文章编号 2095-1531(2017)01-0098-16

太赫兹偏振测量系统及其应用

鄂轶文[1],黄媛媛[2],徐新龙[2*],汪 力[1]
(1. 中国科学院 物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室,北京 100190;
2. 西北大学 光子学与光子技术研究所
光电技术与功能材料国家重点实验室培育基地,陕西 西安 710069)

摘要:麦克斯韦方程中的介质响应特性一般由本构关系中的介电函数 $\varepsilon(\omega)$ 和磁导率 $\mu(\omega)$ 来描述,对于介质中传播的电磁场,通常存在两个独立的本征传播模式,它们是齐次麦克斯韦方程组的特解,各自具有特定的色散关系和偏振态。如果介质中传播的电磁场为两个本征模分量的线性迭加,其偏振态将会随着传播的过程而改变。常见的现象有各向异性晶体中的双折射、超材料中的偏振调制效应、自然界中手性材料的旋光响应以及外磁场作用下产生的 Faraday 效应等。本文从测量方法、数据处理、测量精度等方面介绍太赫兹时域偏振检测系统及其发展状况,特别是利用线栅、超材料以及光学手段调制太赫兹电场偏振态的方法。对近几年太赫兹偏振检测系统在分析手性超材料、太赫兹圆二色谱以及 Faraday 效应等实验中的应用进行了总结和讨论。最后展望了太赫兹偏振检测系统未来进一步的发展空间及应用前景。

关 键 词:太赫兹光谱;偏振检测;超材料;调制
中图分类号:O441;TB97 **文献标识码**:A doi:10.3788/CO.20171001.0098

Polarization sensitive terahertz measurements and applications

E Yi-wen[1], HUANG Yuan-yuan[2], XU Xin-long[2*], WANG Li[1]
(1. *Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100190, *China*;
2. *State Key Laboratory Incubation Base of Photoelectric Technology and Functional Materials, Institute of Photonics & Photon-Technology, Northwest University, Xi'an* 710069, *China*)
* *Corresponding author E-mail: xlxuphy@nwu.edu.cn*

Abstract: In Maxwell equations, the electromagnetic response of a medium is usually described by permittivity $\varepsilon(\omega)$ and permeability $\mu(\omega)$ in constitutive relations. For an electromagnetic field propagating in a medium, there exist two independent eigen modes in general, each of which is a special particular solution of Maxwell e-

收稿日期:2016-10-27;**修订日期**:2016-11-17
基金项目:国家重点基础研究计划(973 计划)资助项目(No. 2014CB339800);国家自然科学基金资助项目(No. 11374240, No. 11374358);教育部博士点基金资助项目(No. 2013101110007)
Supported by National Key Basic Research Program(No. 2014CB339800); National Natural Science Foundation of China(No. 11374240, No. 11374358); Ph. D. Programs Foundation of Ministry of Education of China(No. 201310110007)

quations, satisfies a unique dispersion relation and keeps its own polarization during propagation. If a traveling electromagnetic field is a linear superposition of the two eigen modes, its polarization will constantly change as propagating in medium, such as birefringence in anisotropic crystals, polarization modulation in metamaterials, optical activity in natural chiral materials and external magnetic field induced Faraday effects, *etc*. In this review, terahertz time-domain polarization measurement system is introduced, including principle, data processing and measurement accuracy. Polarization modulation using wire grid polarizer, metamaterial and other optical methods are discussed in detail. The applications of the polarization measurement system are reviewed in analyzing properties of chiral metamaterials, terahertz circular dichroism spectroscopy and Faraday effects. Finally, we give a brief comment on the future development and prospect of the polarization sensitive terahertz measurement technique.

Key words: terahertz spectroscopy; polarization measurement; metamaterial; modulation

1　引　言

太赫兹(Terahertz, THz)波,指频率在 0.1 THz 到 30 THz 之间的电磁波,在频谱上位于红外和微波之间[1]。在过去的30 年,关于太赫兹与物质相互作用的研究随着太赫兹时域光谱系统(Terahertz Time Domain Spectroscopy)的发展而得到长足的进步。通过太赫兹时域光谱系统可以直接获得太赫兹电场的时域脉冲波形,再经傅立叶变换得到太赫兹电磁脉冲频域的振幅与相位信息,从而不需要 Kramers-Kroning 关系就可以得到材料的复介电常数[2]。由于太赫兹波对玻璃、陶瓷、塑料等介电材料和非极性液体有良好的穿透性,并且可以显示由于材料物性不同而产生的对比度,太赫兹技术在安检以及无损探测等方面也展现了广阔的应用前景[3]。利用太赫兹光谱研究晶体的晶格振动[4]、生物小分子的转动以及大分子的振动能级[5]、半导体的带间跃迁以及载流子等特性,也引起了研究人员的极大兴趣。随着超材料(Metamaterial)技术的发展[6],通过设计超材料的单元结构,利用其电磁共振响应对太赫兹波进行调制,可获得自然材料无法实现的电磁响应特性,使得负折射、亚波长分辨成像,完美透镜等成为可能[7]。最近几年,在太赫兹领域有很多突破性的进展。例如利用高功率激光脉冲通过非线性晶体[8]、空气等离子体[9]等介质产生高电场强度的太赫兹脉冲(100 MV/cm),利用这样的强电场可以对载流子进行相干调制[10]并在固体中产生高次谐波[11]等非线性效应[12]。不仅如此,利用反霍尔效应产生的超快自旋电流所辐射的超宽带太赫兹脉冲(1 ~ 30 THz)[13]、频率间距仅为 80 MHz 的太赫兹频率梳[14]、通过电信号[15]以及激光[16]调控的手性结构超材料[17]等,使得太赫兹技术成为与电子学、材料学以及生物学等领域相互交叉的一门新兴学科,太赫兹技术已成为研究材料特性及特定物理过程的一种不可或缺的方法。

随着对太赫兹波进一步的研究与认识以及太赫兹时域光谱技术的普及和应用,对太赫兹测量技术的要求也越来越高。传统的太赫兹时域光谱系统只测量在一个偏振方向的电场信息,使其在研究具有偏振转换响应的物理过程时,由于不能获得电磁响应的全部信息而受到限制。例如,当测量各向异性晶体在太赫兹波段的响应时,如果太赫兹入射电场偏振方向不在晶体主轴方向或者对于宽频的入射场存在主轴取向色散时,该电场则不能作为电磁响应的单一本征模式在晶体中传播,导致透射(反射)电场的偏振态由于本征模式之间介电常数的不同而发生变化。所谓电磁响应的本征模式是指当电磁场与物质相互作用的过程中,该电磁场模式在界面透射、反射以及在介质内传播时遵从特定的色散关系并保持其偏振态不变。通常,物质对电磁场的响应用本构关系来描述[18]。通过解 Maxwell 方程与本构关系联立的方程组,即可以得到该物质电磁响应的本征模式

特性及其色散关系。本征模式一般为一组完备基矢,其性质决定于样品的对称性及样品的物理特性等。对于非各向同性样品来说,本征模式之间的介电常数通常不相同。当入射电场不能作为本征模式与物质相互作用时,该电场的偏振态一定随着传播的过程改变。

另外,大多数生物聚合物,例如蛋白质、DNA、RNA 等都会折叠成较大的宏观手性分子。手性分子的结构本身不具有镜面对称性,其镜面投影的分子是与之手性相反的对映体。互为对映体的分子所表现的大多数化学与物理性质相同,但在生物体中的活性存在非常明显的差异[19]。区分和鉴别手性分子对制药、生物监测等方面有着重要的意义。当电磁波与手性介质相互作用时,由于该介质中存在直接的磁电耦合,本构关系发生变化。使得电磁响应本征模式由线偏振光转为圆偏振光,且对于左旋与右旋圆偏振光有不同的折射率与吸收系数。当线偏振光透过手性介质时,其偏振主轴方向和椭圆率均会发生变化。透射电场偏振方向随波长的变化关系称为 ORD(Optical Rotation Dispersion)谱;对于左旋与右旋偏振光的吸收的差别随波长变化为 CD(Circular Dichroism)谱,ORD 谱与 CD 谱在数学上互为 Kramers-Kroning 关系。在紫外和可见波段测量手性样品的 ORD 谱及 CD 谱已经成为生物、化学研究手性材料结构的重要方法之一。由于光频能量相对较高,所激发的响应大多为分子电子态的跃迁,而太赫兹波对分子的转动及振动能级更为敏感,这也使得太赫兹有潜力成为相对其它波段,对分子构型变化更加灵敏的监测手段。因此,测量太赫兹波段手性分子偏振响应的 CD 谱及 ORD 谱有望为鉴别分子、了解分子生物活性以及生物分子之间相互作用等研究提供有效且灵敏的测量手段。由于自然材料手性响应较弱,水对太赫兹有较强的吸收以及偏振系统精度不足等因素,使得相关研究非常有限,仍需更多的探索与尝试。在此基础上,具有手性单元结构的超材料可以通过电磁共振响应得到较强的手性,为偏振调制以及实现负折射率提供了新思路[20-22]。不论是研究自然手性材料还是人工手性超材料,若要获得完整的电磁响应信息,偏振检测手段必不可少。

