

锥形太赫兹量子级联激光器输出功率与光束特性研究

徐天鸿 姚辰 万文坚 朱永浩 曹俊诚

Analyses of the output power and beam quality of the tapered terahertz quantum cascade lasers

Xu Tian-Hong Yao Chen Wan Wen-Jian Zhu Yong-Hao Cao Jun-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 224212 (2015) DOI: 10.7498/

aps.64.224212在线阅读View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224212>

当期内容View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三维传输子量子比特的退相干参数表征

Decoherence characterization of three-dimensional transmon

物理学报.2014, 63(22): 220305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.220305>

基于弱非线性实现非破坏性测量两光子 Bell 态及三光子 Greenberger-Horne-Zeilinger 态

Quantum nondemolition measurement of two-photon Bell-state and three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger-state based on weak nonlinearities

物理学报.2013, 62(10): 100304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.100304>

关于多比特电路量子动力学系统中光子自由度的消除方案研究

On the scheme of cavity photon elimination in multi-qubit circuit-quantum electrodynamics system

物理学报.2012, 61(24): 240305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.240305>

关于电路量子电动力学系统中光子自由度的消除方案

On the schemes of cavity photon elimination in circuit-quantum electrodynamics systems

物理学报.2012, 61(18): 180302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.180302>

Stark 位移对热环境下双 Jaynes-Cummings 模型中原子纠缠的影响

Effect of the Stark shift on entanglement in a double Jaynes-Cummings model in thermal environment

物理学报.2012, 61(16): 160304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.160304>

专题: 太赫兹物理

编者按 太赫兹辐射通常是指频率在 0.1—10 THz, 位于微波与远红外之间的电磁辐射. 在过去很长的一段时间中, 由于缺乏有效的太赫兹辐射源和探测器, 太赫兹频段一度被称为“太赫兹空白”. 近年来, 随着光子学和纳米技术的快速发展, 太赫兹源和探测技术取得了长足进展. 在 20 世纪 90 年代初期, 使用脉冲激光激发光电导天线可以有效获得太赫兹辐射; 2002 年, 太赫兹量子级联激光器的诞生被认为是一个重大进展, 高效、轻便且价格合理的太赫兹辐射源成为可能. 与此同时, 太赫兹技术在诸多应用领域也取得了快速发展. 例如在无线通信方面, 太赫兹频段提供了超宽的带宽; 在物质检测方面, 很多物质在太赫兹频段具有特征峰, 通过比对特征峰, 太赫兹光谱系统可以对被测物质进行快速识别; 在成像方面, 太赫兹成像安检仪可有效弥补有机场安检系统的不足, 太赫兹波对人体安全, 并且可以穿透衣物、塑料等不透明的物体, 实现对隐匿物体的成像. 太赫兹技术在国家安全、信息技术、生物医学、无损检测、食品和农业产品的质量控制、全球性环境检测等领域都具有重要的应用, 因而被誉为“改变未来世界十大技术”之一.

由于具有广泛的应用前景, 太赫兹技术早已引起世界各国政府、科研机构以及工业界的关注. 本刊特组织“太赫兹物理”专题, 将太赫兹领域的研究近况展现给读者, 具体内容涉及太赫兹量子级联激光器、光电导太赫兹辐射源、太赫兹超导探测器、基于人工电磁材料的太赫兹功能器件以及近年来兴起的石墨烯太赫兹器件. 希望这期专题能够对相关的科研人员有所帮助, 并推动国内太赫兹研究及应用的发展.

(客座编辑: 中国科学院上海微系统与信息技术研究所 曹俊诚)

锥形太赫兹量子级联激光器输出功率与 光束特性研究*

徐天鸿 姚辰 万文坚 朱永浩 曹俊诚†

(中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 中国科学院太赫兹固态技术重点实验室, 上海 200050)

(2015 年 4 月 7 日收到; 2015 年 6 月 17 日收到修改稿)

针对锥形太赫兹量子级联激光器, 利用有限差分波束传播法和速率方程法, 建立了准三维的太赫兹有源器件仿真模型, 能够对具有轴向非线性波导结构的激光器进行模拟. 利用此模型, 研究了锥角大小对激光器输出光功率及光束质量的影响. 仿真结果表明, 考虑到器件之间的光耦合效率, 为了达到最大的有效输出功率, 锥形太赫兹量子级联激光器的锥角存在一个最优值.

关键词: 太赫兹量子级联激光器, 锥形激光器, 波束传播法, 数值仿真

PACS: 42.55.Px, 07.57.Hm, 42.25.Bs, 02.30.Jr

DOI: 10.7498/aps.64.224212

1 引言

自 20 世纪 90 年代第一个中红外量子级联激光

器 (QCL) 研制成功以来^[1], 这种特殊的电抽运单极器件的性能就在不断地被刷新, 其激射波长范围不断扩大, 工作温度不断升高, 输出光功率不断增加. 2002 年, 世界上首个太赫兹量子级联激光器 (THz

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2014CB339803)、国家高技术研究发展计划 (批准号: 2011AA010205)、国家自然科学基金 (批准号: 61131006, 61321492, 61176086, 61404149)、国家重大科学仪器设备开发专项 (批准号: 2011YQ150021)、02 国家科技重大专项 (批准号: 2011ZX02707)、中国科学院重要方向项目 (批准号: YYYJ-1123-1)、中国科学院创新团队国际合作伙伴计划: “高迁移率材料工程” 创新团队项目和上海市青年科技英才扬帆计划 (批准号: 15YF1414400) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jccao@mail.sim.ac.cn

QCL) 出现^[2], 填补了 THz 波段固态相干光源的空白. 由于 THz 波在材料特性研究、安检成像、无线通信等关键领域的重要应用价值^[3], THz 技术及其应用已经成为国内外重要的研究方向之一^[4,5]. 目前, THz QCL 连续波模式下的最高激光功率为 138 mW^[6], 最高工作温度为 117 K^[7], 脉冲模式下的最高激光功率已经超过 1 W^[8], 最高工作温度为 186 K^[9]. 同时, 其他功能性器件, 如基于分布式反馈技术的单模 THz QCL^[10]、THz 光梳等^[11] 也在不断涌现.

传统的 THz QCL 的轴向波导结构多为直条型, 波导宽度一般为几十微米至几百微米, 已经进入亚波长尺度, 因此, 输出太赫兹波远场发散角较大, 波束质量较差. 利用锥形波导结构可以有效地解决这一问题, 极大地改善激光光的波束质量, 这一方法已经在实验中得到证实^[12]. 同时, 通过制备一系列锥角值不同的 THz QCL, 并测量其输出功率, 研究人员发现这种结构的锥角存在一个最优值, 并不是越大越好. 为了简化此类器件的设计过程, 本文提出了一套基于有限差分波束传播法 (finite difference beam propagation method, FD-BPM) 的 THz QCL 仿真模型. 目前对 THz 器件的仿真研究并不多见, 已有的研究工作多数集中在利用有限元方法对器件的二维侧向模式分布进行计算^[13]. 本文所提出的仿真模型为准三维数值模型, 能够对非线性轴向波导结构器件内的光场传播过程进行模拟; 此外, 结合速率方程的稳态解, 我们考虑了器件内载流子数与光子数对器件增益和有效折射率的动态影响, 从而能够对激光器这种有源器件进行自治式求解, 在得到输出光场分布的同时得到器件的输出光功率. 值得强调的是, 本文所介绍的模型不仅能用于锥形 THz QCL 的仿真, 对其他具有复杂轴向波导结构的 THz 器件也同样适用, 可用于对相应器件的设计与优化.

本文对基于 FD-BPM 的仿真模型及其数值化方法进行了详细介绍; 给出了一个实际锥形 THz QCL 的仿真计算结果, 并重点分析了波导结构对光场分布的影响; 最后结合仿真结果对锥形 THz QCL 的优化设计方案进行讨论, 并解释了实验中观察到的输出功率随锥角非线性变化的现象.

2 器件结构仿真建模

本文的研究对象是锥形 THz QCL, 如图 1 所

示. 为了使仿真模型更接近实际器件, 我们以文献^[12]中的器件为参考, 并用实验测试获得的器件特性曲线对仿真模型进行校准, 来获取部分重要的仿真参数. THz QCL 有源区为束缚态向连续态跃迁结构, 材料体系为 GaAs/AlGaAs, 激光波长 λ_0 为 103 μm . 器件采用半绝缘等离子体波导 (SISP) 工艺制作^[4], 由直条区 (长 $L_1 = 0.5$ mm, 宽 $W_{\text{initial}} = 103$ μm) 和锥形区 (长 $L_2 = 2$ mm, 宽度随锥角 θ_{taper} 不同而变化) 两部分组成, 故器件总长 $L = 2.5$ mm, 其中直条区的端面进行了高反射镀膜工艺, 反射率 R_0 为 95% (此为假设值, 非实验测量数据), 锥形区端面为解理面, 反射率 R_L 为 31.9%. 器件的其他细节请参见文献^[12].

