

二维电子气等离激元太赫兹波器件

秦华^{1*}, 黄永丹¹, 孙建东¹, 张志鹏¹, 余耀^{1,2}, 李想^{1,3}, 孙云飞⁴

(¹中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所

中国科学院纳米器件与应用重点实验室, 江苏苏州 215123;

²中国科学院大学, 北京 100049;

³中国科学技术大学纳米技术与纳米仿生学院, 江苏苏州 215123;

⁴苏州科技大学电子与信息工程学院, 江苏苏州 215009)

摘要: 固态等离激元太赫兹波器件正成为微波毫米波电子器件技术和半导体激光器技术向太赫兹波段发展和融合的重要方向之一。本综述介绍 AlGaIn/GaN 异质结高浓度和高迁移率二维电子气中的等离激元调控、激发及其在太赫兹波探测器、调制器和光源中应用的近期研究进展。通过光栅和太赫兹天线实现自由空间太赫兹波与二维电子气等离激元的耦合, 通过太赫兹法布里-珀罗谐振腔进一步调制太赫兹波模式, 增强太赫兹波与等离激元的耦合强度。在光栅-谐振腔耦合的二维电子气中验证了场效应栅控的等离激元色散关系, 实现了等离激元模式与太赫兹波腔模强耦合产生的等离极化激元模式, 演示了太赫兹波的调制和发射。在太赫兹天线耦合二维电子气中实现了等离激元共振与非共振的太赫兹波探测, 建立了太赫兹场效应混频探测的物理模型, 指导了室温高灵敏度自混频探测器的设计与优化。研究表明, 基于非共振等离激元激发可发展形成室温高速高灵敏度的太赫兹探测器及其焦平面阵列技术。然而, 固态等离激元的高损耗特性仍是制约基于等离激元共振的高效太赫兹光源和调制器的主要瓶颈。未来的研究重点将围绕高品质因子等离激元谐振腔的构筑, 包括固态等离激元物理、等离激元谐振腔边界的调控、新型室温高迁移率二维电子材料的运用和高品质太赫兹谐振腔与等离激元器件的集成等。

关键词: 二维电子气; 等离激元; 太赫兹; 氮化镓

中图分类号: TP394.1; TH691.9 **文献标识码:** A **doi:** 10.3788/CO.20171001.0051

收稿日期: 2016-09-12; **修订日期:** 2016-10-11

基金项目: 国家自然科学基金面上项目 (No. 61271157); 国家自然科学基金青年科学基金项目 (No. 61505242, No. 61401456, No. 61401297); 江苏省自然科学基金青年基金项目 (No. BK20140283); 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) 资助项目 (No. G2009CB929303); 中科院知识创新工程重要方向项目 (No. KJJCX2-EW-705)

Supported by National Natural Science Foundation of China (No. 61271157, No. 61505242, No. 61401456, No. 61401297); Natural Science Foundation of Jiangsu Province (No. BK20140283); National Program on Key Basic Research Projects of China (No. G2009CB929303); Knowledge Innovation Program of the Chinese Academy of Sciences (No. KJJCX2-EW-705)

Terahertz-wave devices based on plasmons in two-dimensional electron gas

QIN Hua¹, HUANG Yong-dan¹, SUN Jian-dong¹, ZHANG Zhi-peng¹,
YU Yao^{1,2}, LI Xiang^{1,3}, SUN Yun-fei⁴

(¹Key Laboratory of Nanodevices and Applications, Suzhou Institute of Nano-Tech and Nano-Bionics, Chinese Academy of Sciences (CAS), Suzhou 215123, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³School of Nano Technology and Nano Bionics, University of Science and Technology of China, Suzhou 215123, China;

⁴College of Electronic and Information Engineering, Suzhou University of Sciences and Technology, Suzhou 215009, China)

* Corresponding author, E-mail: hqin2007@sinano.ac.cn

Abstract: Solid-state terahertz plasma devices are becoming one of the important research areas in which both solid-state microwave/millimeter-wave electronics and semiconductor laser technologies are being developed and merged towards the terahertz frequency regime. In this review, we introduce the manipulation, excitation and probing of two-dimensional-electron-gas(2DEG) plasmons in AlGaIn/GaN heterostructure, and report the recent progresses in the implementation of plasmon physics in terahertz detectors, modulators and emitters. The coupling between the plasmon modes and the terahertz electromagnetic waves in free space are realized by using grating coupler, antenna and terahertz Fabry-Pérot cavity which further modulates the terahertz electromagnetic modes and enhances the coupling. The dispersion relationship of gate-controlled plasmon modes are verified in grating-coupled 2DEG. Strong coupling between the plasmon modes and the terahertz cavity modes and hence the formation of plasmon-polariton modes are realized in a grouping-coupled 2DEG embedded in a Fabry-Pérot cavity. Based on the same grating-coupled 2DEG, terahertz modulation with high modulation depth and terahertz plasmon emission are observed. In antenna-coupled 2DEG field-effect channel, both resonant and non-resonant excitation of localized plasmon modes are observed by probing the terahertz photocurrent/voltage. A terahertz self-mixing model is developed for antenna-coupled field-effect terahertz detector and provides a guideline for the design and optimization of high-sensitivity terahertz detectors. Our studies indicate that room-temperature, high-speed and high-sensitivity terahertz detectors and the focal-plane arrays can be developed by using the non-resonant plasmon excitation in antenna-coupled field-effect channel. However, the high damping rate of solid-state plasma wave is yet the main hurdle to overcome for plasmon terahertz emitters and modulators both of which rely on the resonant plasmon excitation. The formation of high-quality-factor plasmon cavity including the solid-state plasma physics, manipulation of the boundary conditions of plasmon cavity, utilization of new high-electron-mobility two-dimensional electronic materials and high-quality, small-mode-volume terahertz resonant cavity, *etc.* would be the focus of future research.

Key words: two-dimensional electron gas; plasmon; terahertz; gallium nitride

1 引 言

太赫兹波(Terahertz wave)是人类尚未大规模应用的一段电磁频谱资源,其波长大致从 $30\ \mu\text{m}$ 到 $1\ \text{mm}$ 、频率范围在 $0.1\sim 10\ \text{THz}$ 之间,也称为“亚毫米波”和“远红外波”。太赫兹波的光子能量与固体中的声子、等离激元等元激发能量,与气体分子和有机分子的转动、振动能量,与大分子中的氢键能量相当,蕴含着丰富的物理、化学和结构信息,在材料、信息、生物医学和天文领域具有重要的科学和应用价值。然而,无论是按电子学技术路线从微波、毫米波向太赫兹频段不断提升电子器件的工作频率,还是按光子学技术路线从中红外向太赫兹频段不断提升激光器的发射波长,太赫兹光源器件均面临器件效率低、功率低或需要在低温工作等严重问题。室温工作、微型可集成的固态太赫兹器件是太赫兹技术发展的主要技术瓶颈。

经过近40年的发展,伴随着材料技术和微纳加工技术的进步,太赫兹波段的电子学和光子学技术正在快速发展。在电子学方面,先进研究项目局(DARPA)已支持推进了基于InP高电子迁移率晶体管(HEMT)的太赫兹功率放大器的研究^[1-2]。另一方面,在光子学技术领域,具有里程碑意义的进步是基于半导体能带工程的太赫兹量子级联激光器^[3-5]。与此同时,电子学和光子学技术在太赫兹科学技术领域正逐渐融合发展。超快激光和非线性光学技术更为太赫兹波谱分析和太赫兹波-物质相互作用研究提供了新的方法和技术手段,太赫兹物理和光电器件的发展日新月异。本文介绍半导体异质结二维电子气中可调等离激元在高效太赫兹器件中的研究进展和发展潜力。

固体中的等离激元(Plasmon)激发,即电荷的集体振荡模式,是凝聚态物理的重要内容,是决定固体光学特性和电学特性的重要因素。半导体异质结中二维电子气(Two-dimensional electron gas, 2DEG)支持本征的二维等离激元。通过场效应栅极电压可连续调节二维电子气的浓度及其等离激元模式,等离激元振荡频率的调节范围可达到 $0.1\sim 3\ \text{THz}$ 。远离平衡态的等离激元能够有效克

服室温下的热胀落,一直被认为是一种有望实现高效太赫兹器件的工作媒介。1977年,Allen等人通过傅里叶变换光谱(FTIR)的透射吸收信号在硅MOS反型层中首次观测并验证了二维等离激元及其色散关系^[6]。1980年,崔琦等人在高迁移率AlGaAs/GaAs二维电子气中观测到热激发等离激元产生的太赫兹发射^[7-9]。此后,美国、德国、俄罗斯、日本和法国的多个实验室广泛开展了基于等离激元的太赫兹光源和探测器的理论和实验研究^[10-16]。长期以来,固态等离激元太赫兹器件面临的主要问题在于以下两个方面。一是等离激元的损耗大;二是非平衡等离激元的电学激发效率低。