另一方面,具有偏振测量能力的太赫兹时域光谱系统在实际工作中也有重要的需求。传统透射系统对被测样品有很多限制,例如被测样品需为片状,对太赫兹吸收不能太强,表面需平整而且光滑。这些限制使得透射测量对于金属、金属上的薄膜、高掺杂半导体、非片状样品等均不适用。因此,反射型太赫兹系统[23]以其特有的优势及需求也逐渐发展起来。为了得到样品的复反射率,通常利用金属镜面反射入射电场作为参考信号。但是,如果镜面与样品表面不能完全重合,即便是小于 1 μm 的误差,也会严重影响光学参数的提取精度,所以很多研究组也在如何精确控制相对位置做了不同程度的探索[24-25]。同时,人们也提出利用太赫兹椭偏仪来避免这个问题,即分别测量样品反射的 p 偏振与 s 偏振的太赫兹电场,通过计算这两个电场的复振幅比而获得材料参数[26]。以椭偏仪为基础的太赫兹反射型偏振检测系统也在逐渐发展中。

综上所述,研究与发展精度高、动态范围大的太赫兹透射(反射)时域偏振检测系统,有助于得到更加完备的电场与物质相互作用的信息,对进一步研究太赫兹和物质相互作用机理以及对太赫兹技术的应用前景有着重要的意义。本篇综述将主要讨论近几年太赫兹偏振检测技术的发展及相关成果。首先,介绍一些常用的太赫兹偏振检测方法以及透射式与反射式偏振检测系统的特点和区别。其次,讨论偏振检测的数据处理方法、限制太赫兹偏振检测系统测量精度的一些因素、以及适用于太赫兹波段的偏振片和偏振调制器件。最后,展示一些太赫兹偏振检测系统在手性超材料、CD 谱以及 Faraday 效应等研究中的应用,并展望了太赫兹偏振系统进一步的发展与应用前景。

2 太赫兹偏振检测系统

2.1 太赫兹偏振检测系统简介

偏振检测系统是指可以获得被测电磁波强度及其偏振态的系统。对于偏振光来说,最一般的情况为椭圆偏振光,线偏振与圆偏振均属于椭圆

偏振的特殊情况。偏振系统可以通过实验数据直接或间接得到电场强度,电场偏振椭圆的主轴方向、椭圆率以及旋转手性。图 1 所示是在传统太赫兹透射时域光谱系统中实现偏振检测的最常用的方法,即在被测样品前后分别插入太赫兹偏振片。其中,偏振片 P1(Polarizer 1)放置在样品前的光路中,作为起偏器规范太赫兹入射电场的偏振方向,使入射电场为线偏振电场。偏振片 P2(Polarizer 2)放置在可旋转的装置上,可精确调节旋转角度,作为检偏器将太赫兹电场投影到不同偏振方向以便进行探测。为方便计算,一般会选择互相垂直的两个方向。偏振片 P3(Polarizer 3)用于规范进入测量系统太赫兹电场的偏振方向。不论是利用天线或是非线性晶体进行探测,探测效率都依赖于被测电场的偏振方向[27]。经过 P3 之后,所有不同方向偏振的被测电场都投影到相同方向,这样保证了相同的探测效率,方便数据之间进行对比及进一步处理。由于太赫兹时域系统的自身优势,只需要测量任意两个偏振方向的波形,经过傅里叶变换得到不同偏振方向电场的振幅与相位信息,就可以计算出透射电场偏振态的全部信息及其随频率的变化关系。

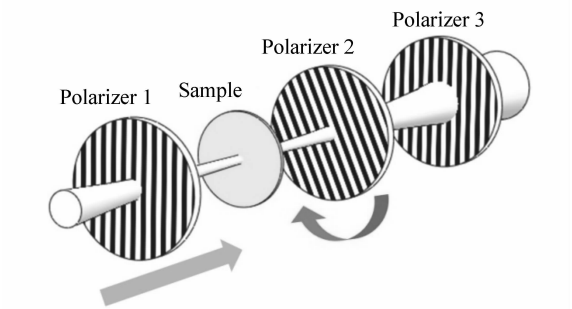


图 1　常见太赫兹偏振检测方法

Fig. 1　Usual terahertz polarization measurement method

反射式太赫兹偏振检测系统与透射系统原理相同,所测量的数据为经样品反射后的太赫兹电场及其偏振态。需要注意的是偏振检测系统与实验中常用的椭偏仪是有区别的,由于容易混淆,这里介绍各自特点以便区分。椭偏仪是在可见光波段中用于测量材料折射率的重要仪器之一,其工作原理是分别测量 s 偏振与 p 偏振经过样品反射后的电场,用于计算样品参数。如图 2 所示为太赫兹椭偏仪[28],图中的太赫兹源为光导天线,所产生的线偏振太赫兹电场的偏振方向与水平面夹角为 45°,目的是使分解为 p 偏振与 s 偏振的电场强度相当,保证不同偏振有相同的测量动态范围。电场入射到样品的入射角固定为 45°。为了提高测量精度,有时候也会选择布儒斯特角附近的角度作为入射角。在这样的安排下 s 偏振与 p 偏振的复反射率差别相对较大。在此基础上,可变入射角的太赫兹反射式偏振系统可以根据不同的样品,进行适当的角度调节,以达到更好的测量效果[29-30],但在实验系统上也增大了实现与调试难度。

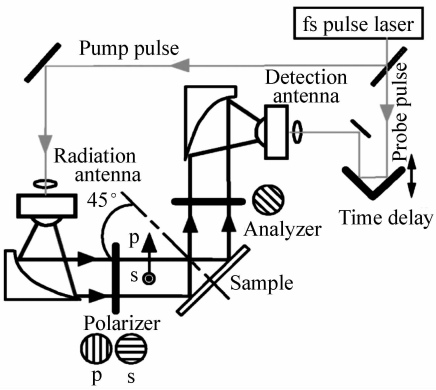


图 2　太赫兹椭偏仪[28]

Fig. 2　Terahertz ellipsometer[28]

对于可见光波段来说,在吸收可忽略不计的情况下,椭偏仪测量 s 偏振与 p 偏振在相同入射角时反射电场强度的差别,然后利用菲涅尔公式计算材料在该波长的折射率[31]。对于太赫兹椭偏仪来说,由于可以直接记录反射电场的振幅和相位信息,所以通过 s 偏振与 p 偏振复反射率的差别,不需要测量参考信号就可以计算出样品的折射率与吸收系数。值得注意的是,椭偏仪中测量所用样品必须是各向同性的样品,保证 s 偏振与 p 偏振经样品分别反射后仍为线偏振电场。

但是对于非各向同性样品,以下两种情况并不适合用椭偏仪进行测量。一是被测样品为各向异性晶体,即便 s 偏振与 p 偏振电场可以作为本征模式在界面反射,但由于样品的各向异性导致 s 偏振与 p 偏振电场分别对应数值不相同的两个主轴复折射率,这时则需要额外的测量才能确定

样品参数。二是s偏振与p偏振不能作为电磁响应的本征模式在界面反射。当s偏振入射时,反射电场不再是线偏振光,而同时包含p偏振分量,反之亦然。这时,不同偏振入射时,要利用偏振检测技术分别测量偏振转换情况,根据样品电磁响应的本征模式计算材料参数。由于偏振检测系统与椭偏仪都涉及到如何测量不同偏振的太赫兹电场,在技术上有相同之处,只是在实验安排上略有不同,实验中需根据不同的实验目的与需求而选择适用的实验系统。

2.2 太赫兹偏振检测系统数据处理方法

完整描述电场偏振态有以下几个参数[32](如图3所示):(1)椭圆长短轴 a 和 b,描述主轴电场强度,且长短轴的相位之间相差 ±90°,正负号决定了电场在传播时椭圆轨迹的旋转方向即手性;(2)椭圆主轴方向,图中用长轴与 x 轴的夹角 ψ 来表示;(3)椭圆率 χ,$\tan(\chi) = b/a$,其意义与椭圆的离心率相同,绝对值越大越接近于圆,越小椭圆则越扁。对于线偏振与圆偏振其椭圆率分别为0和1。