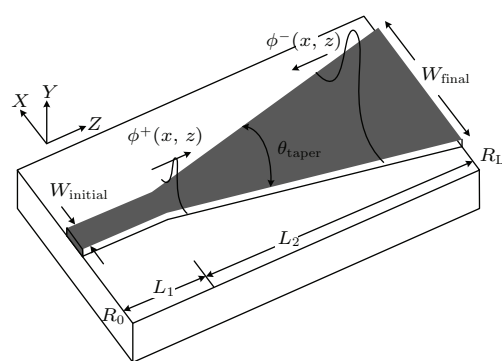


图 1 锥形 THz QCL 的三维示意图

Fig. 1. Three-dimensional schematic of the tapered THz QCL.

本文的仿真模型为准三维模型, 主要由等效折射率法 (effective index method, EIM) 和 FD-BPM 两部分组成. 其中, EIM 被用来计算器件 x - y 截面上波导区内外的等效折射率 $n_{\text{eff}1}$ 和 $n_{\text{eff}2}$, 从而将一个三维的波导结构等效简化为二维. 而 FD-BPM 则被用来计算波导内部电场在 x - z 面上传播的动态演化过程. 模型细节详述如下.

2.1 波束传播法理论模型

在 FD-BPM 模型中, 波导内部电场 $E(x, z) = \phi(x, z) \exp(-jk_0 z)$ 中的缓变包络部分 $\phi(x, z)$ 在 x - z 面上的传播演化可以用一个二维标量波方程来描述^[14]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \phi(x, z)}{\partial z} \\ &= -j \frac{1}{2k_0 n_0} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - j \frac{k_0}{2n_0} (n_{\text{eff}}(x, z) - n_0)^2 \phi(x, z) \\ & \quad - \frac{1}{2} \alpha_i(x, z) \phi(x, z) + \frac{1}{2} g_m(x, z, J, S) \phi(x, z) \\ & \quad - jk_0 \Delta n(x, z, J, S) \phi(x, z), \end{aligned} \quad (1)$$

其中, k_0 为器件的传播常数; n_0 为波导以外区域的折射率; $n_{\text{eff}}(x, z)$ 和 $\alpha_i(x, z)$ 分别为有效折射率和器件本征损耗在 x - z 面上的分布; $g_m(x, z, J, S)$ 和 $\Delta n(x, z, J, S)$ 表示在不同电流密度 J 和光子密度 S 下器件一维模式增益 g_m 和折射率变化量 Δn 在 x - z 面上的分布, S 与电场 $\phi(x, z)$ 的平方线性相关. 简单分析可知, (1) 式等号右边的第一项代表电场在折射率为 n_0 的介质中的自由空间传播, 而其余各项代表电场在特定波导结构中的受限传播, 且此传播过程受到波导中的各种线性效应 (如 n_{eff} , α_i) 和非线性效应 (如 g_m , Δn) 的控制.

特别需要注意的是 (1) 式的最后两项. 传统的 BPM 模型和商用的基于 BPM 的仿真软件一般只进行无源波导的仿真, 而本文将 BPM 模型应用到有源器件如激光器的仿真中, 通过加入 (1) 式中的最后两项, 我们考虑了电流注入 (或者说载流子注入) 引起的器件增益和折射率的变化, 从而能够更准确地对电场在传播过程中的动态变化进行模拟, 并模拟实验中常观察到的自聚焦效应 [15], 后文会对此进行更详细的描述.

2.2 模型中线性参数的计算方法

(1) 式中 n_{eff} 和 α_i 两项不受载流子注入的影响, 在仿真过程中为固定的值, 因此称其为线性参数. 参考其他文献中的经验值, 我们取波导区域的本征损耗 α_{i1} 为 15 cm^{-1} [16], 波导外区域的本征损耗 α_{i2} 为 435 cm^{-1} [17].

波导区域内外的等效折射率 $n_{\text{eff}1}$ 和 $n_{\text{eff}2}$ 的计算可以使用多物理场仿真工具 COMSOL 来进行. 而要利用 COMSOL 仿真工具, 首先应算出器件每一类外延层的复折射率 $\tilde{n}$. 器件的 SISP 外延结构至下而上为: $200 \mu\text{m}$ 厚的半绝缘 GaAs 衬底, $0.8 \mu\text{m}$ 厚的重掺杂 GaAs 下接触层 (Si, 电子浓度 $n_e = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), $14.44 \mu\text{m}$ 厚的有源区 ($n_e = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), $0.2 \mu\text{m}$ 厚的重掺杂 GaAs 上接触层 (Si, $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), $0.2 \mu\text{m}$ 厚的金属层 ($n_e = 5.9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). $\tilde{n}$ 与激光器的激光频率相关, 可依据 Drude-Lorentz 模型进行计算 [14], 如下式:

$$\tilde{n} = \sqrt{\epsilon_r + j \frac{n_e q^2 \tau}{\epsilon_0 \omega_0 m^* (1 - j \omega_0 \tau)}}, \quad (2)$$

(2) 式中的参数分别为: 真空介电常数 ϵ_0 、电子电量 q 、器件激光角频率 ω_0 、以及各外延层对应的电

子有效质量 m^* 、弛豫时间 τ 和相对介电常数 ϵ_r . 为了和目标器件保持一致, 以上各参数的取值参见文献 [18].

根据麦克斯韦方程组, 波导中电磁场的分布遵守亥姆霍兹 (Helmholtz) 方程. 对 THz QCL 来说, 重掺杂接触层和金属层的复介电常数的实部都为负数, 这是此类器件实现 y 方向上光场限制的关键因素 [14], 但却造成了器件模式分布计算上的难度. COMSOL 是一个基于有限元计算方法的仿真软件, 利用 COMSOL 能够方便地对任意折射率分布的外延结构进行建模, 然后通过求解亥姆霍兹方程, 最终得到外延结构中的模式分布和对应每个模式的有效折射率 n_{eff} . 本文只考虑了基横模, 因此 COMSOL 中只对基模进行仿真.

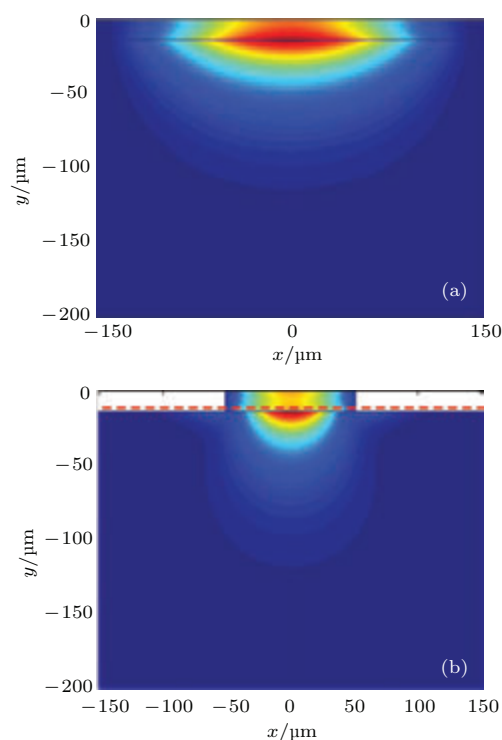


图2 计算 (a) $n_{\text{eff}1}$ 和 (b) $n_{\text{eff}2}$ 时 COMSOL 的仿真结果, 图中所示为 x - y 平面上器件内电场分布的平方

Fig. 2. COMSOL simulation results for (a) $n_{\text{eff}1}$ and (b) $n_{\text{eff}2}$ calculations. The squared electric field component inside the considered device is shown in the x - y plane.

波导区域内 $n_{\text{eff}1}$ 的计算相对简单, 将原始器件假设为 x 方向无限长的平板波导, 以消除 x 方向的影响, 即可求得 $n_{\text{eff}1} = 3.53$, 同时还可得到 y 方向的一维光场限制因子 $\Gamma_y = 0.306$, 此时 COMSOL 求解得到的模式场分布如图 2(a) 所示. 而求解波导区域外 $n_{\text{eff}2}$ 时, 先用 COMSOL 求解原始器件在 x - y 面的模式场分布 (如图 2(b) 所示), 并计算得到

如图2(b)中红线所示位置的 x 方向一维光场限制因子 $\Gamma_x = 0.946$, 再利用有效折射率法和 $n_{\text{eff}1}$ 的值反推得到 $n_{\text{eff}2} = 3.42$.