等离激元太赫兹光源器件主要有热激发^[8]和浅水波失稳^[12]两种工作机制。1995年,崔琦等人在大面积光栅栅极耦合的高电子迁移率晶体管中观察到热激发二维等离激元辐射衰减产生的太赫兹波^[9]。该器件工作时,由施加在源漏电极之间的脉宽为 $1\ \text{ms}$ 的电场脉冲激发出非平衡的热二维等离激元。2010年,日本东北大学Taiichi Otsuji等人在AlGaAs/InGaAs弹道场效应晶体管中观察到电流驱动的等离子体波失稳和太赫兹波辐射^[13]。然而热激发等离子体波的效率很低($10^{-6}\sim 10^{-5}$),因此太赫兹波辐射功率弱。Dyakonov、Shur^[12,17-22]、Kempa^[10]和Mikhailov^[11]的理论指出当电子速度超过特定的阈值时可产生等离子体波的失稳,并具有极高的电-光转换效率($10^{-3}\sim 10^{-1}$)。但是,理论预计的阈值电子速度一般大于固体中的电子饱和漂移速度或电子费米速度。因此,需要制备亚微米的高电子迁移率沟道,使电子输运进入弹道输运模式。即便如此,在固体中电子仍然不可避免受晶格和杂质的散射而达到要求的阈值漂移速度。因此,目前所获得的基于等离子体波失稳的太赫兹波发射效率也较低($< 10^{-3}$)。

在太赫兹波辐照下,太赫兹波经天线或光栅耦合到场效应栅控的二维电子气中激发等离激元,利用等离激元在场效应栅下的自混频作用产生直流电流信号,实现对太赫兹波的灵敏探测^[19-20,23-25]。根据等离激元在场效应栅控二维电子气沟道中的衰减程度,等离激元太赫兹波探测

可分为共振探测和非共振探测^[12,17-22]。共振探测^[15]利用入射太赫兹波共振激发由场效应栅极限制的局域等离子激元或由周期性光栅栅极限制的二维等离子激元。因此,共振探测需有效克服等离子激元的损耗问题。目前,共振探测可通过减小栅极长度和提高载流子迁移率得以实现,属于窄带探测,通常需在低温下工作。非共振探测^[16]允许等离子体波在沟道内衰减,在等离子激元的有效激发区域内进行场效应栅控下的自混频探测^[19-20,23-25]。因此,非共振探测的响应频率范围主要由太赫兹耦合天线的带宽决定,可获得较宽的探测频率范围^[20],并可在室温工作^[14,26]。

2000 年左右,国际上在 GaAs 基 HEMT 中分别观测到了非共振探测^[27-28]和共振探测形式^[15,29-32],之后 GaN 基^[25,33-34]、CMOS^[26,35-41]和 Graphene^[42-46]等各种场效应太赫兹探测器相继被报道。随着器件物理、材料与工艺技术的逐步完善,场效应探测器的噪声等效功率(Noise-equivalent power, NEP)不断降低,灵敏度不断提升。目前基于场效应晶体管的太赫兹探测器的 NEP 已经可以达到 $\text{pW}/\text{Hz}^{1/2}$ 量级^[33],电压响应度也可以达到几十 kV/W ^[14,40]。理论上,共振探测与非共振探测相比具有更高的灵敏度。然而,目前的研究表明由于等离子激元的高损耗,反而是非共振探测具有较高的灵敏度,并且具有探测范围宽和可在室温下工作的优点。

综上所述,等离子激元太赫兹器件面临的核心问题是等离子激元的高损耗。因此,设计制备具有室温高电子迁移率的半导体材料是需要长期攻关的材料基础问题。同时,在现有材料基础上如何构筑高品质因子的等离子激元谐振腔,如何有效检测等离子激元激发是需要深入研究的器件物理问题。室温高电子迁移率材料物理和等离子激元太赫兹器件物理问题的解决是发展高效太赫兹光源和高灵敏度太赫兹波探测器的关键。本综述以 AlGaIn/GaN 二维电子气等离子激元为对象,介绍二维电子气等离子激元的色散关系及其实验观测、基于共振与非共振等离子激元激发的太赫兹波探测、基于场效应栅控/电注入激发等离子激元的太赫兹波调制/发射的实验研究结果,对等离子激元太赫兹器件的研究现状与未来发展进行论述。

2 AlGaIn/GaN 二维电子气等离子激元

2.1 二维电子气等离子激元

作为第三代半导体重要一员的氮化镓(GaN)正在光电子、微波毫米波器件和功率电子器件等领域发挥越来越重要的作用^[47-48]。由于 GaN 材料的自发极化和压电极化,无需在 AlGaIn/GaN 异质结中进行人为的掺杂就可得到高浓度的二维电子气,并且室温电子迁移率可达到 $2\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ 左右^[49]。AlGaIn/GaN 异质结是微波毫米波器件和功率电子器件的关键材料。

本文介绍的二维电子气等离子激元太赫兹器件基于 GaN/AlN/AlGaIn/GaN 异质结结构:在 c-面蓝宝石上依次生长 $2\ \mu\text{m}$ GaN 缓冲层及沟道层、 $1\ \text{nm}$ AlN 插入层、 $22\ \text{nm}$ $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$ 势垒层和 $2\ \text{nm}$ GaN 帽层^[50]。图 1 为该材料结构的导带结构以及最低三个量子阱能级的本征波函数^[51]。3 个能级分别为 $E_1 = -136\ \text{meV}$ 、 $E_2 = 5\ \text{meV}$ 和 $E_3 = 53\ \text{meV}$,费米能级设为 $E_F = 0\ \text{meV}$ 。在室温下,最低的两个能级参与电荷输运和等离子激元激发。在低温下,主要由最低的量子阱能级参与电学输运。

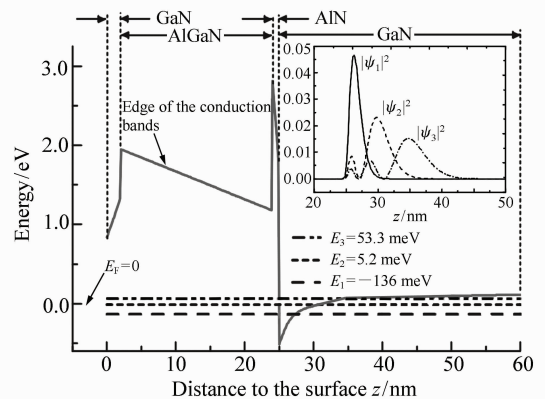


图 1 AlGaIn/GaN 异质结的导带能级结构、最低的三个量子阱能级及其电子密度分布的计算结果

Fig. 1 Calculated conduction-band diagram of AlGaIn/GaN heterostructure, the lowest three quantum states and the electron density distributions

AlGaIn/GaN 异质结二维电子气中的量子能级及其电荷密度可通过制备在其表面的肖特基栅

极的电压进行连续的调节。通过栅极电压调控栅下二维电子气的浓度进而调节等离激元的共振频率。由于栅控区和非栅控区二维电子气及其等离激元的电磁环境不同,故其色散关系有所不同。设二维电子气所在 GaN 层的介电常数为 ε_{GaN} , AlGaIn 势垒层的介电常数和厚度分别为 $\varepsilon_{\text{AlGaIn}}$ 和 d , 则等离激元的色散关系可表示为^[52]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{2m^* \varepsilon_0 \varepsilon}} q_m, \quad (1)$$

式中, ω_p 和 q_m 分别为等离激元的角频率和波矢; e 为电子电荷; n 为电子面密度, 对于缓变沟道近似, 栅控沟道电子浓度 $n = C_G (V_G - V_T)/e$, $C_G = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{AlGaIn}}/d$ 为单位栅极电容, V_G 和 V_T 分别为栅压和场效应阈值电压; m^* 为电子的有效质量; ε_0 和 ε 分别为真空介电常数和有效介电常数。栅极下二维电子气(完全屏蔽)的有效介电常数为^[53]:

$$\varepsilon_s = \frac{1}{2} [\varepsilon_{\text{GaN}} + \varepsilon_{\text{AlGaIn}} \coth(q_m d)], \quad (2)$$

无栅极调控的二维电子气的有效介电常数为^[54]:

$$\varepsilon_f = \frac{1}{2} \left[\varepsilon_{\text{GaN}} + \varepsilon_{\text{AlGaIn}} \frac{1 + \varepsilon_{\text{AlGaIn}} \tanh(q_m d)}{\varepsilon_{\text{AlGaIn}} + \tanh(q_m d)} \right]. \quad (3)$$

在实际器件中, 等离激元的波矢取决于等离子体波谐振腔的几何尺寸(如栅控区, 设其长度为 W , 则模式波矢取为 $q_m = m\pi/W$, 其中 $m = 1, 2, 3, \dots$)。本文使用的 AlGaIn/GaN 材料, $m^* = 0.2m_0$ (m_0 为自由电子质量), $d = 25 \text{ nm}$ 为总的势垒层厚度, $\varepsilon_{\text{GaN}} = 9.7$ 和 $\varepsilon_{\text{AlGaIn}} = 9.5$ 分别为 GaN 和 AlGaIn 层的介电常数。电子浓度可在 $10^{11} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 范围调节, 当栅极长度在微米量级及以下时, 等离激元频率处于太赫兹波段。

等离子体波的衰减可由寿命 τ_p 或品质因子 $Q_p = \omega_p \tau_p$ 表征。等离子体波的寿命主要由声子散射、杂质散射和辐射损耗决定: $\tau_p^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_r^{-1} + \tau_b^{-1}$ 。其中, $\tau_s^{-1} = e/m^* \mu$ 为由声子散射和杂质散射决定的载流子动量弛豫时间, 与载流子迁移率 μ 直接相关; τ_r^{-1} 为等离子体波的辐射损耗; τ_b^{-1} 为等离子体波在其传输边界上的损耗。本文使用的 AlGaIn/GaN 二维电子气在室温下的电子

迁移率约为 $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, 频率为 1 THz 的等离子体波的品质因子 $Q_p < 1$, 因此不易观察到等离激元的共振特性。当 AlGaIn/GaN 二维电子气降温到液氮温度以下迁移率提升一个数量级时, 等离子体波的品质因子可达到 10 左右。