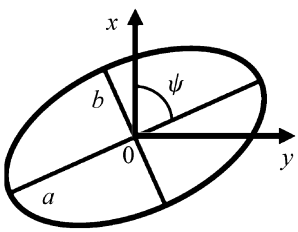


图3 任意电场偏振椭圆

Fig. 3 Arbitrary electric field ellipse

对于任意电场,都可以表示为两个不同方向线偏振电场的叠加。如果实验中测得同一电场在两个不同偏振方向的投影,就可以算出该电场偏振态的全部信息。假设实验中测得电场在 x 轴与 y 轴的投影分别为:

$$E_x(\omega) = A_x(\omega)e^{i\varphi_x(\omega)}, \quad (1)$$

$$E_y(\omega) = A_y(\omega)e^{i\varphi_y(\omega)}, \quad (2)$$

式中,A 和 φ 分别表示被测电场的振幅及相位,若定义 $\alpha = A_x/A_y$,$\delta = \varphi_x - \varphi_y$,则主轴偏振方向以及椭圆率分别为:

$$\psi = \frac{1}{2}\arctan\left[\frac{2\tan(\alpha)}{1-\tan^2(\alpha)}\cos(\delta)\right], \quad (3)$$

$$\chi = \frac{1}{2}\arcsin[\sin(2\alpha)\sin(\delta)]. \quad (4)$$

再根据主轴偏振方向,就可以将被测电场经过坐标变换得到电场在主轴方向的强度 a 和 b,至此便得到了被测电场的全部信息。由于太赫兹脉冲是宽频的,所以经过这样处理都得到的数据均是频率的函数。

利用太赫兹时域系统提取样品参数时,若电场偏振态经过样品后不发生变化,说明入射电场可以作为该样品电磁响应的本征模式,只要按照传统的方法提取复折射率即可。这里一定要强调的是样品复折射率($\tilde{n} = n - i\kappa$)是针对电磁响应的本征模式而定义的,它描述了电磁场与样品相互作用时对于特定频率、特定偏振的色散(n)与吸收(κ)的性质。若发生偏振转换效应,应将入射电场按照电磁响应的本征模式分解之后,再分别对每个本征模式进行参数提取。

2.3 太赫兹偏振检测系统测量精度

由上面讨论可知,如果想要得到被测电场偏振态的全部信息,至少要测量电场在两个不同方向的投影。这里限制太赫兹偏振检测精度的主要因素是太赫兹偏振片的消光比以及平移台的复位误差。太赫兹波段的偏振片与光频等波段的偏振片相比,消光比相对较差。在测量中,经过偏振片的电场理想情况应为线偏振电场,但实际情况并非如此,所以会引入误差。如果想提高消光比,最简单的方法是在光路中放置两个或者多个设置相同的偏振片。另外,测量时域波形时通常利用平移台调节探测光与太赫兹脉冲之间的相对相位。每记录一个波形,平移台都要扫过一段距离,然后重复这个过程。由于任何平移台都有复位误差,即便误差只有1 μm,也会导致每次测量电场的相位有2.4°的相位不确定性,且该相位的符号是随机的。该误差在后续数据处理中会对数据准确度造成严重影响。为了避免多次测量平移台引入的误差,可以在实验中通过旋转偏振片配合实现平移台只单方向扫描一次,同时测得电场不同方向的投影。

如图4所示为反射型太赫兹偏振检测系统[33],为了提高测量精度,避免平移台往返扫描,该系统样品后的偏振片(RWGP)匀速旋转,使得太赫兹脉冲强度被周期调制。之后,将被测信号

同时传输于两个锁相放大器,利用相同频率但不同相位的参考信号,可以同时获得不同角度投影的太赫兹电场。

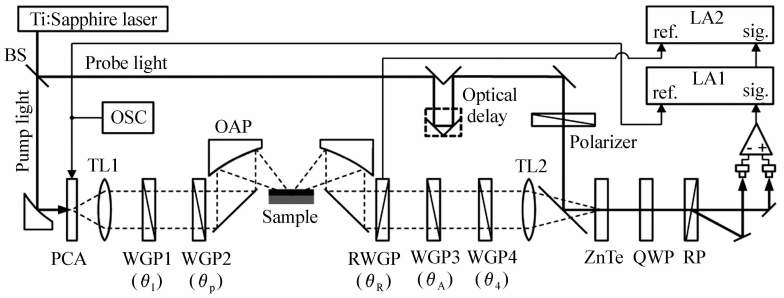


图 4　双锁相放大器反射型太赫兹偏振检测系统示意图[33]

Fig. 4　Diagram of terahertz polarization measurement reflection system with double lock-in amplifiers[33]

2.4　其他太赫兹偏振探测方法

前面介绍的常用太赫兹偏振检测方法是利用太赫兹偏振片来实现的,因此测量精度最终受限于偏振片的消光比及透过率等特性。利用其它偏振敏感的探测方法,不仅可以同时测量太赫兹电场完整的偏振态,而且能使测量精度不受限于偏振片。例如,利用空气等离子体作为非线性介质测量太赫兹电场时,给等离子体加相互垂直的两组横向电压,其中一组为余弦电压,另一组为正弦电压。再将探测光经 $\lambda/4$ 波片转为圆偏振光,这样设置后所测光电流的大小与太赫兹电场的强度以及电场偏振方向与偏压电场之间的角度相关联。通过数据处理,只需一次测量就可以获得太赫兹脉冲的强度和偏振方向[34]。又如,利用光导天线探测太赫兹时,可在传统两个电极的光导天线上再增加一个或者两个电极,分别形成三触点[35-36]或者四触点天线[37],通过测量不同的电极之间的光电流从而获得太赫兹电场的偏振信息。利用电光晶体探测太赫兹时,所测光电流与晶体的非线性系数、探测光的偏振以及被测电场的偏振均有关系[38]。Nemoto 等人[39]利用光弹调制器周期性调制探测光的偏振,再利用晶向为 <111> 的 GaP 晶体进行光电检测。根据晶体对称性及其光电系数,可以得到被测电场偏振与探测光偏振之间的关系,从而得到被测电场的偏振态。该系统测量太赫兹电场主轴方向的偏振角度,精度可以高达 0.1 mrad。

3　太赫兹偏振调制器件

随着太赫兹偏振系统精度的不断提高,对于成本低、高消光比、高透射率、宽频带的太赫兹偏振器件的需求不断增加。同时,随着太赫兹时域光谱系统中太赫兹源的频宽不断增加,频率间色散的影响导致在有效频段内制作宽频器件的难度也不断增大。相比于红外或者可见光波段,太赫兹波段的偏振片在种类和性能等各方面都仍有较大差距。

3.1　太赫兹偏振片

目前最常用的太赫兹偏振片是由等间距排列的金属线制成的线栅(如图 5 所示)。当电场经过线栅,投影到金属线方向的电场会被吸收或者反射。由于线栅的直径远小于波长,垂直于线栅方向的电场将会透射。因此,理想情况下经线栅透射的电场是与线栅方向垂直的线偏振电场。线栅的消光比主要取决于金属线的宽度 a、金属材料的复折射率以及金属线的周期 g。按照这样的原理制成的偏振片,一般可以分为无基底(图 5(a))[40]和有基底(图 5(b))[41]两种。前者损耗小,但在制作过程中要保证每条金属线之间的间距相同比较困难[42],所以成本较高,且重复性相对较差。在此基础上提出了在基底上沉积金属线的方法,大大降低了制作成本并且保证了样品之间的重复性。但基底的存在会损耗一部分透射的

电场能量,降低转换效率。不论有无基底,线栅偏振片的消光比通常可以达到 30 dB。

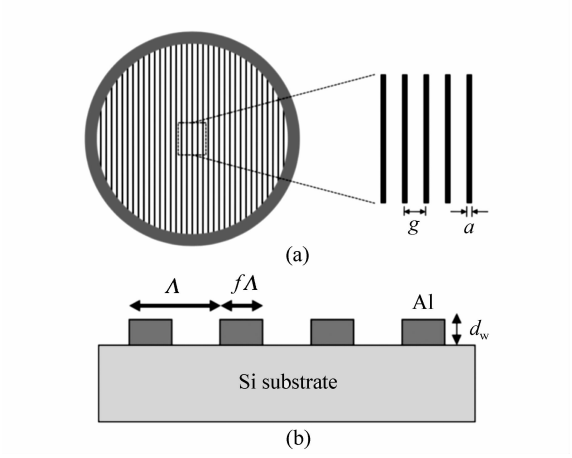


图 5 (a)无基底[40]和(b)有基底[41]的太赫兹金属线栅偏振片

Fig. 5 Terahertz metal wire grid polarizer (a) without[40] and (b) with[41] substrate

