议的,这表明确实存在具有负折射系数的“左手材料”。另外,由两种或两种以上的电介质材料周期性排列而成的人造材料——“光子晶体”,其排列周期为波长量级,具有光电带隙,可以控制电磁波在其中的传播。在一定条件下,它也可以表现出负折射率的现象。光子晶体的“等效负折射率”可以由构成材料的电介质的介电常数和材料周期性来调整,而且在高频率下有着很低的电磁损



从热力学角度看植物绿化对生态环境的影响

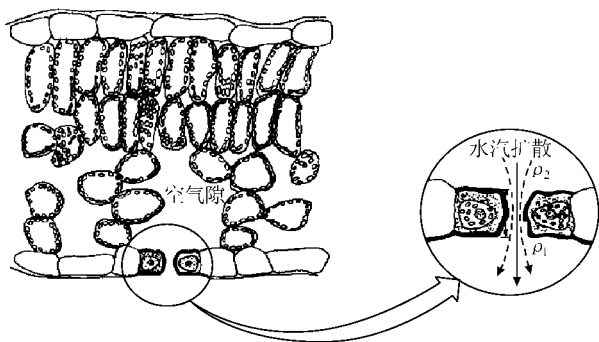
赵喜梅 胡红林

人类只有一个地球,地球大气的组成、温度、湿度等是人类生存的必要条件,保护大气

环境是全世界共同关注的课题。下面简要介绍一下植物绿化对大气环境的影响。

植物的水分散失是大气湿度和温度主要调节器

任何物质都是由大量微观分子构成的,这些分子都在时刻不停地进行着无规则热运动,当物质中分子数密度不均匀时,由于分子的无规则热运动便使分子从数密度高的地方迁移到数密度低的地方,这就是所谓的扩散现象。1855年法国生理学家菲克(Fick, 1829~1901)提出了描述扩散现象的基本公式——菲克定律,认为在一维(如 Z 方向上)单位时间内气体扩散的总质量 $\Delta M/\Delta t$ 与密度梯度 $d\rho/dZ$ 之间的关系为 $\Delta M/\Delta t = -DA d\rho/dZ$,式中的比例系数 D 为扩散系数,其单位为 $m^2 \cdot s^{-1}$,负号表示



几种植物叶子气孔的分布情况(单位: cm^{-2})

种名 数目	白睡莲	柞树	美人蕉	含羞草	小麦	苜蓿	苹果	马铃薯	番茄	玉米
上表皮	46000	0	0	18700	4700	16900	0	5100	1200	5200
下表皮	0	34500	2500	30800	3200	13800	29400	16100	13000	6800

粒子向粒子数密度减小的方向扩散, A 是流体垂直于 Z 方向的截面积。

每一个生命系统都可以分成许多组织,组织由细胞组成,细胞之间及细胞与外界之间都由细胞壁和细胞膜分隔开,这些系统常常是通过扩散来交换物质的。

图为树叶的局部横切面,表皮细胞呈长方形,排列整齐而紧密,无胞间隙,表皮上有气孔,一般下表皮比上表皮多,有的植物叶的上表皮无气孔,但浮在水面上的叶子,气孔则分布在上表皮。气孔是植物体进行气体交换和水分蒸腾的门户。

每片植物的叶面都有数量可观的气孔,这些气孔便是细胞中的水汽蒸发到大气中的通道,图中右侧是某个气孔的放大图, ρ_1 、 ρ_2 、分别为大气及叶内的水汽密度, L 为气孔厚度,箭头表示水汽分子扩散方向。设水汽扩散系数 $D = 2.4 \times 10^{-5} m^2 \cdot s^{-1}$,气孔截面积 $A = 8.0 \times 10^{-11} m^2$,气孔厚度 $L = 2.5 \times 10^{-5} m$, $\rho_1 = 0.011 kg \cdot m^{-3}$, $\rho_2 = 0.022 kg \cdot m^{-3}$ 。由菲克定律知,一个气孔每小时向外扩散的水汽的质量为 $m = DA(\rho_2 - \rho_1)t/L = 3.04 \times 10^{-6} g$ 。若植物叶表面积为 $10 cm^2$,每平方厘米叶面上的气孔约为 10^4 个,则一片叶子在1小时内向外扩散的水汽的质量约为 $0.304 g$,1天内可向外扩散的水汽质量约为 $7.2 g$,一棵大树有很多叶片,其散失水分的质量更是可观,这对空气湿度的调节必将起到举足轻重的作用。同时,由于水的汽化热很高,在烈日下,

植物叶片将蒸发出更多的水汽,吸收更多的汽化热,使气温得到充分的调整。

因此,植物叶面的水分散失对空气湿度和温度的调节必将起到

耗,三维光子晶体比较容易制成,因此光子晶体比左手材料更容易实现红外和光学频率下的应用。

新材料往往伴随着新现象的出现和新技术的发展;随着负折射率材料的发展,许多原有的诸如光刻蚀技术、近场光学显微仪、光学显示器技术也将得到

新的发展。左手材料元件可以很方便地对微波进行滤波、调控与聚焦,它还有可能用于新型波导和光纤。如果使得产生负折射系数的光波频段扩展到可见光领域,则将会出现更多的新颖的光学效应。

(江苏南京解放军理工大学理学院数理系 210007)