2.3 模型中非线性参数的计算方法

(1)式中利用 g_m 和 Δn 两个参数模拟了载流子注入引起的器件增益和折射率的变化, 器件各个点上电流密度和光子密度的变化都会改变这两个参数的值. 可以通过求解器件有源区速率方程的稳态解来得到 $g_m(J, S)$. 而 $\Delta n(J, S)$ 则通过(3)式由 $g_m(J, S)$ 算出^[19], 其中 α_{LEF} 为器件的线宽展宽因子 (linewidth enhancement factor, LEF), 除以2则是为了将功率增益转变为场增益.

$$\Delta n(J, S) = -\frac{\alpha_{\text{LEF}}}{2k_0} g_m(J, S). \quad (3)$$

器件有源区为束缚态向连续态跃迁的结构, 通过自洽求解泊松-薛定谔方程可以得到此器件的导带能带结构图 (参见文献^[16]), 很明显, 我们可以用上激射能级1、下激射能级2和微带能级3三个能级来对这样的能带结构进行近似^[20], 三个能级上的电子密度分别为 e_1 , e_2 和 e_3 . 三能级速率方程如下:

$$\frac{de_1}{dt} = \eta_i \frac{J}{qh_w} - \frac{e_1}{\tau_{12}} - v_g g_c S, \quad (4a)$$

$$\frac{de_2}{dt} = \frac{e_1}{\tau_{12}} - \frac{e_2}{\tau_{23}} + v_g g_c S, \quad (4b)$$

$$\frac{de_3}{dt} = \frac{e_2}{\tau_{23}} - \frac{e_3}{\tau_{\text{SL}}}, \quad (4c)$$

(4)式中的参数分别为: 器件有源区内量子效率 η_i , 有源区一个量子阱模块的厚度 h_w , 电场群速度 v_g , 器件材料增益 g_c , 载流子在各能级间的弛豫时间 τ_{12} 和 τ_{23} 以及载流子在超晶格微带的输运时间 τ_{SL} . 材料增益 g_c 与一维模式增益 g_m 之间的关系为: $g_m = g_c \Gamma_y$. 材料增益 g_c 的计算方法由(5)式给出^[21]:

$$g_c = \frac{(e_1 - e_2)\omega_0 |d|^2}{2\pi\hbar c n_{\text{eff}1} \varepsilon_0 \Delta f}, \quad (5)$$

(5)式中, d 为偶极跃迁矩阵元, c 为光速, Δf 为激光器荧光光谱的半高全宽. 速率方程中参数的取值见表1.

表1 速率方程中参数的取值
Table 1. Parameters used in the rate equations.

$\Delta f/\text{THz}$	$d/\text{C}\cdot\text{m}$	τ_{12}/ps	τ_{23}/ps	$\tau_{\text{SL}}/\text{ps}$	η_i
0.3926	2.88×10^{-27}	10	0.24	6	0.0706

至此, 对于速率方程的描述已经完成, 我们可以利用它来研究在各种不同情况下器件有源区内载流子的分布情况. 首先, 当器件处在亚阈值状态时, 此时器件还未实现激射, 器件内光子密度很小基本可以忽略, 因而设定光子密度 S 为固定值0, 然后在不同的电流密度下求解速率方程(4)的稳态解, 再结合(5)式, 即可得到器件在亚阈值状态下模式增益随电流密度的变化情况, 如图3所示. 从图3可以看出, 器件的模式增益基本是随着电流密度的增加而线性增加, 这是THz QCL这种子带间跃迁型量子阱器件的特点之一, 实验中也观察到了类似的现象^[22]. 然而, 对于带间跃迁型的量子阱或者量子点器件而言, 由于有源区内载流子弛豫时间和状态密度的限制, 在大电流注入的情况下器件会出现明显的模式增益饱和现象^[23,24].

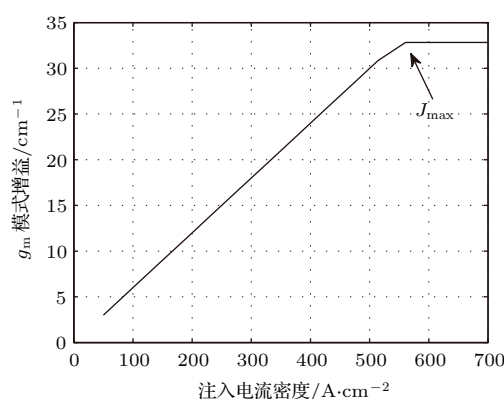


图3 器件模式增益随注入电流密度的变化

Fig. 3. Modal gain as a function of the injection current density for the considered device.

上文提到的器件模式增益随着电流密度线性增加的现象只在一定条件下成立, 即我们假定电流的注入效率 (速率方程中的 η_i) 在一定的电流密度范围内基本恒定不变. 然而, 随着电流密度的增大, 这一假设最终将不再正确. 我们知道, 为了保证在电流注入情况下有源区内的电荷平衡, QCL器件有源区的注入区都进行了一定程度的掺杂. 根据器件二维掺杂浓度 N_{2D} 的大小, 单位时间内器件中单位平面可以通过的电子数存在一个最大值, 被称为最大电流密度 J_{max} . 当注入电流密度大于 J_{max} 时, 掺杂杂质的电荷平衡效应将被抵消, 有源区内将产生空间电荷区, 最终破坏有源区内微带能级3与激射上能级1的对准效果, 并影响电流的注入效率, 导致器件模式增益的下降^[22].

$$J_{\text{max}} = \frac{N_{2D}q}{2\tau_{\text{SL}}}. \quad (6)$$

实验中, 当注入电流大于 $J_{\max}$ 时器件输出功率会急剧下降, 因此一般只关注注入电流小于 $J_{\max}$ 区域内的器件性能. 基于以上考虑, 我们在速率方程的计算过程中设置了 $J_{\max}$, 当注入电流密度大于 $J_{\max}$ 时强制其钳制在 $J_{\max}$ 上. 此器件的二维掺杂浓度 $N_{2D} = 4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, 由 (6) 式可得其相应的 $J_{\max} = 547 \text{ A/cm}^2$.

根据文献 [12] 中的实验结果可知, 当器件的锥角为 0° 时, 器件的阈值电流密度 J_{th} 约为 300 A/cm^2 (取器件输出光功率陡然增大时的拐点为阈值). 此时对应器件 (锥角为 0°) 的一维阈值模式增益 $\Gamma_y g_{\text{th}}$ 可由 (7) 式算出为 18 cm^{-1} , 根据这一关键信息对仿真模型进行校准, 适当调节模型中部分参数的值, 如器件内量子效率、各能级间的载流子弛豫时间和偶极跃迁矩阵元等, 使得图 3 中的曲线满足以上条件.

$$\Gamma_x \Gamma_y g_{\text{th}} = \alpha_{i1} + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_0 R_L}} \right). \quad (7)$$

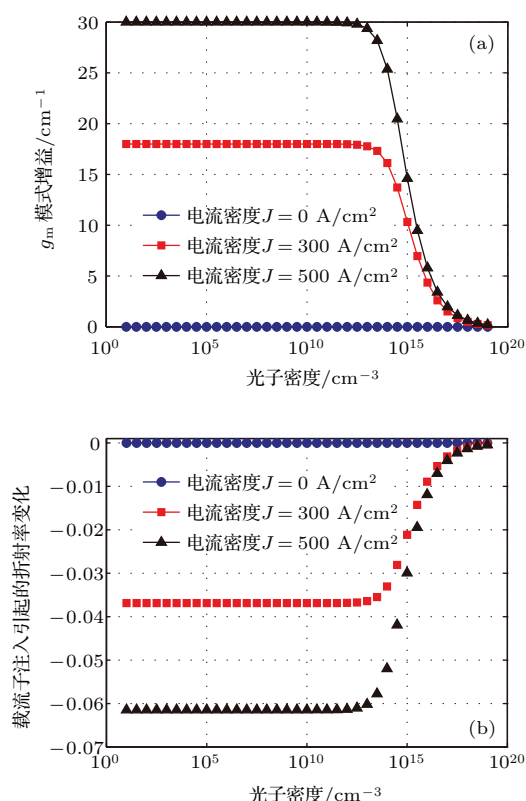


图 4 (a) 器件模式增益和 (b) 折射率变化随电流密度和光子密度的变化

Fig. 4. Characteristics of (a) the modal gain and (b) refractive index variation under different values of the injection current density and photon density.