除了利用金属以外,排列整齐的碳纳米管(CNT)也可以用来制作太赫兹波段的偏振片[43]。Akima 等人在实验中证实,排列后的碳纳米管在红外波段表现出了很强的各向异性[44]。之后,Ren 等人[45]利用碳纳米管制成太赫兹偏振片。若三层叠加使用,消光比从 0.4 到 2.2 THz 可以达到 30 dB,与金属线栅的效果相当。我们利用 800 nm 泵浦 - 太赫兹探测技术,研究了太赫兹电场、泵浦光和部分排列的碳纳米管之间 4 种不同偏振设置下的太赫兹介电响应[46]。实验证实不论泵浦光偏振方向如何,只会调制与碳纳米管平行的太赫兹电场强度。碳纳米管具有偏振方向选择性的调制特点,为制作太赫兹偏振片等超快调制器件提供了实验依据。

利用液晶[47]等其他材料制成的偏振片都处在实验阶段,离实际应用还有较大差距。

3.2 基于超材料的太赫兹偏振调制

超材料通过设计亚波长单元结构产生特定频率电磁共振响应,从而实现对电磁波的调制[48]。由于其结构可根据需要而设计,调制更加灵活。利用超材料调制太赫兹电场偏振态大致可以分为两种思路[49]。一是利用超材料电磁响应本征模式之间响应函数的差别,造成不同本征模式之间在与超材料相互作用之后有一定的相位差,从而获得所需的电场偏振态。二是使所需的偏振态作为超材料电磁响应的本征模式与其相互作用,其他本征模式由于损耗较大,使得透射场只剩所需偏振态电场。

Cong 等人[50]利用“双圆链”(Double Ring Chains)作为单元结构制作超材料对太赫兹电场进行偏振转换。在只改变单元结构相对尺寸的情况下,实现了线偏振与线偏振、线偏振与椭圆偏振之间的转换。但由于超材料通常都是利用电磁共振响应实现对电磁波的调制,调制频率往往仅限于共振频率附近,很难实现较宽波段的调制。即便通过特殊设计实现较宽频率的偏振调制,结构往往也相对复杂[51],增加了制作难度和成本。不仅如此,亚波长的单元结构通常都是由金属制成的,调制电场的同时也伴随着对电场能量的损耗,从而降低转换效率。上述缺点使得超材料在偏振调制方面的应用受到了一定限制。因此,一些可以动态调制的器件也应运而生。

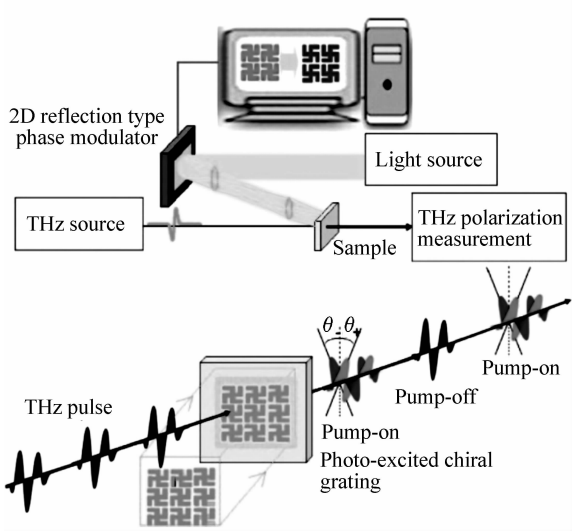


图 6 利用半导体空间光调制器调节太赫兹电场偏振态[52]

Fig. 6 Modulate terahertz electric field polarization state with semiconductor spatial light modulator[52]

Kanda 等人[52]利用 800 nm 激光将单元结构图像成像到硅片上,如图 6 所示。由于 800 nm 激光可以在硅片中激发光生载流子,使得硅片的电导率发生变化,从而实现类似于超材料的性质。利用该样品对太赫兹电场的偏振态进行调制,其

优点在于对不同的调制效果可以通过改变成像图形来灵活调节。Kan 等人[53]在硅表面沉积 45 nm 厚的金,刻蚀为周期排列的螺旋结构(图 7(a)),再利用金结构当作掩膜板将结构中的没有被金覆盖的硅腐蚀掉,从而形成在硅基底上悬空且周期排列的平面螺旋结构,随后将样品封装到具有两层结构的气室中(图 7(c))。通过改变每一层的气压,使得平面螺旋结构在气压的作用下发生变形而形成立体结构。单元结构的变形方向及变形量可以通过气室之间的压力差进行调节。实验中测量了该器件太赫兹透射电场偏振态的随器件变形的特点,图 7(b)为实验测量示意图。该器件不仅实现了偏振转换性质的连续可调,而且也同时实现了单元结构手性之间的灵活切换。

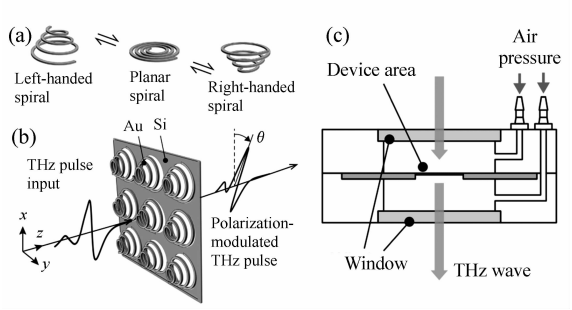


图 7　利用气压制动调制超材料单元结构变形量以及手性特征[53]:(a)单元结构及其两种变形模式(b)实验示意图(c)通过气压控制单元结构变形量的原理图

Fig. 7　Using a pneumatic force to modulate deformation of unit cell structure and chirality[53]; (a) unit cell and its two deformation modes, (b) experimental Diagram, (c) a schematic diagram of the pressure application for changing the deformation

3.3　其他调制太赫兹偏振的方法

对于一些利用特定偏振态的太赫兹电场来进行调制的实验,需要对宽频的太赫兹脉冲进行偏振调制。获得圆偏振或任意所需偏振态的太赫兹脉冲,有利于太赫兹技术在激发材料电子自旋、载流子相干调控等实验中的应用。前面介绍的偏振调制方法,均不能实现完全圆偏振的太赫兹脉冲。下面介绍一些在实验中已经被证实的方法。

菲涅尔菱形棱镜是利用 p 偏振经过全反射后产生的相移与 s 偏振产生的相移不同的原理而制成的。利用两次全反射使 p 偏振与 s 偏振之间的相位差为 $\pi/2$,从而可以实现相当于 $\lambda/4$ 波片的功能。该器件利用全反射的原理,受色散影响较小。因此,对宽频的脉冲调制仍有效。在太赫兹波段,可以利用高密度聚乙烯制作菲涅尔棱镜,经验证可以实现圆偏振的太赫兹脉冲[54],但该器件体积较大。太赫兹系统中利用光整流效应获得太赫兹脉冲是常用的方法之一。激发光在非线性晶体中通过非线性效应激发偶极振子产生太赫兹电场。激发光所产生的偶极子的性质决定了太赫兹电场的偏振态,而偶极子又完全取决于激发光脉

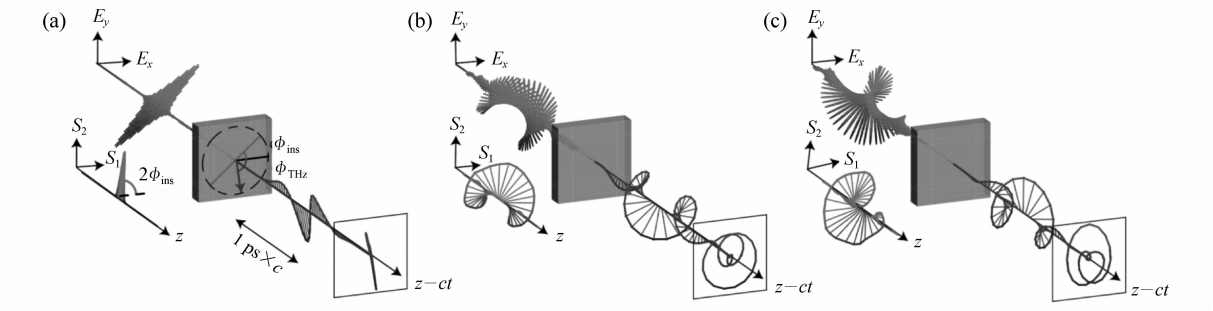


图 8　利用空间光调制器调节 800 nm 激光的偏振和强度从而获得不同偏振态的太赫兹脉冲[55];图中(a)、(b)和(c)依次为线偏振,左旋圆偏振以及右旋圆偏振太赫兹电场

Fig. 8　Using spatial light modulator to modulate intensity and polarization of 800 nm laser to generate arbitrary polarization terahertz pulse[55]; (a), (b) and (c) are linearly, left-handed and right-handed polarized terahertz electric field, respectively