二维电子气等离激元波矢 (10^4 cm^{-1} 量级) 与自由空间太赫兹光波矢 (10 cm^{-1} 量级) 严重失配, 需通过合适的耦合结构实现等离激元与自由空间太赫兹波的相互耦合。常用的耦合结构有光栅^[55]、偶极天线^[56] 和对数周期性天线^[57] 等。本文将介绍分别应用于太赫兹光源、调制器和探测器的光栅和偶极天线两种耦合结构。

2.2 光栅耦合的局域等离激元的激发和探测

用于太赫兹波与二维电子气等离激元耦合的光栅平面与二维电子气平面平行, 两者间距离 (d) 和光栅栅极的周期 (L) 远小于自由空间的太赫兹波长^[58]: $d, L \leq \lambda_{\text{THz}}/100$ 。入射太赫兹平面电磁波经光栅的调制在二维电子气中产生周期性调制的强局域太赫兹电场。二维电子气在局域太赫兹波电场的激励下产生特定模式的等离激元, 光栅周期或栅长决定等离激元的波矢。由前述等离激元的色散关系可知, 光栅栅极下方和光栅栅极间隙下方的等离激元的色散关系不同, 并且栅下二维电子气浓度可由金属光栅栅极上的栅极电压连续可调。因此, 光栅栅极下方可形成周期性排列的等离激元谐振腔, 其波矢由栅极尺寸决定。在特定频率的入射太赫兹波激发下, 通过栅极电压的调节可实现栅控等离激元的共振激发。

如图 2 所示的是光栅栅极耦合的 AlGaIn/GaN HEMT 结构示意图^[59]。GaN 异质结的蓝宝石衬底经减薄形成厚度为 $D = 233 \text{ }\mu\text{m}$ 的 Fabry-Pérot (F-P) 谐振腔。光栅周期为 $L = 4 \text{ }\mu\text{m}$, 栅长为 $W = 2.7 \text{ }\mu\text{m}$, 光栅总面积为 $4 \times 4 \text{ mm}^2$ 。室温霍尔测试得到的电子迁移率为 $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, 零栅压下的电子浓度为 $9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 栅控二维电子气的阈值电压为 $V_T \approx -4.4 \text{ V}$ 。

利用太赫兹时域光谱仪对温度降为 8 K 的光栅栅极耦合的二维电子气器件进行透射光谱测试。垂直于器件表面入射太赫兹波脉冲的偏振方向平行于光栅矢量。器件源漏极接地, 测得不同栅压下的透射光谱(以无器件时的太赫兹光谱为

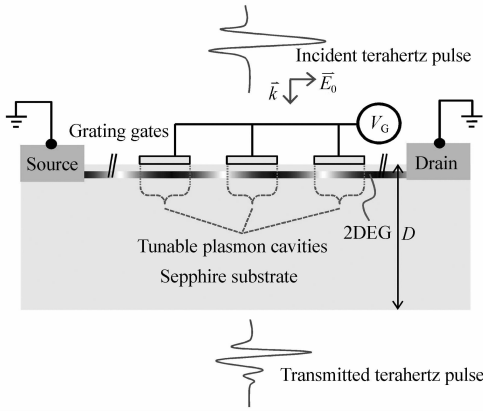


图 2 光栅栅极耦合的 AlGaIn/GaN 二维电子气器件结构

Fig. 2 Schematic of grating-coupled two-dimensional electron gas device

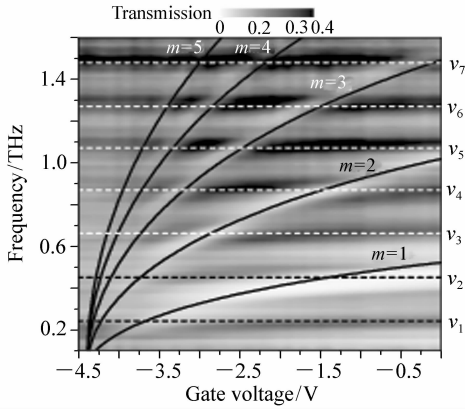


图 3 不同栅压下的光栅耦合二维电子气的太赫兹透射光谱。虚线为法布里-珀罗腔模频率,实线为等离子元模式

Fig. 3 Terahertz transmission spectra of the grating-coupled two-dimensional electron gas. Calculated Fabry-Pérot cavity modes and plasmon modes are displayed as the dashed and solid curves, respectively

参考),如图 3 所示。图中水平虚线为 F-P 谐振腔的腔模,曲线为不同的等离子元模式($m = 1 \sim 5$)。在计算等离子元模式时,光栅栅极对二维电子气等离子元的屏蔽效应介于完全屏蔽和非屏蔽之间:有效介电常数为上述两种极限情况的平均值,即 $\bar{\epsilon} = [W \times \epsilon_s + (L - W) \times \epsilon_f] / L$ 。等离子元模式的理论计算结果与实验结果吻合良好。水平虚线对应的 F-P 谐振腔模式在器件的上下表面处有最强的太赫兹电场,即腔模在上下表面处为波腹(太赫兹电场与栅下二维电子气等离子元有效耦合),为二分之一波长整数倍的电磁模式。腔模频率由谐振腔介质的折射率 \bar{n} 和厚度 D 决定:

$$\omega_c = k \frac{\pi c}{nD}, \quad (4)$$

式中, $k = 1, 2, 3, \dots, \bar{n} \approx 3.1$ 为蓝宝石在太赫兹波段的折射率。电磁仿真得到的 F-P 谐振腔模式如图 4 所示。

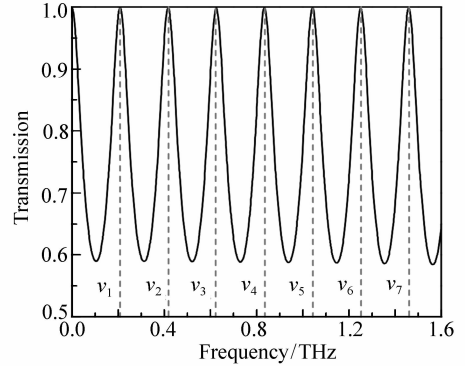


图 4 仿真得出的法布里-珀罗谐振腔的透射谱

Fig. 4 Simulated terahertz transmission spectrum of the Fabry-Pérot cavity

等离子元与 F-P 腔模经光栅的近场增强耦合作用可形成等离子极化激元(Plasmon polariton)。根据耦合谐振子模型,等离子极化激元的本征频率可表示为:

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_c + \omega_p}{2} - \frac{i}{2}(\gamma_c + \gamma_p) \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_c - \omega_p}{2}\right)^2 + V^2 - \left(\frac{\gamma_c - \gamma_p}{2}\right)^2 + \frac{i}{2}(\gamma_c - \gamma_p)(\omega_p - \omega_c)}, \quad (5)$$

式中, γ_c 和 γ_p 分别为太赫兹谐振腔腔模和等离子元模式的谐振宽度, V 为两者之间的耦合强度。

从图 3 中可观察到强耦合区的反交叉特征,是等离子元与谐振腔模式强耦合的直接证据。将

图3数据转换为相对于 $V_c = -4.5$ V 即栅下二维电子气被耗尽时的透射光谱,如图5所示,等离激元与谐振腔模式强耦合的特征更加清晰。利用式(5)以及脱耦的谐振腔模式和等离激元模式可计算得到等离极化激元模式,并与实验结果对比拟合。选取3个谐振腔模式 $\nu_3 = 0.67$ THz, $\nu_4 = 0.85$ THz 及 $\nu_5 = 1.06$ THz, 2个等离激元模式 $m = 2, 3$ 。计算得到的等离极化激元模式如图5所示的实线,与实验结果吻合良好。拟合所采用的参数如下:谐振腔腔模线宽为 $\gamma_c = 2\pi \times 50$ GHz, 等离激元模式的线宽为 $\gamma_p = 2\pi \times 80$ GHz, 等离激元模式与谐振腔模式间的耦合强度为 $V = 2\pi \times 50$ GHz, 相应的拉比振荡频率 (Rabi-oscillation frequency) 为: $\Omega_R = \sqrt{4V^2 - (\gamma_c - \gamma_p)^2} = 2\pi \times 95.4$ GHz。

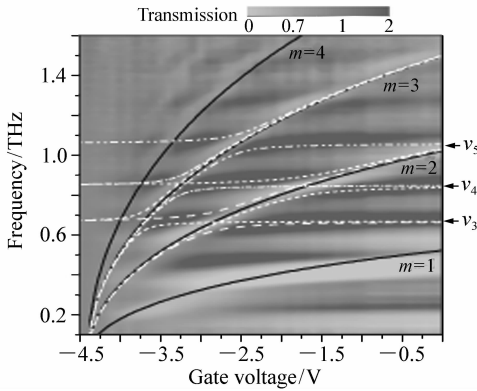


图5 光栅耦合二维电子气的太赫兹透射光谱的实验结果。虚线和实线分别为等离激元模式和等离极化激元模式的计算结果

Fig. 5 Experimental terahertz transmission spectra of a grating-coupled two-dimensional electron gas. The dashed and solid curves are calculated plasmon modes and plasmon-polariton modes, respectively

2.3 天线耦合的局域等离激元的激发和探测

通过太赫兹天线将频率为 ω_{THz} 的太赫兹波耦合到场效应栅控的二维电子气沟道内,横向的太赫兹电场调制二维电子气中电子的漂移速度 $\delta v_x \cos(\omega_{\text{THz}} t)$, 而垂直于二维电子气平面的太赫兹电场调制局域的二维电子气浓度 $\delta n \cos(\omega_{\text{THz}} t + \phi)$ 。因此,受调制的二维电子气可产生太赫兹波的混频电流: $i_{\text{THz}} \propto \cos(\omega_{\text{THz}} t) \times \cos(\omega_{\text{THz}} t + \phi)$, 即