当器件处在激射状态时, 器件内部的光子密度大幅增加, 在此条件下我们将速率方程中的 S 设定

为一系列离散的固定值, 同样在不同的电流密度下求解速率方程 (4) 的稳态解, 即可得到如图 4 所示的模式增益变化. 从图 4 可以看出, 当光子密度较小时, 器件的注入电流能够及时补充由于受激辐射而消耗掉的载流子, 从而保证模式增益在此区域不受光子数增加的影响而保持定值. 但当光子密度越过临界点后, 器件上激射能级 1 中受激辐射消耗载流子的速度远大于注入电流对载流子的补充能力, 于是稳态情况下上激射能级 1 中的载流子密度开始大幅下降 (图 4 未给出); 下激射能级 2 由于其对应的载流子弛豫时间非常小, 能级 2 上的载流子密度变化并不大 (图 4 未给出). 因此, 综合起来最终的结果是器件模式增益大幅下降 (图 4(a)), 同时, 依据 (3) 式, 此时器件的折射率逐渐增大 (图 4(b)). 图 4 中电流密度等于零的曲线对应器件波导外区域 g_m 和 Δn 的值, 而电流密度大于零的曲线对应器件波导 (即有电流注入) 区域 g_m 和 Δn 的值.

2.4 模型的数值仿真实现方法

首先应该设定大小合适的仿真窗口, 如图 1 所示, 此仿真窗口的长应与器件总长度一致, 而宽度应比器件宽度适当大一些, 以保证仿真窗口边缘的电场强度接近零; 同时, 在仿真窗口的上下边界, 使用透明边界条件来消除边界上的反射波 [25]; 其次, 应该对仿真窗口进行适当的二维网格化离散, x 方向上的离散步长 Δx 应当远小于 z 方向上的离散步长 Δz , 以保证对 x 方向上的电场分布进行较好的计算, 本文中 Δx 和 Δz 分别为 $0.02 \mu\text{m}$ 和 $2 \mu\text{m}$.

对前述的理论模型的数值化仿真过程简述如下: 仿真启动时为器件输入一个预设的激励, 此激励为 1 mW 的基模电场 $\phi_k(x, z=0)$ (k 为循环次数), 然后计算这条 x 方向线上各点处的 $n_{\text{eff}}(x, z)$, $\alpha_i(x, z)$, $g_m(x, z)$ 和 $\Delta n(x, z)$, 将这些参数代入 (1) 式并求解, 从而得到电场传播一个 Δz 之后的分布 $\phi_k(x, z=z+\Delta z)$, 再一步步推进, 直至到达器件端面 $z=L$; 此时令 $\phi_{k+1}(x, z=L) = \phi_k(x, z=L) \times \sqrt{R_L}$ (其中 k 为循环次数, 光场每次到达 $z=L$ 为一次循环), 再倒着依次推进, 一步步计算电场分布 $\phi_{k+1}(x, z=z-\Delta z)$ 直至到达 $z=0$, 接着令 $\phi_{k+1}(x, z=0) = \phi_{k+1}(x, z=0) \times \sqrt{R_0}$; 一直循环计算, 并在每次电场到达 $z=L$ 时比较此时的光功率与上一循环此处光功率的误差, 当误差小于 1% 时终止仿真. 需要注意的是, $n_{\text{eff}}(x, z)$ 和 $\alpha_i(x, z)$ 在离散网格每一点上的值在仿真过程中

是固定不变的, 而 $g_m(x, z)$ 和 $\Delta n(x, z)$ 在每一点上的值则要根据当时此点的电流密度和光子密度对图 4 中的曲线进行插值计算来获得.

实际使用的过程中我们发现, 不论器件的锥角为多少, 只要器件处于激射状态且输出光束仍为单横模, 仿真过程总能够很快地收敛, 一般经过 5 到 6 次循环就能得到最终的稳定解. 但是当器件处于亚阈值状态或者输出光束质量明显变差出现多横模时, 仿真过程不能收敛, 不能求得稳定解. 这种情况下我们会在 15 次循环后强行终止计算过程, 并保存此时的计算结果.

3 数值仿真结果与讨论

3.1 锥角为 5° 的器件的仿真结果与分析

下面我们以锥角 θ_{taper} 为 5° 的 THz QCL 为例来对 FD-BPM 模型的仿真结果进行讨论. 图 5 给出了当线宽展宽因子 α_{LEF} 为 2.5, 输入电流为 3 A 时, THz QCL 在 x 方向上光子密度、模式增益和折射率变化的分布情况, 以及 x - z 平面上光场强度的分布情况. 我们知道, 不论是干法或者湿法刻蚀工艺制作的 THz QCL, 其有源区大部分都曝露在空气中, 因此 x 方向上波导内外的折射率差值较大, 这样的波导结构对 x 方向上的光场具有很强的限制作用, 仿真结果也证实了这一点. 从图 5 (a) 可以看出, 光场基本都分布在波导范围以内, 如果分别计算激光器的前端面 and 后端面处的光场限制因子, 可得 $\Gamma_x(z=0)$ 为 0.987, 而 $\Gamma_x(z=L)$ 为 0.999. 其中, 在激光器前端面处, 波导宽度同样为 $103 \mu\text{m}$, 但此时算得的光场限制因子却比前文所述的由 COMSOL 软件算得的值略大 (前文中为 0.946). 这与计算方法不完全相同有关, 在 COMSOL 软件中器件被当成是无源器件, 只依靠折射率的分布来限制光场, 而在 FD-BPM 仿真中器件被当成有源器件, 我们认为由增益引起的辅助光场限制效应是造成这种差别的原因. 如图 5 (a) 所示, 作为一种有源器件, THz QCL 波导区域内器件的模式增益远大于 0, 因此被限制在波导区域内的光场逐步增强, 而泄漏出波导区域外的光场则由于本征损耗 α_{i2} 的影响而逐步削弱, 显然这种效应帮助激光器将更多的光场限制在波导区域内, 这就是所谓的增益引导效应 (gain guiding effect) [26].

与预期的一样, 由于波导中间区域的光子密度大, 已经完全进入了图 4 (a) 所示的增益下降的区

域, 因此图 5 (a) 中的增益曲线中部出现了明显的凹陷. 相应地, 波导中间区域的折射率增大了, 这种折射率分布会在局部产生更强的光场限制效应, 使光场聚集, 光场宽度变窄, 这就是所谓的自聚焦效应. 本文的模型较严谨地将这一效应引入了器件仿真模型中, 能够对有源波导器件如 THz QCL 进行更全面的模拟和分析.

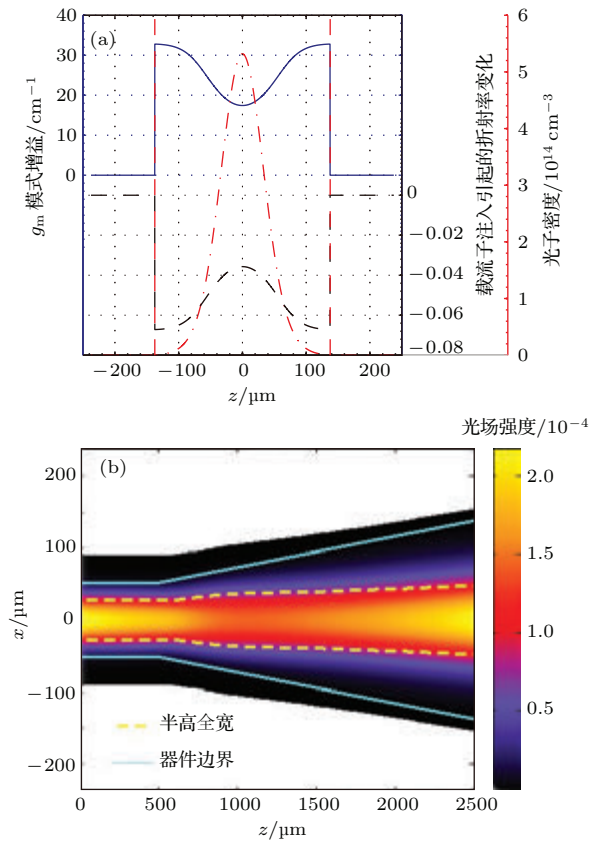


图 5 锥角为 5° 的 THz QCL 的仿真结果 (a) 器件输出边界 $z=L$ 处光子密度 (红线)、模式增益 (蓝线) 和折射率变化 (黑线) 的分布情况, 图中两条竖线指示了 x 方向上器件波导边界的位置; (b) x - z 平面上的光场强度分布图, 图中青色的实线标志 x - z 平面上器件波导边界的位置, 黄色的虚线标志光强半高全宽的位置

Fig. 5. Simulation results of a 5° tapered THz QCL: (a) Lateral distribution of the photon density (red curve), modal gain (blue curve), and refractive index variation (black curve) at the output border ($z=L$) of this device, and two vertical lines indicate the border of the waveguide in x direction; (b) optical intensity map in the x - z plane, with the solid cyan lines indicating device active region and the dashed yellow lines indicating the full-width at half maximum contour of the optical intensity.