冲的偏振、强度以及非线性晶体的对称性。根据所需要的太赫兹电场偏振态定制激发光的性质，从而产生特定的偶极辐射，就可以得到任意预想的太赫兹偏振电场。如图 8 所示，Sato 等人[55]利用空间光调制器（SLM）对 800 nm 激光进行强度和偏振的调制，利用 <111> 晶向的 GaP 晶体产生特定的太赫兹偏振。图 8 中显示的分别为利用该方法产生的线偏振（a），左旋（b）和右旋（c）圆偏振太赫兹电场。由于空间光调制器对激发光本身有一定的损耗，所以该方法会降低产生太赫兹的效率。

另外，利用强激光在空气中聚焦，可以将空气中分子和原子的电子直接电离从而产生空气等离子体。在激光不对称的电场中，经电离产生的电子会获得一个非零的漂移速度[56]，从而产生瞬态电流辐射太赫兹电场。经实验证明[57]，当给等离子体在垂直激光传播的方向加螺旋电压时（图 9 左），电子会在该电场作用下发生漂移，使得瞬态电流随螺旋电压旋转。因此辐射圆偏振太赫兹电场（图 9 右）。太赫兹脉冲的手性随偏压电场变化而改变。因此，如果改变所加在等离子体上的电压，偏振态也会随之改变。从而获得偏振态可以任意调节的太赫兹脉冲。

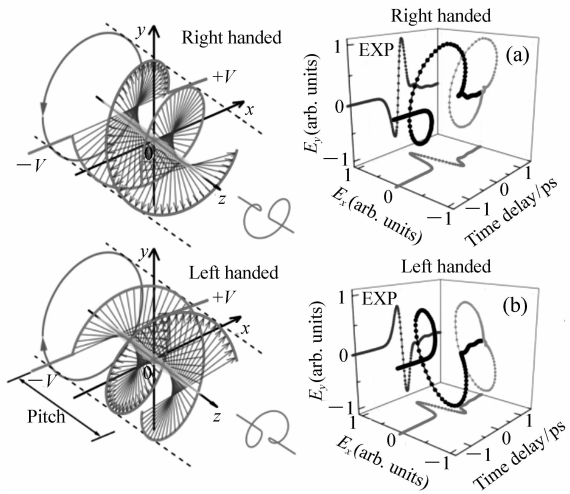


图 9 空气等离子体加螺旋电场（左）后辐射圆偏振太赫兹脉冲（右）[57]

Fig. 9 Appling spiral electric filed (left) on air plasma to radiate circularly polarized terahertz pulse (right)[57]

4 太赫兹偏振检测系统的应用

4.1 超材料偏振研究中的应用

超材料除了可对太赫兹电场进行偏振调控以外，还可以实现负折射率等其他自然材料不具备的新奇特性。最初提出实现负折射率的方法是分别通过电共振及磁共振在相同频率处同时实现负介电常数（ε）和负磁导率（μ）[58]。然而在相同频率同时实现磁共振和电共振有一定难度。随着人们对超材料认识的发展，提出了利用手性超材料实现负折射率的方法[59-60]。手性超材料由于存在电磁耦合，一般以左旋和右旋圆偏振或者椭圆偏振电磁波作为电磁响应的本征模式，且不同手性本征模式之间具有不同的折射率 $n_{\mathrm{eig}} = n \pm \kappa$[61]，其中 κ 表示由于手性特征引入的折射率的差别，手性越强 κ 值越大。因此，如果 κ 值大到一定程度可以使得其中一个本征模式实现负折射率。另外，很多超材料也展现出了各向异性，双折射等特性。这些性质都会使太赫兹电场的偏振态发生变化，所以利用偏振系统研究手性超材料是必不可少的。

Zhou 等人[62]制作了如图 10 所示的双层“万字型”超材料，上下两层图形为手性相反的图形，尺寸略有不同。其中“万字型”结构由 200 nm 厚的金形成（黄色），在底层结构与基底之间有方形的 600 nm 厚的本征硅（图（e）中深紫色，（f）中浅灰色），两层之间的间隔层为 10 μm 厚的蓝宝石，可以同时透过太赫兹电场和 800 nm 激光。因此，可以通过 800 nm 激光通过产生光生载流子对底层样品的电导率进行调制。实验中光强最强为 40 μJ/mm^2，此时硅的电导率可以达到 5×10^4 S/m。如图 10（a）、（b）中所示，在不同强度光照调制下，左旋与右旋圆偏振光的透过率随调制光强度变化而变化。图 10（c）、（d）表示了不同强度调制下太赫兹电场的主轴方向及椭圆率。在没有调制的情况下，由于手性系数 κ 在共振附近较大，导致左旋圆偏振电场在 0.7 THz 附近的折射率以及右旋圆偏振电场在 1.1 THz 附近的折射

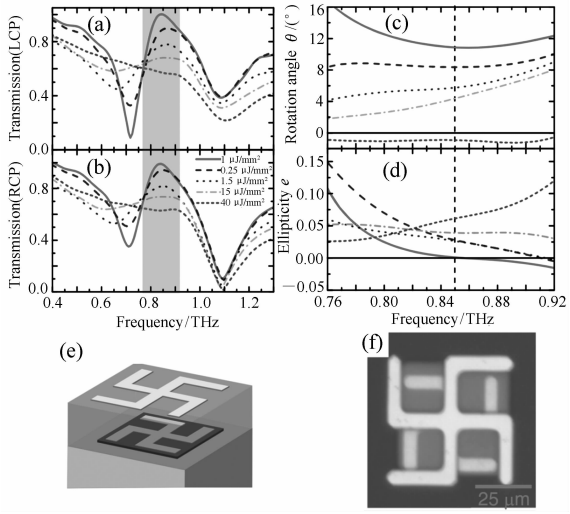


图 10　双层手性材料实现负折射率并利用 800 nm 激光进行调制[62]

Fig. 10　Negative refraction index realized by double layer chiral metamaterial and modulate the value using 800 nm laser[62]

率为负值。随着 800 nm 激光光强逐渐变强,硅的导电率不断提高,底层结构的手性系数 κ 逐渐下降。当激光强度为最强值时,圆偏振电场的折射率均为正值。该实验实现了光控可调的负折射率手性超材料。

Singh 等人[63]对手性结构超材料不同面入射的性质进行了研究,如图 11 所示为实验所得透过率和模拟计算结果的对比。设入射与透射电场分别为 $E1$ 与 $E2$,t 为电场透过率,用‘ + ’表示右旋圆偏振光,‘ - ’表示左旋圆偏振光。则有 $E2_+ = t_{+-}E1_-$,$E2_- = t_{-+}E1_+$。定义能量透过率 $T = |t|^2$。从图中可以看出,实验结果和模拟结果都证明了不论从哪一面入射时,T_{++} 与 T_{--} 始终相同,即相同偏振之间的透过率相同。但同一面入射时 T_{-+} 与 T_{+-} 不同,不同面入射时 $T_{-+} = T''_{+-}$。非对称透射的特点,可以制作不同面入射调制效果不同的器件。由于样品单元结构是长方形,有明显的各向异性且结构具有手性。左旋与右旋圆偏振之间的转换说明了圆偏振不是该材料电磁响应的本征模式。其电磁响应本征模式的特性值得进一步研究。

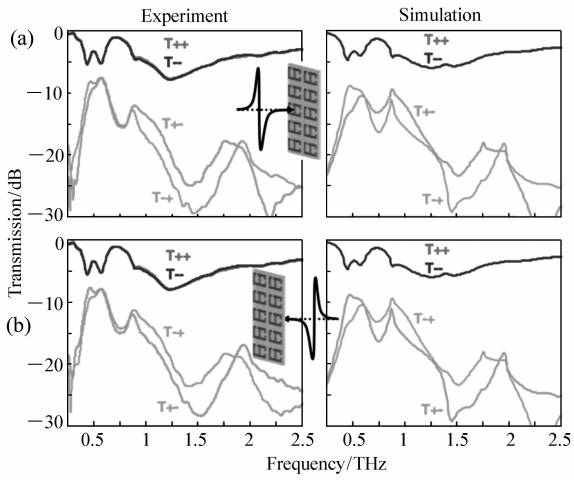


图 11　非对称透射超材料;(a)和(b)为电场分别从样品正反两面入射所得的透射谱[63],‘ ± ’表示圆偏振电场的手性

Fig. 11　Asymmetric transmission of metamaterial; (a) and (b) indicate that electric filed is incident from either side of the sample respectively[63], the sign ‘ ± ’ indicates the chirality of the circularly polarized electric field