入射的单一频率的太赫兹波可在栅控二维电子气沟道内产生自混频,形成直流的短路电流或开路电压。而两束频率差为 $\delta\omega$ 的太赫兹波在场效应沟道内可产生频率为 $\delta\omega$ 的外差混频电流信号(短路输出)或电压信号(开路输出)。

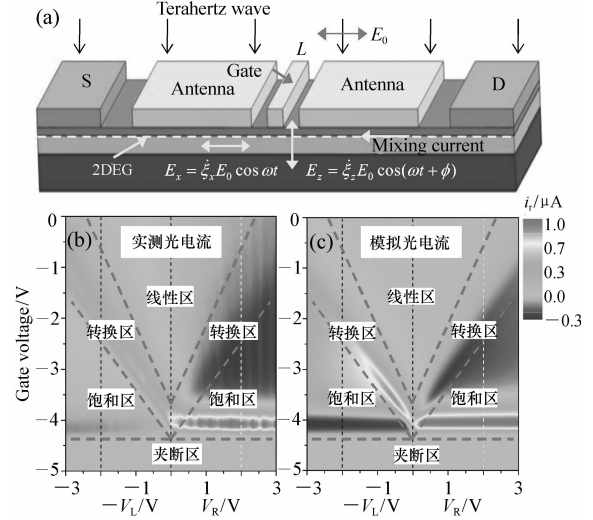


图6 (a) 天线耦合的场效应自混频探测器的结构示意图;(b) 栅极电压和源漏电压调控的太赫兹光电流响应的实验结果;(c) 光电流响应的理论计算结果

Fig. 6 (a) Schematic of an antenna-coupled field-effect terahertz detector, (b) Measured terahertz photocurrent as a function of the gate voltage and the source-drain bias, (c) Simulated terahertz photocurrent

基于如图6(a)所示的器件结构和上述基本的场效应混频机制,考虑了场效应沟道内的电荷空间分布、太赫兹天线近场的空间分布及其对称性,建立了基于缓变沟道近似的场效应自混频器件模型^[60]。模型可给出在源漏偏压和栅极电压调控下的太赫兹混频电压信号:

$$v_{\text{THz}} = \frac{1}{2} P_{\text{THz}} Z_V \bar{z} \frac{1}{n} \int_0^L \frac{dn}{dV_C} \dot{\xi}_x \dot{\xi}_z \cos\phi dx. \quad (6)$$

当源漏电压为零时,电荷在沟道内呈均匀分布,式(6)可简化为:

$$v_{\text{THz}} = \frac{1}{2} P_{\text{THz}} Z_V \bar{z} \frac{1}{n} \frac{dn}{dV_C} \int_0^L \dot{\xi}_x \dot{\xi}_z \cos\phi dx, \quad (7)$$

式中, $\Xi = n^{-1} dn/dV_C$ 是表征场效应栅控能力(以下称场效应因子), $\Lambda = \int_0^L \dot{\xi}_x \dot{\xi}_z \cos\phi dx$ 是表征太赫

兹天线耦合下完整的场效应沟道内的混频效率(以下称混频因子), $P_{\text{THz}} = E_{\text{THz}}^2 / 2Z_V$ 为入射太赫兹波的波印廷能流密度(量纲为 W/cm^2), $Z_V = 377 \Omega$ 为真空波阻抗, $\dot{\zeta}_x = E_x / E_{\text{THz}}$ 和 $\dot{\zeta}_z = E_z / E_{\text{THz}}$ 为场强增强因子(无量纲), ϕ 为横向太赫兹电场与纵向太赫兹电场之间的相位差, $\bar{z} \approx \zeta_x / \dot{\zeta}_z$ 为栅极与二维电子气之间的有效距离。探测器的电压响应度可写为:

$$R_v = \frac{v_{\text{THz}}}{P_{\text{THz}} S_A} = \frac{Z_V \bar{z} \Xi \Lambda}{2S_A}, \quad (8)$$

式中, S_A 为探测器的有效受光面积, 与太赫兹天线有关。当仅考虑探测器自身的热噪声电压 $v_n = \sqrt{4rk_B T}$ (单位 $\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$) 时, 探测器的噪声等效功率可表示为:

$$NEP = \frac{v_n}{R_v} = 2S_A \frac{\sqrt{4rk_B T}}{Z_V \bar{z} \Xi \Lambda}, \quad (9)$$

式中, r 为探测器的内阻, T 为探测器工作温度。

上述模型准确描述了沟道内电子浓度分布的对称性和太赫兹天线决定的混频因子的对称性对混频信号的幅度和方向的影响: 对称的电荷浓度分布与对称的混频电场分布不产生混频电压信号。通过太赫兹天线的电磁仿真, 获得栅控场效应沟道内局域的太赫兹混频因子 $\dot{\zeta}_x \dot{\zeta}_z \cos \phi$, 利用缓变沟道近似得到局域的场效应因子 dn/dV_G , 由式(6)或式(7)可计算得到源漏电压和栅极电压联合调控的太赫兹响应电压。

太赫兹天线的对称性设计是实现高响应度和高灵敏度的关键^[56]。我们分别设计了非对称和对称的太赫兹天线, 进行探测机理研究和探测器物理模型的验证。如图 6(b) 和 6(c) 所示的分别是非对称太赫兹天线耦合的场效应混频探测器的光电流信号的实验结果与计算结果, 两者吻合良好, 验证了自混频理论模型的正确性。同时, 该模型解决了国际上原有模型中不能描述饱和区场效应晶体管的光电流响应的问题。该模型可准确指导高灵敏度太赫兹混频探测器的设计与优化。

我们通过对称的太赫兹天线设计, 如图 7(a), 主动抑制自混频探测信号, 使共振探测信号在低温下得以显现^[61]。图 7(b) 所示的是实测的不同频率下对称场效应探测器的太赫兹光电流响

应与栅极电压的关系^[50]。左侧与太赫兹波频率无关的响应来源于非共振的自混频, 而右侧较弱的、与太赫兹波频率相关的响应来自等离子激元的共振激发。等离子元共振产生的太赫兹光电流具有洛伦兹峰形, 可表示为:

$$r_R \propto \frac{\omega_p^2}{(\omega_{\text{THz}} - \omega_p)^2 + (1/2\tau_p)^2}. \quad (10)$$

其中, 实验测得的等离子元频率与 Dyakonov-Shur 的浅水波理论^[12] 预测的色散关系吻合良好^[63]:

$$\omega_p = \frac{\pi}{2L_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{e(V_G - V_T)}{m}}, \quad (11)$$

式中, L_{eff} 为等离子元谐振腔尺寸。

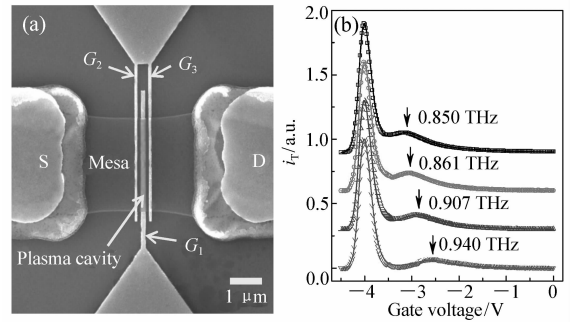


图 7 (a) 对称天线耦合的场效应自混频探测器。(b) 不同频率太赫兹光照射下太赫兹光电流响应的实验结果和理论计算结果

Fig. 7 (a) Field-effect self-mixing terahertz detector with a symmetric antenna, (b) Measured and calculated photocurrent as a function of the gate voltage

实验研究^[62-63]表明基于现有的二维电子气材料体系很难在室温下实现显著可检测的共振探测信号。相反, 非共振的自混频信号可以在室温下得以实现, 并具有高响应度。因此, 即使是在低温下共振探测信号也往往被淹没在非共振的自混频信号中。

无论是非共振探测还是共振探测, 非对称的边界条件是实现高响应度的关键。在上述对称探测器中由于工艺偏差等原因实际仍存在一定的非对称性。因此, 实际上自混频信号始终存在。通过提升等离子元谐振腔的品质因子可大幅度提升共振探测的响应度, 甚至超越非共振探测成为主要的太赫兹响应信号。但是, 由于现有材料的载

流子迁移率有限,并且尚无有效的方法调控等离激元谐振腔的边界条件,所以目前等离激元谐振腔的品质因子较低,共振探测信号与非共振探测相比明显较弱。

3 二维电子气等离激元太赫兹器件

3.1 室温太赫兹直接探测器

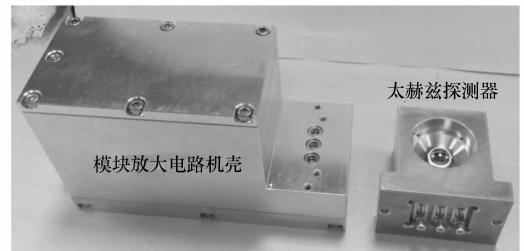
利用场效应自混频原理,可制成室温工作的高灵敏度太赫兹直接探测器。2009年,我们在AlGaIn/GaN二维电子气材料上制备与太赫兹天线相集成的场效应栅极,研制成我国首个室温工作的太赫兹场效应自混频探测器^[56,64],工作频率0.9 THz,噪声等效功率达到 $100 \text{ nW}/\text{Hz}^{1/2}$ 。基于我们发展的场效应自混频探测器的物理模型,对探测器天线和场效应沟道进行优化设计,分别增强混频因子 A 和场效应因子 Ξ 以提高灵敏度。