需要注意的是, 在自聚焦效应下, 光场会往波导中线集中, 导致中线附近的光场强度进一步增强, 折射率进一步增大, 从而出现更强的自聚焦效应. 这是一种恶性循环, 如果持续下去最终会在

波导中出现多模或者成丝现象 (filamentation phenomenon)^[15]. 但实际上, 中部凹陷的增益分布使得光场分布趋向于展宽, 这与自聚焦效应是一个相反的作用, 两种作用在光场沿着波导传播的过程中同时存在且相互影响, 这种复杂的动态作用决定着器件最终的光束质量.

使用锥形波导结构可以在一定程度上缓解自聚焦效应的影响, 由左向右观察图 5 (b) 中光场半高全宽的位置可知, 光场分布在波导的线性区域内基本保持不变, 进入锥形区域后, 随着器件波导的展宽, 光场分布也有一定的展宽, 波导中线区域的光子密度略有降低; 但很快自聚焦效应的影响就占据了主导地位, 光场的半高全宽并没有随着波导进一步快速增大, 而是缓慢增长直到输出端面.

3.2 不同锥角的 THz QCL 的仿真结果与分析

下面我们以一组 θ_{taper} 分别为 0° , 3° , 5° 和 8° 的 THz QCL 为例, 来讨论锥角的大小对 THz QCL 的影响, α_{LEF} 为 2.5. 图 6 给出了这组器件在不同的电流密度下输出功率和远场发散角的变化情况.

虽然在调整速率方程参数时我们将 θ_{taper} 为 0° 的 THz QCL 的阈值电流密度设为 300 A/cm^2 , 但由于仿真中波导中部的增益会随着光子密度增大而下降, 因此当输入电流密度为 300 A/cm^2 时器件中实际的平均增益值是低于设计值的, 不足以使器件激射, 所以在 FD-BPM 的仿真结果中 (图 6 (a)), 0° 的 THz QCL 的阈值电流密度比设计值略大.

在图 6 (a) 中, 当锥角由 0° 增大到 3° 时, 器件的输出光功率有明显增加, 而继续增大锥角, 输出光功率增加的幅度却明显变缓, 这一现象与实验测量结果完全一致. 其实这种现象并不难理解: 当器件由线性波导结构变为锥型波导结构时, 一方面波导内的光子密度整体下降, 对模式增益的影响变小; 另一方面, 波导的 Γ_x 迅速增大, 这些因素都有助于降低器件的阈值电流密度; 同时, 器件面积的增加导致功率-电流密度图的斜率显著提高, 最终使得器件的输出功率大幅提高. 而继续增加锥角, 上述因素的变化幅度并不大, 因此输出功率的变化不明显. 需要注意的是, 当锥角为 8° 时, 器件的输出功率并没有像实验中观测到的那样出现下降^[12], 对这一问题的解释见下文.

在研究输出光束质量时, 我们使用矢量衍射理论, 依据瑞利-索末菲积分理论来计算输出光场的

远场分布及远场发散角^[27], 计算结果如图 6 (b) 所示. 可以看出: 随着锥角增大, 输出光场的分布变宽, 故远场发散角变小; 但远场发散角随电流密度的变化并不大. 这些远场发散角的变化趋势与实验结果也是一致的.

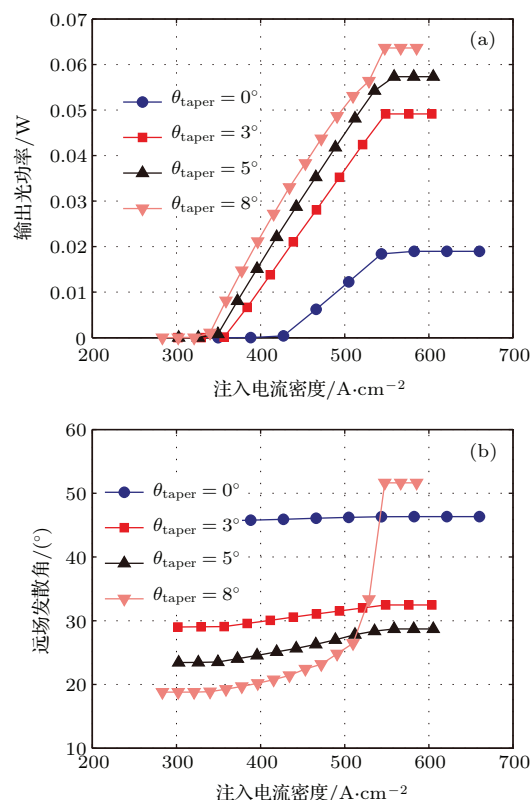


图 6 不同锥角的 THz QCL 的仿真结果 (a) 输出功率及 (b) 远场发散角与注入电流密度的关系

Fig. 6. Simulation results for THz QCLs with different taper angles: (a) The output power and (b) the far field full width half maximum as a function of the injection current density.

当锥角为 8° 时, 在注入电流密度较小时仿真计算能非常快速地收敛, 得到稳定解, 且此时的远场发散角仍进一步变小; 但当器件注入电流密度大于 500 A/cm^2 后, 仿真计算不能得到收敛的稳定解, 远场发散角开始陡然增大, 最后甚至大于锥角为 0° 器件的远场发散角. 这一现象在实验结果中也有体现. 进一步分析仿真结果可知, 当电流密度大于 500 A/cm^2 时, 器件的输出光场的光束质量已经变差, 开始出现多横模的现象, 如图 7 所示. 在这种情况下, 如果用功率计对输出光功率进行测量, 由于光束质量差, 输出光与功率计之间的耦合效率会显著变差, 导致测得的光功率比器件实际输出的值小, 这也就是为什么实验测量中 8° 的 THz QCL 的最大光功率略低于 5° 的 THz QCL, 但仿真结果

中却不是. 在器件的实际使用过程中, 显然只有能够被耦合到光纤或者其他器件中的输出光功率才是有效的, 所以综合考虑器件输出功率和远场发散角的仿真结果, 可知在大电流时锥角为 8° 的器件的有效输出光功率实际上是低于 5° 的器件的, 因此锥形 THz QCL 的锥角并不是越大越好, 而是存在一个最优值.

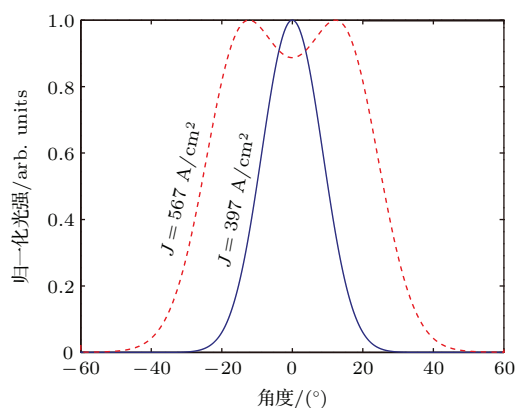


图7 锥角为 8° 的 THz QCL 在电流密度为 397 A/cm^2 (蓝线) 和 567 A/cm^2 (红线) 时的远场分布

Fig. 7. Far field distributions when $J = 397 \text{ A/cm}^2$ (blue curve) and 567 A/cm^2 (red curve), respectively, for the THz QCL with taper angle of 8° .

综上所述, 本文中的仿真模型是以实际器件为依照来构建的, 参数的选取也是优先参照实验结果或者其他文献中的经典数据. 通过3.1和3.2节中的描述可以看到, 仿真模型所得到的器件性能在多个方面与实验结果相符合, 证明了此仿真模型的正确性与适用性.