在光频可以利用 $\lambda/2$ 波片将线偏振电场的偏振面旋转 90°得到与原来偏振方向垂直的电场。在太赫兹波段,由于波片的缺乏,一般利用线栅经过两次投影得到与之前偏振垂直的电场。理论上这样的方法最少会损失原来电场 1/2 的能量。Grady 等人[64]利用不连续的金属线栅超材料结构与背面金属层形成 F-P 腔(Fabry-Pérot Cavity)。如图 12(a)所示,当 p 偏振电场入射时,经该器件反射的 s 偏振的能量在 0.73 THz 和 1.8 THz之间转化率可以高达 80%(图 12(b))。利用类似原理,在前后表面利用相互垂直的线栅制作的为透射器件,可以得到与入射偏振方向垂直的宽频透射电场,能量转换效率超过 60%,并且对于结构的尺寸还有进一步优化的空间。若将可连续调制相位的超材料结构夹在线栅之间(图 12(c),12(d)),利用 F-P 腔多次反射增强相互作用,在 1.4 THz 观察到了几乎完全的异常折射现象(图 12(e)),并伴随电场偏振态的变化。

4.2　自然手性材料研究中的应用

生物分子的集体振动模式与构型的变化对生

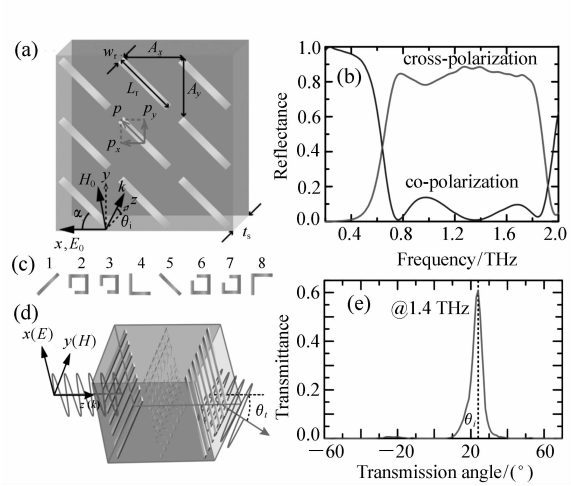


图 12 多层超材料利用 F-P 腔实现超高效率的偏振转换和异常折射[64]；图(b)为样品(a)的反射谱；图(e)为样品(d)的在 1.4 THz 的透射率随透射角的变化情况；图(c)为样品(d)中间的超材料结构

Fig. 12 Ultra high efficient polarization conversion and abnormal transmission in mutilayer metamaterial[64]; (b) is reflection spectroscopy of sample (a); (e) is the transmission of another sample (d), which depends on transmission angle. (c) is the specific structure of middle layer in sample d

物分子参与生物过程起着决定性的因素，由于特征频率一般较低，光频对于这些变化并不是非常敏感。太赫兹波有潜力成为监测大分子之间相互作用、构型变化的有效手段。Xu 等人[65]对自然手性材料的太赫兹 CD 谱进行了初步的尝试：利用自由电子激光器产生单频连续的太赫兹波，为了获得圆偏振太赫兹电场，太赫兹波被分为两束，通过其中一路的光程来调节两电场之间的相对相位，最后合成左旋或右旋圆偏振太赫兹电场。并利用该电场测量了 25 μm 厚的溶解酶水溶液样品的透射信号，通过对比样品对左旋与右旋圆偏振电场的吸收得到太赫兹 CD 信号。虽然实验中只测量了 1.53、1.98 和 2.52 THz 三个频率的数据，不能形成完全的 CD 谱，但该工作引起研究人员的广泛关注和讨论。考虑到其在生物、化学分子鉴定上巨大的潜力，在这方面还需要进行更深入的研究。

事实上，测量太赫兹 CD 谱并不一定必须将电场像光频测量时转换为圆偏振电场。由于太赫兹时域光谱仪可以同时得到振幅和相位信息，只要精确测量线偏振脉冲经过样品后电场偏振态如何变化，就可以通过本征模式分解入射场与透射场，通过计算得到 CD 谱和 ORD 谱。由于太赫兹脉冲一般为宽频，理论上一次测量就可以得到全部有效频段内的数据。

4.3 材料中 Faraday 效应和 Hall 效应研究中的应用

电磁波在介质中传播时，若在传播的垂直方向加横向磁场，透射电磁波的偏振方向会发生偏转，且偏转角度会随着磁场的增强而增加，该现象为 Faraday 效应。其原因主要是由于磁场的存在打破了样品原来的时间反演对称性，原本对角化的介电常数张量出现了非对角元，使得左旋与右旋圆偏振光在样品中的折射率和吸收不同。

太赫兹频段的物理和技术处于电子学与光学的交叉领域。太赫兹电场在样品中可以驱动自由载流子沿电场偏振方向运动，随电场方向的变化在样品中产生交流电流。当给样品加磁场时，电子在其运动垂直方向会感受到洛伦兹力的作用，产生交流 Hall 效应，从而在原来偏振垂直的方向辐射太赫兹电场。在低温下，可以认为 Faraday 效应在太赫兹波段相当于样品 Hall 效应的一种光学表现。若自由载流子在磁场的作用下与电磁波发生回旋共振，Faraday 效应也会随之增强。n-InSb[66]，graphene[67]，HgTe[68]等样品在太赫兹波段的 Faraday 效应已被实验证实，为太赫兹电场偏振的调制提供了新方案。

对二维电子气样品加强磁场后可以观察到量子霍尔效应。在直流电场下，直流 Hall 电流可以观察到平台结构，这是由于电子在样品内发生局域化而造成的[69]。当样品加频率达到太赫兹的交流电场时，在交流 Hall 电流作用下，是否电子还会发生类似局域现象并观察到平台，仍存有疑问。Ikebe 等人[70]在由 GaAs/AlGaAs 异质结构成的二维电子自由气系统中，利用太赫兹电场偏转角及椭圆率计算得到面电导随磁场的变化关系，在朗道能级填充数为 2 时观察到了 Hall 电流的

平台结构,从而通过实验验证了高频交流电子的局域效应。当入射电场偏振方向在x方向时,由于 Faraday 效应,会在透射电场中测量到y方向投影的电场。如图 13(a)所示是y方向太赫兹电场随磁场的变化。随着磁场的增强电场振荡频率也逐渐变高。图 13(b)是电场主轴方向以及椭圆率随磁场的变化。图中圆点为实验数据,实线是由经典 Drude 模型计算得到的结果。图中所示共振频率即为回旋共振频率,可以看出在共振附近 Faraday 效应较强,随着磁场的增加共振频率发生蓝移。

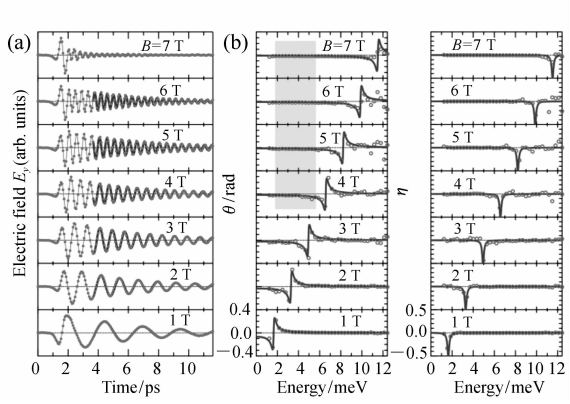


图 13　GaAs/AlGaAs 异质结的 Faraday 效应[70];(a)y方向太赫兹波形随磁场强度变化的情况;(b)太赫兹频段偏振方向以及椭圆率随磁场变化的情况

Fig. 13　Faraday effect in GaAs/AlGaAs heterojunction[70]; (a) THz waveform in y direction measured with indicated magnetic field; (b) corresponding polarization direction and ellipticity

Shimano 等人[71]对单层 graphene 也进行了上述类似的实验。如图 14 所示为 Faraday 偏转角随磁场的变化情况,其中红色实点为电场在 1 THz 的实验结果。可以看到,磁场在增加到 0.7 T 之前,太赫兹电场偏转角随磁场增加而增加。在 0.7 T 之后继续增加磁场,偏转角逐渐减小。这是由于回旋共振频率随磁场的增加而不断增加,磁场为 0.7 T 时共振频率约为 1 THz,之后再增加电场,共振频率逐渐偏离,导致 Faraday 效应减弱,旋转角度减小。实验中分别测量了费米能级为 60 meV(图(a))和 70 meV(图(b))的石墨烯样品,在后者数据中可以明显的看到有平台结构。