针对太赫兹天线的对称性、响应带宽和近场增强因子,设计了由3个分别对应于源、漏、栅的平面偶极天线组成的太赫兹天线,获得了综合优化的效果。其中,源、漏天线与源漏极之间仅存在电容耦合,栅极天线与场效应栅极直接连接,栅极天线与栅极的引线盘之间可插入共面的低通滤波器^[64],降低引线盘对天线的影响。通过天线的优化,我们使AlGaIn/GaN场效应自混频探测器的噪声等效功率从 $100 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$ 降低至 $40 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。

通过缩小场效应栅极长度能够有效提升场效应因子 Ξ 。通过将 $2 \mu\text{m}$ 栅长的场效应混频探测器降温至77 K,使电子迁移率从 $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 提高至约 $15000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$,探测器的噪声等效功率可降低至 $1 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ 量级。与栅长为 $2 \mu\text{m}$ 的具有相同耦合天线的探测器相比,栅长为100 nm器件(如图7所示)在室温下的噪声等效功率降低至 $6 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。该灵敏度与GaAs基肖特基二极管直接探测器的灵敏度相当^[65]。栅极长度的减小一方面可有效提升场效应因子,同时由于栅极与源漏天线间距缩小,也能够提高混频因子。因此,通过进一步缩小场效应栅极及其与耦合天线间距,场效应混频探测器的噪声等效功率有望降低至 $0.1 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ 量级。该灵敏度将明显优于目前主流的GaAs基肖特基二极管直接探测器。

目前,我们针对太赫兹波段的大气窗口分别设计实现了0.22 THz、0.34 THz、0.65 THz和0.9 THz的AlGaIn/GaN场效应自混频探测器。在探测器设计中,采用了对管差分探测的设计思想。通过太赫兹天线的对称性设计,两个相同的场效应沟道输出极性相反、幅度相同的太赫兹响应电压,使差分输出的响应度倍增,同时减小了共模电学噪声。

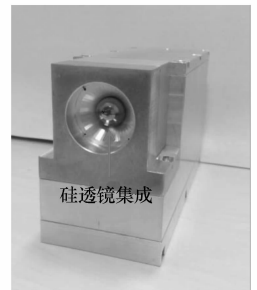
利用硅透镜进行自由空间太赫兹波与太赫兹探测器芯片的耦合,可有效消除探测器芯片衬底的干涉效应^[40-41,66-67]。通过仿真优化了硅透镜与衬底的最佳匹配厚度,增强了耦合效率。在上述设计中,我们尚未考虑场效应沟道对天线阻抗的影响。通过理解并优化太赫兹天线阻抗,有望使天线耦合的场效应自混频探测器的响应度得到进一步的提升。



(a) 侧视图
(a) Full side view



(b) 背视图
(b) Back view



(c) 前视图
(c) Front view

图8 硅透镜、探测器芯片和低噪声放大器集成的太赫兹探测器模组的(a)侧视图,(b)背视图和(c)前视图

Fig. 8 Terahertz detector module including a silicon lens, a detector chip and a low-noise amplifier. (a) Full side view, (b) Back view, (c) Front view

通过将探测器芯片、硅透镜、低噪声电压放大器进行集成,组装成单元探测器模组,如图8所

示。高灵敏度的探测器模组可作为场分析探测器和扫描光束探测器广泛应用于太赫兹科学技术研究,也可应用于主、被动太赫兹成像应用系统。图 9(a)所示为 0.9 THz 光照下不同材料和结构物体的透视成像图,图 9(b)所示为具有不同反射率的金属和塑料的成像效果。0.9 THz 透射和反射式成像的空间分辨率可达到亚毫米量级。

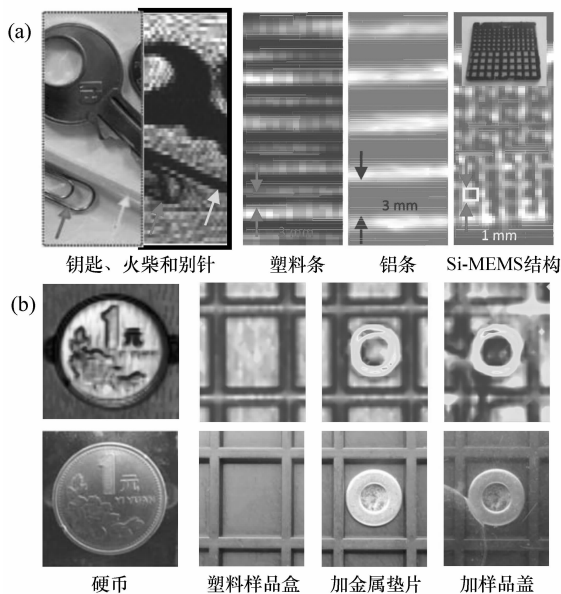


图 9 基于 0.9 THz 太赫兹光源和单单元探测器模块的(a)透射式扫描成像和(b)反射式扫描成像

Fig. 9 (a) Transmission-type and (b) reflection-type terahertz imaging at 0.9 THz

基于单元探测器的扫描成像速度受机械扫描速度的限制,不易实现实时快速成像。探测器阵列化可实现太赫兹焦平面凝视和视频成像^[68-69]。为此,我们探索了线阵列探测器和面阵列探测器原型器件及其相应的读出电路。如图 10(a)和图 11所示的是 1 × 16 单元线阵列探测器和 120 × 120 单元面阵列探测器。图 10(b)所示的是基于 1 × 16 单元线阵列探测器对 0.9 THz 聚焦太赫兹光斑的线扫描成像。

3.2 太赫兹调制器

利用等离子共振产生的太赫兹波吸收,如图 2 示意的大面积光栅耦合的二维电子气可用于太赫兹波调制器。由图 3 可提取典型的光栅耦合

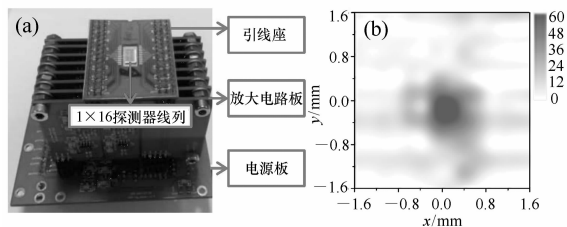


图 10 (a) 规模为 1 × 16 单元线阵列探测器和分立式读出电路组成的线阵列探测器组件。(b) 线阵列探测器组件对 0.9 THz 聚焦太赫兹光斑的一维扫描成像

Fig. 10 (a) A linear detector array (1 × 16) read out by 16 parallel amplifiers. (b) Intensity profile of a focused 0.9 THz beam imaged by the linear array

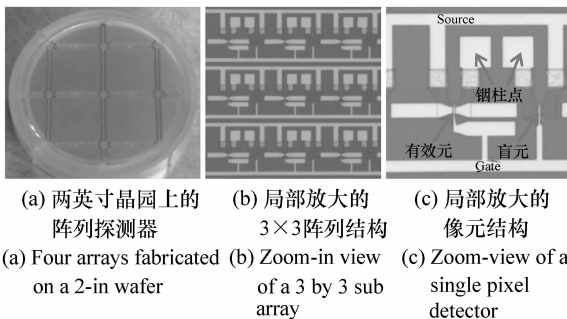


图 11 基于 AlGaN/GaN 场效应自混频探测器的 120 × 120 阵列探测器芯片

Fig. 11 Terahertz focal-plane array based on 120 × 120 AlGaN/GaN self-mixing field-effect transistors

二维电子气的栅控透射光谱,图 12 所示的是入射太赫兹波频率为 1.06 THz 的透射光谱。随着栅压从 0 V 下降到 -4.5 V,依次出现 3 个等离子共振吸收峰,分别位于 0 V、-2.6 V 和 -3.4 V。将直流栅压设为 -2.35 V,叠加幅值为 0.25 V 的方波调制信号,可实现透射太赫兹波强度的调制,调制深度达到 66%,并具有良好的线性度。

由于光栅具有宽谱特性,而二维电子气等离子共振频率可由栅极电压连续可调,因此光栅耦合的二维电子气调制器可提供极宽的工作频率范围。当二维电子气衬底构成 F-P 谐振腔时,调制器的工作频率由谐振腔的模式决定。如图 13 所示,可获得 $f = 0.67, 0.85, 1.27$ THz 三个工作频点,利用各工作频点的第一个吸收谷可分别得到

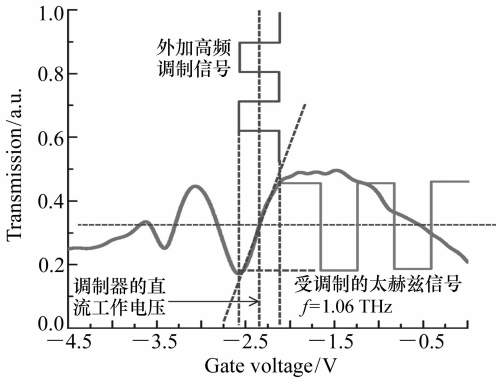


图 12 频率为 1.06 THz 的载波透射系数随栅压的变化以及器件动态工作时所加调制栅压和受调制太赫兹信号示意图

Fig. 12 Terahertz transmission characteristic at a carrier frequency of 1.06 THz as function of gate voltage and the schematic of the dynamic operation

调制深度 $\eta_{0.67 \text{ THz}} = 80\%$, $\eta_{0.85 \text{ THz}} = 84.5\%$ 和 $\eta_{1.27 \text{ THz}} = 62\%$ 。