4 结 论

本文提出了一种准三维的有源器件仿真模型, 它基于FD-BPM方程, 能够对具有轴向非线性波导结构的 THz QCL 进行模拟. 据作者所知, 在太赫兹波段还没有关于类似模型报道. 此模型还可以应用到其他轴向波导结构比较复杂的无源/有源 THz 器件的设计中, 如 THz 光耦合器、THz 光放大器等.

采用上述仿真模型, 我们对锥形 THz QCL 的输出功率和波束质量进行了计算, 仿真结果与实验结果相一致. 我们发现锥形 THz QCL 的锥角存在一个最优值, 可以使得器件的有效输出光功率最大. 此外, 我们还计算了变化 α_{LEF} 值对器件性能的影响(未在文中阐述). 仿真结果显示, α_{LEF} 值越

大, 大锥角的器件更容易出现不稳定解, α_{LEF} 越小则器件越稳定. 可见, 降低器件 α_{LEF} 有助于提高大锥角器件的输出光束质量.

一般而言, 器件中的温度变化也会对折射率产生影响, 从而改变器件的输出波束质量, 但是对于 THz QCL 来说, 温度对器件性能的影响更多地体现在器件输出功率方面. 由于 THz 波段的光子能量相对较小, 当电子在单极半导体子带内的各个能级之间跳跃时才能产生 THz 波段的光子, 这些能级之间的能量间隔极小, 温度变化带来的能量变化会影响器件有源区内粒子的动态运动过程, 从而影响器件的输出功率. 因此 THz QCL 一般只在较低温度下使用 (小于 50 K), 温度越高, 器件输出功率越低, 直至器件完全不能激射. THz QCL 中温度对粒子运动过程的影响较为复杂, 目前文献中多数对此只进行了定性的猜想与分析, 还没有定量的分析. 未来将另文对温度影响进行专门的研究.

参考文献

- [1] Faist J, Capasso F, Sivco D L, Sirtori C, Hutchinson A L, Cho A Y 1994 *Science* **264** 553
- [2] Kohler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H E, Linfield E H, Davies A G, Ritchie D A, Iotti R C, Rossi F 2002 *Nature* **417** 156
- [3] Kumar S 2011 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **17** 38
- [4] Li H, Han Y J, Tan Z Y, Zhang R, Cao J C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2169 (in Chinese) [黎华, 韩英军, 谭智勇, 张戎, 曹俊诚 2010 物理学报 **59** 2169]
- [5] Wan W J, Yin R, Tan Z Y, Wang F, Han Y J, Cao J C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 210701 (in Chinese) [万文坚, 尹嵘, 谭智勇, 王丰, 韩英军, 曹俊诚 2013 物理学报 **62** 210701]
- [6] Williams B S, Kumar S, Hu Q, Reno J L 2006 *Electron. Lett.* **42** 89
- [7] Williams B, Kumar S, Hu Q, Reno J 2005 *Opt. Express* **13** 3331
- [8] Li L, Chen L, Zhu J, Freeman J, Dean P, Valavanis A, Davies A G, Linfield E H 2014 *Electron. Lett.* **50** 309
- [9] Kumar S, Hu Q, Reno J L 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 131105
- [10] Kumar S, Williams B S, Qin Q, Lee A W, Hu Q, Reno J L 2007 *Opt. Express* **15** 113
- [11] Burghoff D, Kao T Y, Han N, Chan C W I, Cai X, Yang Y, Hayton D J, Gao J R, Reno J L, Hu Q 2014 *Nat. Photon.* **8** 462
- [12] Li Y, Wang J, Yang N, Liu J, Wang T, Liu F, Wang Z, Chu W, Duan S 2013 *Opt. Express* **21** 15998
- [13] Kohen S, Williams B S, Hu Q 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 053106

- [14] Okamoto K 2006 *Fundamentals of Optical Waveguides* (San Diego: Elsevier Inc.) p365
- [15] Marcianite J R, Agrawal G P 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 590
- [16] Liu J Q, Chen J Y, Liu F Q, Li L, Wang L J, Wang Z G 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 104205
- [17] Li H, Manceau J M, Andronico A, Jagtap V, Sirtori C, Li L H, Linfield E H, Davies A G, Barbieri S 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 241102
- [18] Wang J, Wu W D, Zhang X L, Duan S Q 2012 *Chin. J. Comput. Phys.* **29** 127 (in Chinese) [王健, 吴卫东, 章小丽, 段素青 2012 计算物理 **29** 127]
- [19] Coldren L A, Corzine S W 1995 *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (New York: John Wiley & Sons, Inc.) p209
- [20] Choi H, Diehl L, Wu Z K, Giovannini M, Faist J, Capasso F, Norris T B 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 167401
- [21] Jirauschek C 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 011103
- [22] Barbieri S, Sirtori C, Page H, Beck M, Faist J, Nagle J 2000 *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 736
- [23] Thompson M G, Rae A R, Mo X, Penty R V, White I H 2009 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15** 661
- [24] Xu T, Bardella P, Montrosset I 2013 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **25** 63
- [25] Hadley G R 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 363
- [26] Nikitichev D, Ding Y, Cataluna M, Rafailov E, Drzewietzki L, Breuer S, Elsaesser W, Rossetti M, Bardella P, Xu T, Montrosset I, Krestnikov I, Livshits D, Ruiz M, Tran M, Robert Y, Krakowski M 2012 *Laser Phys.* **22** 715
- [27] Li J C, Chen J B, Fan Z B, Ma K, Lou Y L 2002 *J. Optoelectron. Laser* **13** 87 (in Chinese) [李俊昌, 陈劲波, 樊则宾, 马琨, 楼宇丽 2002 光电子·激光 **13** 87]

SPECIAL ISSUE—Terahertz physics

Analyses of the output power and beam quality of the tapered terahertz quantum cascade lasers*

Xu Tian-Hong Yao Chen Wan Wen-Jian Zhu Yong-Hao Cao Jun-Cheng[†]*(Key Laboratory of Terahertz Solid-State Technology, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)*

(Received 7 April 2015; revised manuscript received 17 June 2015)

Abstract

We present a quasi-three-dimensional efficient model for simulating and designing the terahertz quantum cascade laser with nonlinear axial waveguide structure, based on the finite difference beam propagation method. The traditional beam propagation method is widely used to simulate the beam profile of the passive waveguide. In order to study the active device, however, the current induced variation in the active region should also be considered in the numerical simulation model. In the model presented in this paper, the phase and the amplitude of the propagating confined field in the active waveguide are determined by a few linear and non-linear effects. The parameters relating to the linear effects, such as the intrinsic refractive index profile and the intrinsic losses of the waveguide under zero current injection, are calculated by using COMSOL-Multiphysics. While the non-linear effects, such as the modal gain and the refractive index variation induced by current injection, are considered in a rigorous way by including the rate-equation set for calculating the carrier dynamics in the active region. The parameters used in the rate-equation set are obtained by referring to the literature and fitting the experimental results of the considered terahertz lasers. By adding the current induced gain and refractive index variation, the presented beam propagation model is able to simulate many current-dependant properties of a laser, such as the output power, the gain guiding effect, and the self-focusing effect. We show in this paper that the latter two effects have influence on inner-waveguide beam profile, and the competitive balance between them determines the output beam quality.

By utilizing this numerical model, the terahertz quantum cascade laser with tapered waveguide structure is simulated, and the influences of the taper angle on output power and beam quality are investigated. According to the simulation results, we find that there is an obvious increase in the output power when the taper angle is increased from 0 to 3 degree, while the increment in the output power decreases rapidly when the taper angle is further increased. Besides, we observe that for the far field the full width at half maximum of the output beam decreases sharply with increasing the taper angle. However, when the taper angle equals 8 degree, multiple lateral modes are observed, which indicates poor output beam quality of this device and poor beam coupling efficiency between this device and the power

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2014CB339803), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2011AA010205), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61131006, 61321492, 61176086, 61404149), the Major National Development Project of Scientific Instrument and Equipment of China (Grant No. 2011YQ150021), the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2011ZX02707), the Major Project of Chinese Academy of Sciences (Grant No. YYYJ-1123-1), the International Collaboration and Innovation Program on High Mobility Materials Engineering of the Chinese Academy of Sciences, and the Shanghai Yang Fan Program, China (Grant No. 15YF1414400).

† Corresponding author. E-mail: jccao@mail.sim.ac.cn

meter. Therefore, although the simulation results show that the output power of this device is higher than that of the device with 5 degree taper angle, the experiment results show that the measured output power is lower. So the taper angle is not the larger the better, but there exists an optimum value, at which the terahertz quantum cascade laser can achieve the highest effective output power.