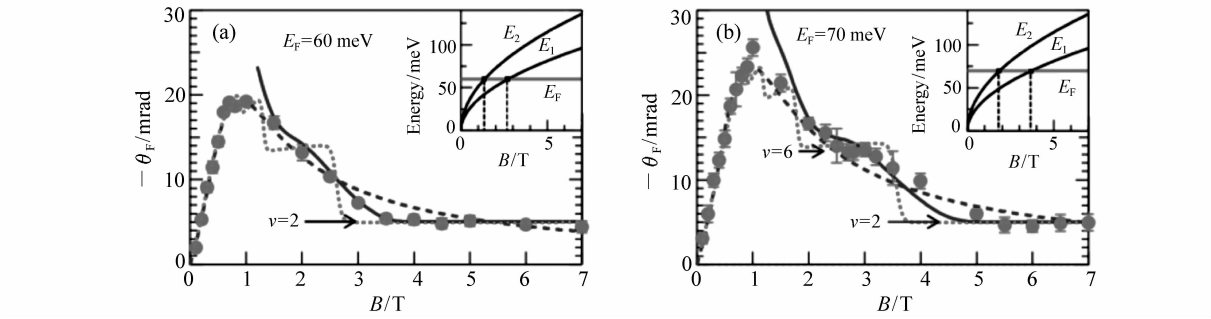


图 14　费米能级分别为 60 meV(a)和 70 meV(b)单层石墨烯的量子 Hall 效应[71]

Fig. 14　Quantum Hall effect of single layer graphene with 60 meV(a) and 70 meV(b) Fermi energy respectively[71]

5　结束语

通常在实验中通过测量电磁响应函数来研究电磁波与物质的相互作用。晶体结构的对称性、材料中的电磁共振、手性材料中的磁电耦合等物理特性决定了物质电磁响应的本征模式。如果入射电场不能作为样品的本征模式,则经样品相互作用后的电场偏振态均会发生变化。另外,样品界面的散射往往也伴随着偏振转换。随着太赫兹技术应用的不断扩展,太赫兹偏振系统在研究自然手性材料、超材料以及 Faraday 效应等实验中的需求也不断增加。偏振检测在提供电场偏振信息的同时,也提供了样品完备的电磁响应特性,为进一步的实验分析提供了完整且严谨的实验数据。

太赫兹偏振检测系统的发展也面临着巨大的挑战。太赫兹波段偏振器件的消光比远远低于光频的偏振器件,导致太赫兹偏振系统精度相对较低。因此目前研究的方向仅限于偏振信号较强的物理过程。随着精度的不断提高,太赫兹偏振光谱的应用会进一步扩展,例如测量微量手性介质的旋光响应等。

另外,随着太赫兹源频谱宽度的不断扩展,对频带宽、高消光比、低损耗且控制灵活的太赫兹偏振器件仍需不断的探索。另一方面,传统太赫兹系统采集数据的时间较长,但由于生物样品构型变化、载流子特性等响应弛豫时间往往较短,高效快速的偏振检测手段仍有待研究。未来,发展高精度、高效率的太赫兹偏振检测系统对于研究太赫兹与物质相互作用以及发展在生物、材料等领域的应用技术有着重要的意义。

参考文献:

[1] TONOUCHI M. Cutting-edge terahertz technology[J]. *Nat. Photonics*,2007,1(2):97-105.

[2] DORNEY T D,BARANIUK R G,MITTLEMAN D M. Material parameter estimation with terahertz time-domain spectroscopy[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*,2001,18(7):1562-1571.

[3] JEPSEN P U,COOKE D G,KOCH M. Terahertz spectroscopy and imaging-Modern techniques and applications[J]. *Laser & Photonics Reviews*,2011,5(1):124-166.

[4] SHEN Y C,UPADHYA P C,LINFIELD E H,*et al*.. Temperature-dependent low-frequency vibrational spectra of purine and adenine[J]. *Appl. Phys. Lett*.,2003,82(14):2350-2352.

[5] TAKAHASHI M. Terahertz vibrations and hydrogen-bonded networks in crystals[J]. *Crystals*,2014,4(2):74.

[6] 潘学聪,姚泽翰,徐新龙,等.太赫兹波段超材料的制作、设计及应用[J].中国光学,2013,6(3):283-296.
PAN X C,YAO Z H,XU X L,*et al*.. Fabrication, design and application of THz metamaterials[J]. ,2013,6(3):283-296.(in Chinese)

[7] SMITH D R,PENDRY J B,WILTSHIRE M C K. Metamaterials and negative refractive index[J]. *Science*,2004,305(5685):788-792.

[8] HUANG S-W,GRANADOS E,HUANG W R,*et al*.. High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate[J]. *Optics Letters*,2013,38(5):796-798.

[9] LIU K,KOULOUKLIDIS A D,PAPAZOGLOU D G,*et al*.. Enhanced terahertz wave emission from air-plasma tailored by abruptly autofocusing laser beams[J]. *Optica*,2016,3(6):605-608.

[10] KAMPFRATH T,SELL A,KLATT G,*et al*.. Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves[J]. *Nat. Photon*.,2011,5(1):31-34.

[11] SCHUBERT O,HOHENLEUTNER M,LANGER F,*et al*.. Sub-cycle control of terahertz high-harmonic generation by dynamical Bloch oscillations[J]. *Nat. Photon*.,2014,8(2):119-123.

[12] LANGE C,MAAG T,HOHENLEUTNER M,*et al*.. Extremely nonperturbative nonlinearities in gaas driven by atomically strong terahertz fields in gold metamaterials[J]. *Phys. Rev. Lett*.,2014,113(22):227401.

[13] SEIFERTT,JAISWALS,MARTENS U,*et al*.. Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation[J]. *Nat. Photon*.,2016,10(7):483-488.

[14] FINNERAN I A,GOOD J T,HOLLAND D B,*et al*.. Decade-spanning high-precision terahertz frequency comb[J]. *Phys. Rev. Lett*.,2015,114(16):163902.

[15] CHEN H-T,PADILLA W J,ZIDE J M O,*et al*.. Active terahertz metamaterial devices[J]. *Nature*,2006,444(7119):597-600.

[16] GU J,SINGH R,LIU X,*et al*.. Active control of electromagnetically induced transparency analogue in terahertz metamaterials[J]. *Nat. Commun*.,2012,3:1151.

[17] ZHANG S,PARK Y S,LI J S,*et al*.. Negative refractive index in chiral metamaterials[J]. *Physical Review Letters*,2009,102(2):023901.

[18] KONG J A. *Electromagnetic Wave TheoryJohn*[M]. Wiley and Sons Ltd,1986.

[19] BARRON L D. *Molecular Light Scattering and Optical Activity*[M]. 2nd ed. Cambridge Universtiy Press,2004.

[20] BAI B,SVIRKO Y,TURUNEN J,*et al*.. Optical activity in planar chiral metamaterials:theoretical study[J]. *Physical Review A*,2007,76(2):023811.

[21] HUANG Y Y,YAO Z H,WANG Q,*et al*.. Coupling Tai Chi Chiral metamaterials with strong optical activity in terahertz region[J]. *Plasmonics*,2015,10(4):1005-1011.

[22] 徐新龙,黄媛媛,姚泽翰,等.手性超材料的设计、电磁特性及应用[J].西北大学学报,2016,46(1):1-12
XU X L,HUANG Y Y,YAO Z H,*et al*.. The design,electromagnetic properties and applications of chiral metamaterials [J]. *J. Northwest University*,2016,46(1):1-12. (in Chinese)

[23] JEON T-I,GRISCHKOWSKY D. Characterization of optically dense,doped semiconductors by reflection THz time domain spectroscopy[J]. *Applied Physics Letters*,1998,72(23):3032-3034.

[24] NASHIMA S,MORIKAWA O,TAKATA K,*et al*.. Measurement of optical properties of highly doped silicon by terahertz time domain reflection spectroscopy[J]. *Applied Physics Letters*,2001,79(24):3923-3925.

[25] PASHKIN A,KEMPA M,NĚMEC H,*et al*.. Phase-sensitive time-domain terahertz reflection spectroscopy[J]. *Review of Scientific Instruments*,2003,74(11):4711-4717.

[26] NAGASHIMA T,TANI M,HANGYO M. Polarization-sensitive THz-TDS and its application to anisotropy sensing[J]. *J. Infrared Millimeter and Terahertz Waves*,2013,34(11):740-775.

[27] PLANKEN P C M,NIENHUYS H-K,BAKKER H J,*et al*.. Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*,2001,18(3):313-317.

[28] NAGASHIMA T,HANGYO M. Measurement of complex optical constants of a highly doped Si wafer using terahertz ellipsometry[J]. *Applied Physics Letters*,2001,79(24):3917-3919.

[29] MATSUMOTO N,HOSOKURA T,NAGASHIMA T,*et al*.. Measurement of the dielectric constant of thin films by terahertz time-domain spectroscopic ellipsometry[J]. *Optics Letters*,2011,36(2):265-267.

[30] NESHAT M,ARMITAGE N P. Terahertz time-domain spectroscopic ellipsometry: instrumentation and calibration[J]. *Opt. Express*,2012,20(27):29063-29075.

[31] TOMPKINS H G,IRENE E A. *Handbook of Ellipsometry*[M]. Norwich,NY:William Andrew Publishing,2005.