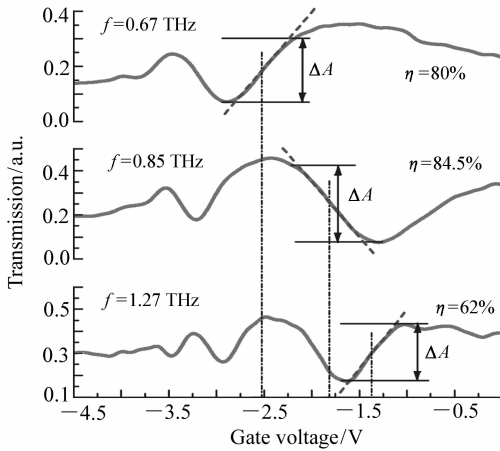


图 13 频率为 0.67 THz、0.85 THz 和 1.27 THz 的腔模透射系数随栅压的变化。图中标出了器件直流工作点和调制深度

Fig. 13 Transmission characteristics at different gate voltages in cavity mode 0.67 THz, 0.85 THz and 1.27 THz

上述对调制器的表征基于太赫兹时域光谱技术,给出了调制器的准静态调制特性。由于等离激元是电子的集体振荡,对栅压的响应极快,调制速度受限于栅极电容、沟道电阻和其它电路寄生

参数。为获得动态调制特性,我们采用频率可调(0.35 ~ 0.50 THz)的单频太赫兹光源(肖特基二极管倍频器)和前述天线耦合的 AlGaIn/GaN 场效应自混频探测器构成调制与接收系统,进行调制器动态特性的测试表征。调制器仍然工作在低温(8.7 K),调制器的源漏接地,在 0 V 和 -4.2 V 之间扫描栅极电压。图 14 所示的是 0.35 ~ 0.50 THz 频段栅极电压调控的太赫兹透射谱,所有透射光谱用 $V_C = -4.2 \text{ V}$ 时光谱归一化: $T(V_C)/T(V_C = -4.2 \text{ V})$ 。调制器在 0.425 ~ 0.500 THz 范围内具有良好的调制特性。如图 15 所示,频率为 $f=0.436 \text{ THz}$ 时的透射光谱在方波栅压信号(低电平 -2.14 V,高电平 -0.12 V)调制下,调制深度(MD)达到 91%。调制频率最高可达到 400 kHz。

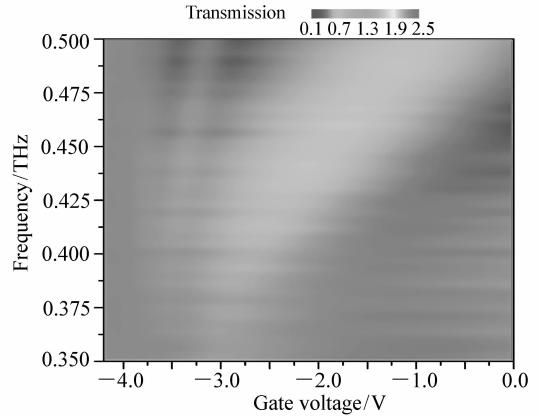


图 14 调制器在不同栅压下的透射谱

Fig. 14 Transmission spectrum of the modulator at different gate voltages

3.3 太赫兹光源

光栅耦合二维电子气提供了可调的等离激元系统。在高品质等离激元谐振腔中,二维电子气中电子的局部加速或由外部向二维电子气注入电子可激发出非平衡的等离激元,并产生太赫兹波发射。由于等离激元受晶格振动、杂质散射,品质因子较低,因此等离激元与太赫兹波的耦合需要得到加强,使等离激元在损耗之前能够有效地耦合辐射出太赫兹波。构筑等离激元模式和太赫兹谐振腔模式强耦合的等离极化激元模式是提高两者之间转换效率的有效途径。本文 2.2 节中介绍的在太赫兹光栅和太赫兹 F-P 谐振腔耦合的二维

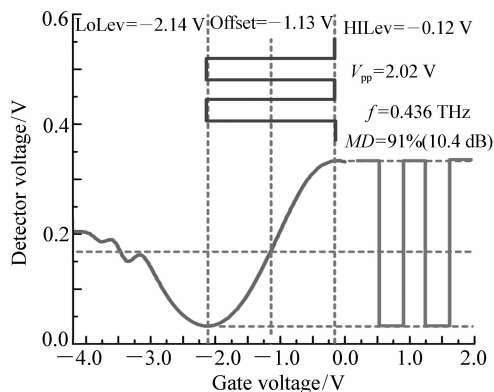


图 15 在频率为 0.436 THz 的载波下测试调制器的静态特性,图中标出了调制深度

Fig. 15 Static characteristics of the modulator at 0.436 THz, and the modulation depth is demonstrated

电子气中即观察到了等离极化激元。通过谐振腔模式的正反馈机制增强等离激元振荡,等离极化激元是特定等离激元模式与太赫兹波模式的混合态,等离激元和太赫兹谐振腔模式以拉比频率交换能量。因此,光栅和太赫兹谐振腔耦合的二维电子气是提高等离激元太赫兹光源发射效率的重要途径。

图 16 所示的是一种光栅-谐振腔耦合的 Al-GaN/GaN 二维电子气太赫兹光源示意图^[59]。太赫兹谐振腔由 AlGaN/GaN 二维电子气的蓝宝石衬底、真空和高阻硅构成,其中高阻硅的下底面镀有具有太赫兹高反特性的金反射膜。太赫兹谐振腔的模式在金反射膜处具有波节,在二维电子气和光栅处具有波腹。光栅耦合二维电子气的基本电学特性和光栅尺寸与 2.2 节所述器件相同,Al-GaN/GaN/Sapphire 的厚度为 190 μm ,空气间隙为 285 μm ,高阻硅厚度为 250 μm 。通过源漏电流激发等离激元,当调节栅极电压使等离激元与谐振腔模式共振并强耦合时,该器件可从上表面辐射出太赫兹波。

同样,由于等离激元品质因子较低,该光源器件需在低温下 (<200 K) 工作。发射光谱由傅里叶变换光谱仪进行测试,其中太赫兹探测器为液氮制冷的硅辐射热探测器。光谱仪的动镜移动范围为 -6 000 ~ 6 000 μm ,光谱分辨率约为 0.83 cm^{-1} 。图 17 (a) 和 (b) 分别为栅极电压为

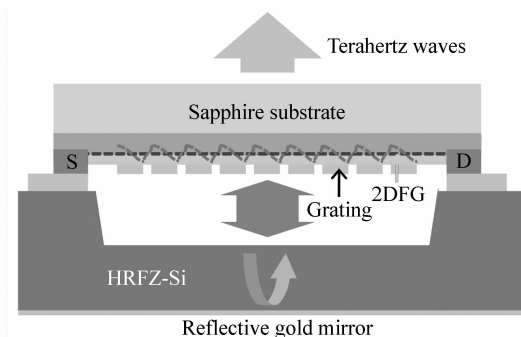


图 16 集成了 F-P 谐振腔的等离激元太赫兹源的结构示意图

Fig. 16 Schematic cross section of plasmon terahertz emitter embedded in a F-P cavity

-1.0 V 时测得的干涉图和发射光谱图。发射频率在 0.5 ~ 2.5 THz 间,所呈现出的周期性发射峰与太赫兹谐振腔的腔模吻合。如图 18 所示的是不同栅极电压调控的不同等离激元模式的发射光谱,清晰地显示出等离激元特征 (实线) 和太赫兹谐振腔腔模特征。

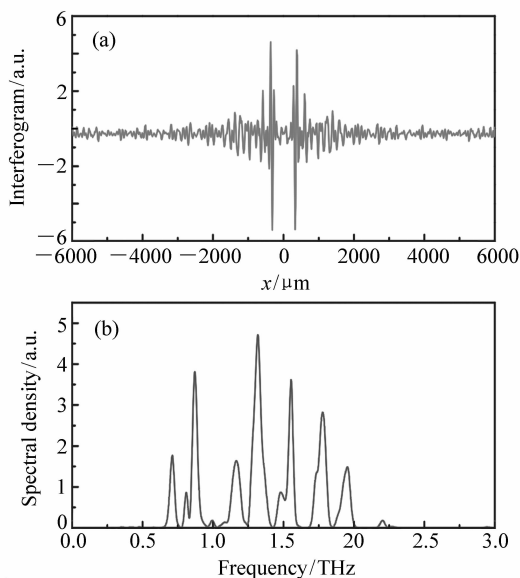


图 17 (a) 光源器件在 $V_c = -1$ V 时的干涉图;(b) 发射光谱

Fig. 17 (a) Interferogram of the device under gate voltage of -1 V, (b) Emission spectrum obtained through FFT

根据前述光栅耦合二维电子气等离激元的物理模型,通过光栅周期、栅长和谐振腔尺寸厚度的

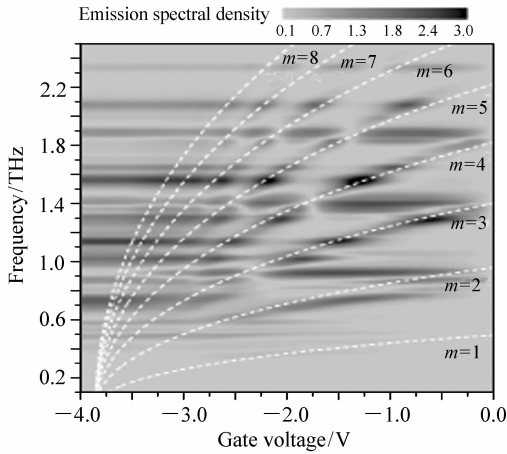


图 18 光源器件在不同栅压下的发射谱,虚线为计算得到的在不同栅压下的等离激元模式

Fig. 18 Terahertz emission spectra at different gate voltages. The dashed curves are calculated plasmon modes controlled by the gate voltage