Keywords: terahertz quantum cascade laser, tapered laser, beam propagation method, numerical simulation

PACS: 42.55.Px, 07.57.Hm, 42.25.Bs, 02.30.Jr

DOI: [10.7498/aps.64.224212](https://doi.org/10.7498/aps.64.224212)

超高灵敏度太赫兹超导探测器

史生才 李婧 张文 缪巍

Terahertz high-sensitivity superconducting detectors

Shi Sheng-Cai Li Jing Zhang Wen Miao Wei

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 228501 (2015) DOI:

10.7498/aps.64.228501在线阅读View online: [http://dx.doi.org/10.7498/](http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.228501)

[aps.64.228501](http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.228501)当期内容View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三维传输子量子比特的退相干参数表征

[Decoherence characterization of three-dimensional transmon](#)

物理学报.2014, 63(22): 220305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.220305>

基于弱非线性实现非破坏性测量两光子 Bell 态及三光子 Greenberger-Horne-Zeilinger 态

[Quantum nondemolition measurement of two-photon Bell-state and three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger-state based on weak nonlinearities](#)

物理学报.2013, 62(10): 100304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.100304>

关于多比特电路量子动力学系统中光子自由度的消除方案研究

[On the scheme of cavity photon elimination in multi-qubit circuit-quantum electrodynamics system](#)

物理学报.2012, 61(24): 240305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.240305>

关于电路量子电动力学系统中光子自由度的消除方案

[On the schemes of cavity photon elimination in circuit-quantum electrodynamics systems](#)

物理学报.2012, 61(18): 180302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.180302>

Stark 位移对热环境下双 Jaynes-Cummings 模型中原子纠缠的影响

[Effect of the Stark shift on entanglement in a double Jaynes-Cummings model in thermal environment](#)

物理学报.2012, 61(16): 160304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.160304>

专题: 太赫兹物理

超高灵敏度太赫兹超导探测器*

史生才† 李婧 张文 缪巍

(中国科学院紫金山天文台, 毫米波和亚毫米波技术实验室, 南京 210008)

(中国科学院射电天文重点实验室, 南京 210008)

(2015年4月21日收到; 2015年6月2日收到修改稿)

太赫兹 (THz) 波段一般定义为 0.1—10 THz 的频率区间, 对应波长范围 3 mm—30 μm , 覆盖短毫米波至亚毫米波段 (远红外). 尽管人们早已认识到太赫兹波段具有非常重要的科学意义和广泛的应用前景, 但该波段仍然是一个有待全面研究和开发的电磁频率窗口. 因此, 太赫兹波段的天文观测在天体物理及宇宙学研究中具有不可替代的作用, 对于理解宇宙状态和演化具有非常重要的意义. 具有超高灵敏度的太赫兹超导探测器, 已经成为太赫兹波段观测的主要手段. 本文主要阐述了太赫兹超导探测器的基本类型和工作原理, 以及中国科学院紫金山天文台在该领域的主要研究成果和进展.

关键词: 太赫兹, 超导, 灵敏度, 探测器**PACS:** 85.25.Pb, 85.25.Am, 95.55.Jz**DOI:** 10.7498/aps.64.228501

1 引言

从 20 世纪 90 年代以来, 国际上太赫兹频段的一系列重要天文观测发现已经冲击了天体物理各个层次的研究. 太赫兹波段占有宇宙微波背景 (CMB) 辐射以后宇宙空间近一半的光子能量, 该波段在天文学研究中具有不可替代的作用. 与光学近红外波段相比, 它具有穿透星际尘埃的能力, 有更高的空间与时间相干性; 而与微波毫米波段相比, 则具有更高空间分辨率, 还可具有更宽的瞬时带宽.

总体来讲, 太赫兹波段天文学研究的基本特点包括: 1) 根据维恩位移定律, 10 K 黑体辐射功率的峰值出现在约 1 THz, 所以它是天体形成阶段冷暗目标最适合观测的波段; 2) 早期遥远天体由于多普勒频移效应, 其辐射落入太赫兹频段, 且星际尘埃吸收早期遥远天体的紫外/可见光后产生亚毫米波辐射, 所以它是早期遥远天体最适合观测的波

段; 3) 星际介质遮挡在 THz 波段远弱于可见光/近红外, 所以它是研究星际尘埃和气体分子云内部星际介质和恒星物理状态的独特波段; 4) 太赫兹波段有非常丰富的分子谱线和精细结构原子谱线, 被称为分子/原子谱线“森林”. 因此, 太赫兹波天文学研究对于理解宇宙状态和演化有非常重要的意义, 正成为现代天体物理的前沿研究领域之一^[1,2].

因为太赫兹波与分子转动的强相互作用会导致强吸收或发射谱线, 这一特征使得太赫兹波段除了在天文学具有特别重要的科学意义外, 在其他学科也具有广泛的研究价值, 例如特别适合大气及分子科学研究等. 太赫兹波段覆盖了地球大气中重要的探针分子, 且具有全天候观测的独特优势, 是开展地球大气观测研究及大气污染监测的独特波段. 针对地球大气同温层和对流层中太赫兹分子谱线的高精度测量将是理解地球大气臭氧层变化和全球气候变暖与人类温室气体排放之间关系的有效手段之一, 非常有助于建立精确的地球大气模型,

* 国家重大科研仪器研制项目 (批准号: 11127903)、国家自然科学基金重大项目 (批准号: 11190012)、中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDB04010300) 和国家自然科学基金优秀青年科学基金 (批准号: 11422326, 11222329) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: scshi@pmo.ac.cn

进而更清晰地了解目前地球大气状态和预测未来的臭氧层和全球气候变化。

尽管人们早已认识到太赫兹波段具有非常重要的科学意义和广泛的应用前景, 但该波段仍然是一个有待全面研究和开发的电磁频率窗口. 制约太赫兹波段发展与应用的主要因素有: 1) 太赫兹信号产生技术的严重缺乏, 包括信号源的频率范围和输出信号功率等方面; 2) 太赫兹信号探测技术的严重缺乏, 包括探测灵敏度、带宽、响应时间以及探测器阵列规模等问题; 3) 大气衰减的限制. 因此, 发展具有超高灵敏度的太赫兹探测技术, 是推动太赫兹技术发展的重要因素. 20世纪末, 天体物理学、宇宙学、大气物理学等基础科学研究的发展极大地推动了太赫兹频段高灵敏度探测技术的发展, 特别是基于低温超导器件的探测技术, 已经成为该波段灵敏度最高的探测器, 在天体物理和宇宙学观测研究中正发挥着越来越重要的作用. 而其在宇宙学和天体物理研究领域的应用则导致了利用CMB场分布精确测量宇宙学参数、SCUBA星系的发现等一系列重大科学突破, 正在太赫兹观测设备中发挥着越来越重要作用. 与半导体探测器相比, 太赫兹超导探测器除了有超高灵敏度的优点外, 还有平面工艺制备、本振信号功率需求低、高动态范围和响应时间快等优点. 目前, 太赫兹超导探测技术正在向更高频率、更高灵敏度和更大规模方向发展.

与其他波段类似, 太赫兹探测器分成相干探测器和非相干探测器两大类. 太赫兹相干探测器能够同时探测信号的幅度和相位信息, 主要应用于高频率分辨率的分子和原子谱线观测, 以及具有高空间分辨率的天线干涉阵列, 主要有超导隧道结(SIS)混频器和超导热电子(HEB)混频器两种, 前者主要应用于1 THz以下频段, 后者多用于1 THz以上频段. 太赫兹非相干探测器则只能探测信号的幅度信息, 而不能获取其相位信息, 主要应用于低频率分辨率的连续谱观测和分光频谱仪的中频率分辨率谱线观测, 主要有超导动态电感探测器(MKIDs)和超导相变边缘探测器(TES).

衡量太赫兹超导探测器灵敏度的参数有许多, 但在射电天文的应用领域, 探测器灵敏度的两个最主要参数为: 1) 噪声温度 T , 单位K, 噪声温度是将有噪声的系统定义为固有噪声加上一个等效的输入噪声, 在接收机系统中, 系统噪声温度包含了馈源和波导损耗引入的噪声和接收机噪声, 噪声

温度可用量子极限衡量, 通常对于射电天文应用的超导接收机, 可实现的噪声温度在3至5倍量子极限之间; 2) 噪声等效功率(NEP), 单位 $\text{W}/\text{Hz}^{0.5}$, 指信噪比为1时入射到探测器上的辐射功率, 对超导探测器而言, 该参数越小越好, 目前紫金山天文台研发的超导探测器在实验室的测试NEP可达 10^{-14} — $10^{-16} \text{ W}/\text{Hz}^{0.5}$ 量级.