[32] GOLDSTEIN D. *Polarized Light*[M]. 2nd edMarcel Dekker Ltd,2003.

[33] IWATA T,UEMURA H,MIZUTANI Y,*et al*.. Double-modulation reflection-type terahertz ellipsometer for measuring the thickness of a thin paint coating[J]. *Opt. Express*,2014,22(17):20595-20606.

[34] LÜ Z,ZHANG D,MENG C,*et al*.. Polarization-sensitive air-biased-coherent-detection for terahertz wave[J]. *Applied Physics Letters*,2012,101(8):081119.

[35] CASTRO-CAMUS E,LLOYD-HUGHES J,JOHNSTON M B,*et al*.. Polarization-sensitive terahertz detection by multicontact photoconductive receivers[J]. *Applied Physics Letters*,2005,86(25):254102.

[36] MAKABE H,HIROTA Y,TANI M,*et al*.. Polarization state measurement of terahertz electromagnetic radiation by three-contact photoconductive antenna[J]. *Opt. Express*,2007,15(18):11650-11657.

[37] BULGAREVICH D S,WATANABE M,SHIWA M,*et al*.. A polarization-sensitive 4-contact detector for terahertz time-domain spectroscopy[J]. *Opt. Express*,2014,22(9):10332-10340.

[38] NAHATA A,WELING A S,HEINZ T F. A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling[J]. *Applied Physics Letters*,1996,69(16):2321-2323.

[39] NEMOTO N,HIGUCHI T,KANDA N,*et al*.. Highly precise and accurate terahertz polarization measurements based on electro-optic sampling with polarization modulation of probe pulses[J]. *Opt. Express*,2014,22(15):17915-17929.

[40] ADE P A R,COSTLEY A E,CUNNINGHAM C T,*et al*.. Free-standing grids wound from 5 μm diameter wire for spectroscopy at far-infrared wavelengths[J]. *Infrared Physics*,1979,19 (5):599-601.

[41] YAMADA I,TAKANO K,HANGYO M,*et al*.. Terahertz wire-grid polarizers with micrometer-pitch Al gratings[J]. *Optics Letters*,2009,34(3):274-276.

[42] COSTLEY A E,HURSEY K H,NEILL G F,*et al*.. Free-standing fine-wire grids:their manufacture, performance, and

use at millimeter and submillimeter wavelengths[J]. *J. Opt. Soc. Am.*,1977,67(7):979-981.

[43] KYOUNG J,JANG E Y,LIMA M D,*et al.*. A reel-wound carbon nanotube polarizer for terahertz frequencies[J]. *Nano Letters*,2011,11(10):4227-4231.

[44] AKIMA N,IWASA Y,BROWN S,*et al.*. Strong anisotropy in the far-infrared absorption spectra of stretch-aligned single-walled carbon nanotubes[J]. *Advanced Materials*,2006,18(9):1166-1169.

[45] REN L,PINT C L,ARIKAWA T,*et al.*. Broadband terahertz polarizers with ideal performance based on aligned carbon nanotube stacks[J]. *Nano Letters*,2012,12(2):787-790.

[46] XU X L,PARKINSON P,CHUANG K C,*et al.*. Dynamic terahertz polarization in single-walled carbon nanotubes[J]. *Physical Review B*,2010,82(8):085441.

[47] HSIEH C-F,LAI Y-C,PAN R-P,*et al.*. Polarizing terahertz waves with nematic liquid crystals[J]. *Optics Letters*,2008,33(11):1174-1176.

[48] WITHAYACHUMNANKUL W,ABBOTT D. Metamaterials in the Terahertz Regime[J]. *IEEE Photonics Journal*,2009,1(2):99-118.

[49] MARKOVICH D L,ANDRYIEUSKI A,ZALKOVSKIJ M,*et al.*. Metamaterial polarization converter analysis:limits of performance[J]. *Applied Physics B*,2013,112(2):143-152.

[50] LONGQING C,WEI C,ZHEN T,*et al.*. Manipulating polarization states of terahertz radiation using metamaterials[J]. *New J. Physics*,2012,14(11):115013.

[51] WU J,NG B,LIANG H,*et al.*. Chiral metafoils for terahertz broadband high-contrast flexible circular polarizers[J]. *Physical Review Applied*,2014,2(1):014005.

[52] KANDA N,KONISHI K,KUWATA-GONOKAMI M. All-photoinduced terahertz optical activity[J]. *Optics Letters*,2014,39(11):3274-3277.

[53] KAN T,ISOZAKI A,KANDA N,*et al.*. Enantiomeric switching of chiral metamaterial for terahertz polarization modulation employing vertically deformable MEMS spirals[J]. *Nat. Commun.*,2015,6:8422.

[54] SHAN J,DADAP J I,HEINZ T F, Circularly polarized light in the single-cycle limit:the nature of highly polychromatic radiation of defined polarization[J]. *Opt. Express*,2009,17(9):7431-7439.

[55] SATO M,HIGUCHI T,KANDA N,*et al.*. Terahertz polarization pulse shaping with arbitrary field control[J]. *Nat. Photon.*,2013,7(9):724-731.

[56] KIM K Y,TAYLOR A J,GLOWNIA J H,*et al.*. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions[J]. *Nat. Photon.*,2008,2(10):605-609.

[57] LU X,ZHANG X C. Generation of elliptically polarized terahertz waves from laser-induced plasma with double helix electrodes[J]. *Physical Review Letters*,2012,108(12):123903.

[58] RAMAKRISHNA S A. Physics of negative refractive index materials[J]. *Rep. Prog. Phys.*,2005,68(2):449-521.

[59] PENDRY J B. A chiral route to negative refraction[J]. *Science*,2004,306(5700):1353-1355.

[60] PLUM E,ZHOU J,DONG J,*et al.*. Metamaterial with negative index due to chirality[J]. *Physical Review B*,2009,79(3):035407.

[61] WANG B N,ZHOU J F,KOSCHNY T,*et al.*. Chiral metamaterials:simulations and experiments[J]. *J. Opt. A-Pure Appl. Opt.*,2009,11(11):114003.

[62] ZHOU J,CHOWDHURY D R,ZHAO R,*et al.*. Terahertz chiral metamaterials with giant and dynamically tunable optical activity[J]. *Physical Review B*,2012,86(3):035448.

[63] SINGH R,PLUM E,MENZEL C,*et al.*. Terahertz metamaterial with asymmetric transmission[J]. *Physical Review B*,2009,80(15):153104

[64] GRADY N K,HEYES J E,CHOWDHURY D R,*et al.*. Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction[J]. *Science*,2013,340(6138):1304-1307.

[65] JING X,GALAN J,RAMIAN G,*et al.*. Terahertz circular dichroism spectroscopy of biomolecules[J]. *SPIE*,2003,5268:19-26.

[66] ARIKAWA T,WANG X,BELYANIN A A,*et al*.. Giant tunable Faraday effect in a semiconductor magneto-plasma for broadband terahertz polarization optics[J]. *Opt. Express*,2012,20(17):19484-19492.

[67] CRASSEE I,LEVALLOIS J,WALTER A L,*et al*.. Giant Faraday rotation in single- and multilayer graphene[J]. *Nat. Phys*.,2011,7(1):48-51.

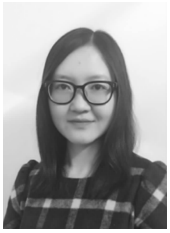
[68] SHUVAEV A M,ASTAKHOV G V,PIMENOV A,*et al*.. Giant magneto-optical faraday effect in hgte thin films in the terahertz spectral range[J]. *Physical Review Letters*,2011,106(10):107404.

[69] PRUISKEN A M M. Universal singularities in the integral quantum hall effect[J]. *Physical Review Letters*,1988,61(11):1297-1300.

[70] IKEBE Y,MORIMOTO T,MASUTOMI R,*et al*.. Optical hall effect in the integer quantum hall regime[J]. *Physical Review Letters*,2010,104(25):256802.

[71] SHIMANO R,YUMOTO G,YOO J Y,*et al*.. Quantum Faraday and Kerr rotations in graphene[J]. *Nat. Commun*.,2013,4:1841.

作者简介:



鄂铁文(1988—),女,内蒙古包头人,博士研究生,2010 年于中央民族大学获得学士学位,主要从事太赫兹与物质相互作用的研究。Email:eyiwen@iphy.ac.cn

徐新龙(1976—),男,江苏南通人,博士,教授,博士生导师,2000 年、2003 年于首都师范大学分别获得学士、硕士学位,2006 年于中国科学院物理研究所获得博士学位,主要从事超材料,纳米材料的光电性质以及太赫兹光电技术等方面的研究。E-mail:xlxuphy@nwu.edu.cn