设计可实现不同频率的太赫兹发射源。其中,太赫兹谐振腔品质因子的提高和谐振腔模式体积的减小可进一步增强等离激元模式与太赫兹谐振腔模式的耦合强度从而提高发射效率并降低发射谱线宽度。目前,该器件的发射总功率小于 100 nW,并且等离激元的电学激发机制尚不明了,等离极化激元太赫兹发射源的研究还有待进一步的深入开展。

5 结束语

本文介绍了基于二维电子气等离激元的太赫兹器件,包括太赫兹探测器、光源和调制器。以 AlGaIn/GaN 异质结中的二维电子气等离激元为

研究对象,通过太赫兹波透射光谱、吸收光谱和光电响应研究了光栅耦合二维电子气和天线耦合二维电子气结构中的等离激元激发及其栅极调控规律,验证了栅控等离激元的色散关系,建立了栅控等离激元在场效应沟道内的混频物理模型。基于栅控等离激元的非共振特性,研制成室温高灵敏度太赫兹探测器。基于大面积光栅-谐振腔耦合二维电子气等离激元的共振吸收特性,实现了等离激元模式与太赫兹谐振腔模式强耦合的等离极化激元模式,演示了具有高调制深度的太赫兹调制器。基于大面积光栅-谐振腔耦合的二维电子气,观测到了电学激发的等离激元太赫兹发射。

天线耦合场效应自混频探测器中等离激元共振和非共振探测的研究结果表明固态等离激元的损耗高、品质因子低是限制高效高功率等离激元太赫兹光源和高效太赫兹波调制器的主要瓶颈。尽管如此,基于非共振等离激元的场效应混频探测器有望发展成为室温高速高灵敏度的太赫兹探测器,并形成焦平面阵列探测器应用于快速太赫兹凝视和视频成像。对于依赖等离激元共振激发的太赫兹光源和调制器尚需解决等离激元高损耗的问题,从室温高电子迁移率材料的生长、等离激元谐振腔边界条件的控制、高品质小模式体积太赫兹谐振腔的制备与集成等方面提高等离激元谐振腔的品质因子,并进一步研究向二维电子气高效地注入电子并激发等离激元的具体方法。

二维电子气等离激元太赫兹波器件的研究还处于起步阶段。通过借鉴微波毫米波器件和半导体激光器的思想,随着固态等离激元物理研究的深入和高质量二维电子材料技术及微纳加工技术的进步,等离激元有望在太赫兹波段实现器件应用。

参考文献:

- [1] RADISIC V, LEONG K M K H, MEI X, *et al.*. Power amplification at 0.65 THz Using InP HEMTs[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2012, 60(3): 724-729.
- [2] LEONG K M K H, MEI X, YOSHIDA W, *et al.*. A 0.85 THz low noise amplifier using InP HEMT transistors[J]. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 2015, 25(6): 397-399.
- [3] KOHLER R, TREDICUCCI A, BELTRAM F, *et al.*. Terahertz semiconductor-heterostructure laser[J]. *Nature*, 2002, 417(6885): 156-159.
- [4] WILLIAMS B S, KUMAR S, HU Q, *et al.*. High-power terahertz quantum-cascade lasers[J]. *Electronics Letters*, 2006, 42(2): 89-91.

- [5] LI L H, CHEN L, ZHU J X, *et al.*. Terahertz quantum cascade lasers with >1 W output powers[J]. *Electronics Letters*, 2014, 50(4):309-310.
- [6] ALLEN S J, TSUI D C, LOGAN R A. Observation of the two-dimensional plasmon in silicon inversion layers[J]. *Physical Review Letters*, 1977, 38(17):980-983.
- [7] GORNIK E, TSUI D C. Voltage-tunable far-infrared emission from Si inversion layers[J]. *Physical Review Letters*, 1976, 37(21):1425-1428.
- [8] HÖPFEL R A, VASS E, GORNIK E. Thermal excitation of two-dimensional plasma oscillations[J]. *Physical Review Letters*, 1982, 49(22):1667-1671.
- [9] HIRAKAWA K, YAMANAKA K, GRAYSON M, *et al.*. Far-infrared emission-spectroscopy of hot 2-dimensional plasmons in $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctions[J]. *Applied Physics Letters*, 1995, 67(16):2326-2328.
- [10] KEMPA K, BAKSHI P, XIE H, *et al.*. Current-driven plasma instabilities in solid-state layered systems with a grating[J]. *Physical Review B*, 1993, 47(8):4532-4536.
- [11] MIKHAILOV S A. Plasma instability and amplification of electromagnetic waves in low-dimensional electron systems[J]. *Physical Review B*, 1998, 58(3):1517-1532.
- [12] DYAKONOV M, SHUR M. Shallow-water analogy for a ballistic field-effect transistor: new mechanism of plasma-wave generation by Dc current[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(15):2465-2468.
- [13] BOUBANGA-TOMBET S, TEPPE F, TORRES J, *et al.*. Room temperature coherent and voltage tunable terahertz emission from nanometer-sized field effect transistors[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(26):262108.
- [14] LISAUSKAS A, PFEIFFER U, OJEFORS E, *et al.*. Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors[J]. *J. Applied Physics*, 2009, 105(11):114511.
- [15] KNAP W, DENG Y, RUMYANTSEV S, *et al.*. Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 80(18):3433-3435.
- [16] KNAP W, KACHOROVSKII V, DENG Y, *et al.* Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors[J]. *J. Applied Physics*, 2002, 91(11):9346-9353.
- [17] DYAKONOV M I, SHUR M S. Plasma wave electronics: novel terahertz devices using two dimensional electron fluid[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1996, 43(10):1640-1645.
- [18] ELKHATIB T A, KACHOROVSKII V Y, STILLMAN W J, *et al.* Terahertz response of field-effect transistors in saturation regime[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(24):243505.
- [19] GUTIN A, KACHOROVSKII V, MURAVIEV A, *et al.*. Plasmonic terahertz detector response at high intensities[J]. *J. Applied Physics*, 2012, 112(1):014508.
- [20] KNAP W, DYAKONOV M, COQUILLAT D, *et al.*. Field effect transistors for terahertz detection: physics and first imaging applications[J]. *J. Infrared Millimeter and Terahertz Waves*, 2009, 30(12):1319-1337.
- [21] KACHOROVSKII V Y, RUMYANTSEV S L, KNAP W, *et al.*. Performance limits for field effect transistors as terahertz detectors[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(22):223505.
- [22] SHUR M. Terahertz electronics for sensing applications[C]. *Sensors*, IEEE, Limerick, Ireland, 2011:40-43.
- [23] PREU S, LU H, SHERWIN M S, *et al.*. Detection of nanosecond-scale, high power THz pulses with a field effect transistor[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(5):053101.
- [24] BUT D B, DREXLER C, SAKHNO M V, *et al.*. Nonlinear photoresponse of field effect transistors terahertz detectors at high irradiation intensities[J]. *J. Applied Physics*, 2014, 115(16):164514.
- [25] DYAKONOVA N, BUT D B, COQUILLAT D, *et al.*. AlGaIn/GaN HEMT's photoresponse to high intensity THz radiation[J]. *Opto-Electronics Review*, 2015, 23(3):195-199.
- [26] STILLMAN W J, SHUR M S. Closing the gap: plasma wave electronic terahertz detectors[J]. *J. Nanoelectronics and Optoelectronics*, 2007, 2(3):209-221.
- [27] LU J Q, SHUR M S, HESLER J L, *et al.*. Terahertz detector utilizing two-dimensional electronic fluid[J]. *IEEE Electron*

Device Letters,1998,19(10):373-375.

- [28] WEIKLE R, LU J Q, SHUR M S, *et al.*. Detection of microwave radiation by electronic fluid in high electron mobility transistors[J]. *Electronics Letters*,1996,32(23):2148-2149.
- [29] KNAP W, DENG Y, RUMYANTSEV S, *et al.*. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors[J]. *Applied Physics Letters*,2002,81(24):4637-4639.
- [30] KANG S, BURKE P J, PFEIFFER L N, *et al.*. Resonant frequency response of plasma wave detectors[J]. *Applied Physics Letters*,2006,89(21):213512.
- [31] EL FATIMY A, TEPPE F, DYAKONOVA N, *et al.*. Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors[J]. *Applied Physics Letters*,2006,89(13):131926.
- [32] PERALTA X G, ALLEN S J, WANKE M C, *et al.*. Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors[J]. *Applied Physics Letters*,2002,81(9):1627-1629.
- [33] EL FATIMY A, TOMBET S B, TEPPE F, *et al.*. Terahertz detection by GaN/AlGaN transistors[J]. *Electronics Letters*,2006,42(23):1342-1344.
- [34] GOLENKOV A. Sub-THz nonresonant detection in AlGaN/GaN heterojunction FETs[J]. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*,2015,18(1):40-45.
- [35] LISAUSKAS A, BOPPEL S, SELIUTA D, *et al.*. Terahertz detection and coherent imaging from 0.2 to 4.3 THz with silicon CMOS field-effect transistors[C]. *Microwave Symposium Digest(MTT)*, IEEE MTT-S International, Montreal, Canada,2012:1-3.
- [36] BOPPEL S, LISAUSKAS A, MAX A, *et al.*. CMOS detector arrays in a virtual 10-kilopixel camera for coherent terahertz real-time imaging[J]. *Optics Letters*,2012,37(4):536-538.
- [37] BOPPEL S, LISAUSKAS A, MUNDT M, *et al.*. CMOS integrated antenna-coupled field-effect transistors for the detection of radiation from 0.2 to 4.3 THz[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*,2012,60(12):3834-3843.
- [38] PERENZONI D, PERENZONI M, GONZO L, *et al.*. Analysis and design of a CMOS-based terahertz sensor and readout [C]. *Proceedings of SPIE, Optical Sensing and Detection*, Brussels, Belgium,2010,7726:772618.
- [39] BAUER M, VENCKEVICIUS R, KASALYNAS I, *et al.*. Antenna-coupled field-effect transistors for multi-spectral terahertz imaging up to 4.25 THz[J]. *Optics Express*,2014,22(16):19250-19256.
- [40] AL HADI R, SHERRY H, GRZYB J, *et al.*. A 1 k-Pixel Video Camera for 0.7-1.1 Terahertz Imaging Applications in 65-nm CMOS[J]. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*,2012,47(12):2999-3012.
- [41] SHERRY H, AL HADI R, GRZYB J, *et al.*. Lens-integrated THz imaging arrays in 65nm CMOS technologies[C]. *Radio Frequency Integrated Circuits Symposium(RFIC)*, IEEE, Baltimore, MD, USA,2011:1-4.
- [42] TOMADIN A, TREDICUCCI A, PELLEGRINI V, *et al.*. Photocurrent-based detection of terahertz radiation in graphene [J]. *Applied Physics Letters*,2013,103(21):211120.
- [43] OTSUJI T, TOMBET S A B, SATOU A, *et al.*. Graphene-based devices in terahertz science and technology[J]. *J. Physics D:Applied Physics*,2012,45(30):303001.
- [44] VICARELLI L, VITIELLO M S, COQUILLAT D, *et al.*. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors[J]. *Nature Materials*,2012,11(10):865-871.
- [45] YANG X X, SUN J D, QIN H, *et al.*. Room-temperature terahertz detection based on CVD graphene transistor[J]. *Chinese Physics B*,2015,24(4):047206.
- [46] ZAK A, ANDERSSON M A, BAUER M, *et al.*. Antenna-integrated 0.6 THz FET direct detectors based on CVD graphene [J]. *Nano Letters*,2014,14(10):5834-5838.
- [47] NAKAMURA S, MUKAI T, SENOH M. High-brightness InGaN/AlGaN double-heterostructure blue-green-light-emitting diodes[J]. *J. Applied Physics*,1994,76(12):8189-8191.
- [48] NAKAMURA S, SENOH N, IWASA N, *et al.*. High-brightness InGaN blue, green and yellow light-emitting diodes with

- quantum well structures[J]. *Japanese J. Applied Physics*,1995,34(7A):L797-L799.
- [49] AMBACHER O. Growth and applications of Group III-nitrides[J]. *J. Physics D:Applied Physics*,1998,31(20):2653-2710.
- [50] QIN H, YU Y, LI X, *et al.*. Excitation of terahertz plasmon in two-dimensional electron gas[J]. *Terahertz Science and Technology*,2016,9(2):71-81.
- [51] TAN R B. Theoretical study on two-dimensional electron gas based terahertz device[D]. Beijing:University of Chinese Academy of Sciences 2013. (in Chinese)
- [52] STERN F. Polarizability of a two-dimensional electron gas[J]. *Physical Review Letters*,1967,18(14):546-548.
- [53] CHAPLIK A V. Possible crystallization of charge carriers in low-density inversion layers[J]. *Soviet J. Experimental and Theoretical Physics*,1972,35(2):395-398.
- [54] SHUR M. Plasma wave terahertz electronics[J]. *Electronics Letters*,2010,46(26):S18-S21.
- [55] SHANER E A, GRINE A D, WANKE M C, *et al.*. Far-infrared spectrum analysis using plasmon modes in a quantum-well transistor[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*,2006,18(17-20):1925-1927.
- [56] SUN J D, SUN Y F, WU D M, *et al.* High-responsivity, low-noise, room-temperature, self-mixing terahertz detector realized using floating antennas on a GaN-based field-effect transistor[J]. *Applied Physics Letters*,2012,100(1):013506.
- [57] DYER G C, VINH N Q, ALLEN S J, *et al.*. A terahertz plasmon cavity detector[J]. *Applied Physics Letters*,2010,97(19):193507.
- [58] AIZIN G R, DYER G C. Transmission line theory of collective plasma excitations in periodic two-dimensional electron systems:Finite plasmonic crystals and Tamm states[J]. *Physical Review B*,2012,86(23):235316.
- [59] HUANG Y D. Manipulation of the interaction between two-dimensional plasma waves and terahertz electromagnetic waves [D]. Beijing:University of Chinese Academy of Sciences,2013. (in Chinese)
- [60] SUN J D, QIN H, LEWIS R A, *et al.* Probing and modelling the localized self-mixing in a GaN/AlGaN field-effect terahertz detector[J]. *Applied Physics Letters*,2012,100(17):173513.
- [61] SUN J D, QIN H, LEWIS R A, *et al.*. The effect of symmetry on resonant and nonresonant photoresponses in a field-effect terahertz detector[J]. *Applied Physics Letters*,2015,106(3):031119.
- [62] TEPPE F, KNAP W, VEKSLER D, *et al.*. Room-temperature plasma waves resonant detection of sub-terahertz radiation by nanometer field-effect transistor[J]. *Applied Physics Letters*,2005,87(5):052107.
- [63] TEPPE F, VEKSLER D, KACHOROVSKI V Y, *et al.* Plasma wave resonant detection of femtosecond pulsed terahertz radiation by a nanometer field-effect transistor[J]. *Applied Physics Letters*,2005,87(2):022102.
- [64] SUN Y F, SUN J D, ZHOU Y, *et al.*. Room temperature GaN/AlGaN self-mixing terahertz detector enhanced by resonant antennas[J]. *Applied Physics Letters*,2011,98(25):252103.
- [65] LIU L, HESLER J L, XU H Y, *et al.*. A broadband quasi-optical terahertz detector utilizing a zero bias schottky diode [J]. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*,2010,20(9):504-506.
- [66] SEMENOV A D, RICHTER H, HUBERS H W, *et al.* Terahertz performance of integrated lens antennas with a hot-electron bolometer[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*,2007,55(2):239-247.
- [67] DYER G C, PREU S, AIZIN G R, *et al.*. Enhanced performance of resonant sub-terahertz detection in a plasmonic cavity [J]. *Applied Physics Letters*,2012,100(8):083506.
- [68] 李琦,胡佳琦,杨永发. 太赫兹 Gabor 同轴数字全息二维再现像复原[J]. *光学精密工程*,2014,22(8):2188-2195.
LI Q, HU J Q, YANG Y F. 2D reconstructed-image restoration of terahertz Gabor in-line digital holography [J]. *Opt. Precision Eng.*,2014,22(8):2188-2195. (in Chinese)
- [69] 田莉,金伟其,蔡毅,等. THz 焦平面连续波透射成像系统的成像面积及对比度[J]. *光学精密工程*,2015,23(8):2164-2170.
TIAN L, JIN W Q, CAI Y, *et al.*. Imaging area and contrast of THz focal plan array CW transmission imaging system [J]. *Opt. Precision Eng.*,2015,23(8):2164-2170. (in Chinese)

作者简介:



秦 华(1972—),男,江苏常州人,博士,研究员,1994 年于南京大学获得学士学位,2001 年于慕尼黑大学获得博士学位,主要从事固态太赫兹器件及其应用方面的研究。E-mail:hqin2007@sinano.ac.cn

《中国光学》征稿启事

《中国光学》为双月刊,A4 开本;刊号:ISSN 2095-1531/CN 22-1400/04;国内外公开发行,邮发代号:国内 12-140,国外 BM6782。

- | | |
|-----------------|----------------|
| ★ 荷兰 Scopus 数据库 | ★ 中国精品科技期刊 |
| ★ 美国《乌利希国际期刊指南》 | ★ 中国科技核心期刊 |
| ★ 美国《化学文献》 | ★ 中国光学学会会刊 |
| ★ 波兰《哥白尼索引》 | ★ 中国科技论文与引文数据库 |
| ★ 俄罗斯《文摘杂志》 | ★ 中国期刊全文数据库 |
| | ★ 万方数字化期刊全文数据库 |
| | ★ 中国科技期刊数据库 |
| | ★ 中国光学期刊网数据库 |

主要栏目:微纳光学、信息光学、集成光电子、光谱学和光谱仪器、激光技术与应用、光学功能材料、光学设计与工艺、大气与空间光学、光学仪器与测试、综述、前沿动态、产业资讯、科普教学、实验室介绍、自然科学基金项目进展、前沿热点访谈、热点论文等。

发稿类型:学术价值显著、实验数据完整的原创性论文;研究前景广阔,具有实用、推广价值的技术报告;有创新意识,能够反映当前先进水平的阶段性研究简报;对当前学科领域的研究热点和前沿问题的专题报告;以及综合评述国内外光学技术研究现状、发展动态和未来发展趋势的综述性论文。

欢迎投稿、荐稿。

主管单位:中国科学院

主办单位:中国科学院长春光学精密机械与物理研究所

协办单位:激光与物质相互作用国家重点实验室

编辑出版:《中国光学》编辑部

投稿网址:<http://chineseoptics.net.cn>

邮件地址:chineseoptics@ciomp.ac.cn; zgxcn@126.com

联系电话:0431-86176852; 0431-84627061 传 真:0431-84627061

编辑部地址:长春市东南湖大路 3888 号(130033)