2 太赫兹相干探测器

2.1 超导隧道结(SIS)混频器

超导隧道结(SIS)混频器是基于准粒子隧穿效应的量子混频器, 它是由两块超导体及其中间极薄的势垒层(厚约几十Å)构成, 如图1(a)所示. 超导隧道结混频器的典型伏安(I - V)特性曲线示于图1(b). 需要指出的是, 这里显示的SIS结的 I - V 特性是基于准粒子隧穿效应, 而非库珀对隧穿效应. 它除了取决于其超导和绝缘层材料的本征特性外, 还与制备工艺密切相关, 其工作频率上限主要取决于所采用超导材料的能带[3]. 例如, 目前应用最广泛的铌(Nb)和铌钛氮(NbTiN)超导SIS混频器主要工作在太赫兹低频段(0.1—1.4 THz), 其噪声性能在低于0.7 THz的频率范围内已达3倍量子极限[4], 但在0.7—1.4 THz的区间尚未突破5倍量子极限[5,6].

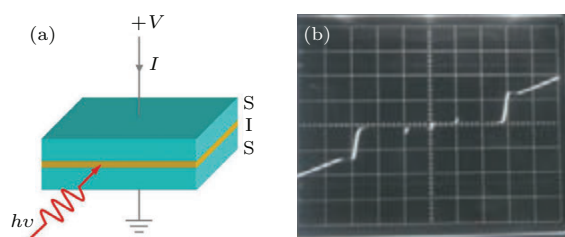


图1 (a) SIS结的结构示意图; (b) 典型SIS结的伏安特性曲线 (X : 1 mV/div; Y : 0.1 mA/div)

Fig. 1. (a) Schematic of SIS junction; (b) I - V curve of the SIS junction (X : 1 mV/div; Y : 0.1 mA/div).

SIS混频器的其他典型特征还包括: 稳定工作变频增益高(~ 0 dB); 瞬时带宽基本无限制, 至少可达几十GHz; 本振功率需求(100%耦合情况)在0.1 THz约几nW, 但随频率的平方增加; 与超导HEB混频器相比, 可稳定工作电压区间宽, 但在能隙频率 f_{gap} 以上逐渐减小直到零.

如前所述, SIS混频器的性能在其能隙频率以上将急剧恶化, 主要原因是混频电路中超导体吸收

光子能量拆开其中的库珀对 (Cooper pair), 进而导致能量损耗. 另一方面, SIS 混频器的上限频率约为其能隙频率的两倍. 为了发展高于 Nb 能隙频率的高灵敏度 SIS 混频器, 人们一直在尝试研究高能隙 SIS 混频技术. 基于这一发展趋势, 中国科学院紫金山天文台成功研制了 0.5 THz 频段基于高能隙超导材料氮化铌 (NbN) 的隧道结混频器, 研究了其物理特性, 并实验揭示了其在 Josephson 噪声干扰抑制和工作温度区间拓宽等方面有明显优势. 将其应用于 POST 亚毫米波望远镜接收机系统, 在 462 和 493 GHz 两个具有天文观测意义的频率点成功测试了波导型 NbN SIS 混频器的噪声特性, 未校准双边带接收机噪声温度低达 5 倍量子极限, 这是该频段 NbN SIS 混频器实现的最好性能, 基本达到了 Nb SIS 混频器的性能水平. 该超导隧道结混频器成功应用于天文观测, 获得第一条基于氮化铌超导隧道结混频器的天文观测谱线. 相关研究成果示于图 2 和图 3.

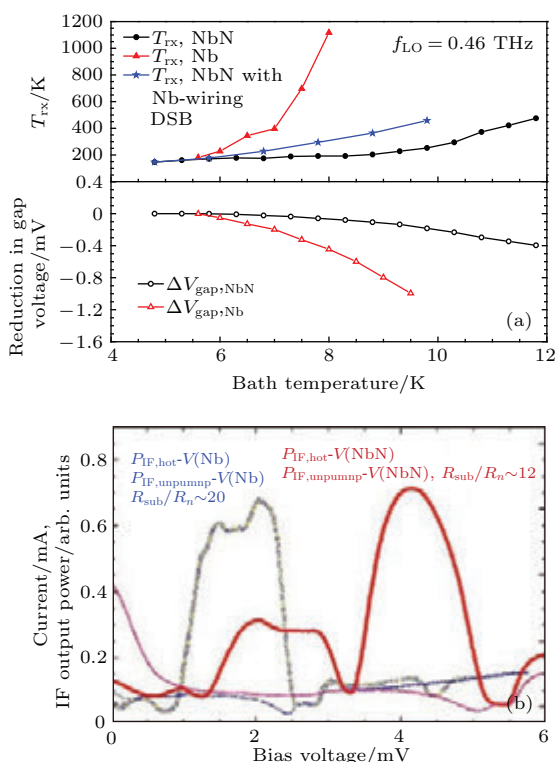


图 2 (a) 实测 0.5 THz 频段 NbN 和 Nb SIS 混频器接收机噪声温度的温变特性 (上小图) 和两种隧道结能隙电压相应的变化曲线 (下小图); (b) 实测 0.5 THz 频段 NbN 和 Nb SIS 混频器中频输出功率电压响应曲线的对比 [7]

Fig. 2. (a) Comparison of the measured 0.5 THz NbN and Nb SIS mixers' T_{rx} (up) and ΔV_{gap} (down); (b) comparison of the IF output power of the 0.5 THz NbN and Nb SIS mixers [7].

目前, 太赫兹 SIS 混频器的发展趋势主要是灵敏度、工作频率、射频带宽、瞬时带宽等性能指标的进一步提高. 针对这一趋势, 寻求更高能隙的超导材料、攻克高能隙超导隧道结混频器制备工艺等成为必然. 随着高能隙超导隧道结制备技术的提高和新材料的应用, 预期高能隙 SIS 混频技术研究将会得到新的发展.

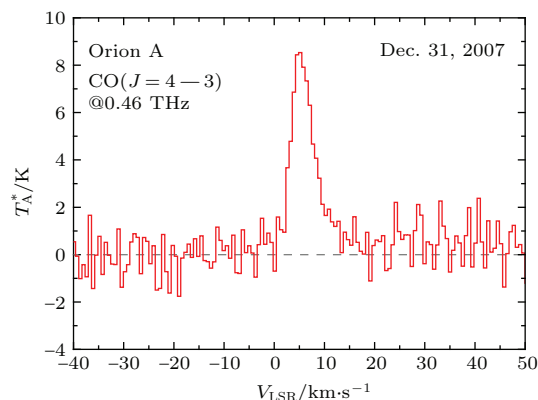


图 3 国际首条利用 NbN SIS 混频器成功观测到的天文谱线 [7]

Fig. 3. The first astronomical line observed with NbN SIS mixer [7].

2.2 超导 HEB 混频器

超导 HEB 混频器由超导微桥和射频耦合电路构成 (如图 4 所示). 超导微桥为一层几纳米厚的超导薄膜, 两端通过电极与射频耦合电路连接实现射频信号耦合和直流偏置. 超导微桥中的某个电子吸收太赫兹光子后通过电子之间的相互作用使得电子温度升高 (即热电子效应), 随后通过电子-声子相互作用将能量传递给声子从而升高声子温度, 最后热量逃逸到介质基板中而重新恢复平衡态. 这种方式称为声子制冷型超导 HEB 混频器 [8], 通常采用 NbN, NbTiN 等化合物超导材料, 要求超导微桥很薄, 并与介质基板具有很好的晶格匹配, 热量可以很快逃逸到介质基板. 除此之外, 超导微桥里电子吸收的能量也可以通过电子运动扩散到两端电极里而恢复平衡态, 这种方式称为扩散制冷型超导 HEB 混频器 [9], 通常采用 Nb, Al 等纯金属超导材料, 要求超导微桥很短的同时超导薄膜具有较大的电子扩散系数, 热量迅速传递到两端电极. 图 4 列举了国际上主要研究小组公开发表的超导 HEB 混频器的接收机噪声温度 [10]. 随着对热电子混频机理的深入理解、制备工艺的逐渐成熟和测试系统的不断改进, 超导 HEB 混频器的接收机噪声温度已

经全面超过 10 倍量子极限, 个别频率点已经突破 5 倍量子噪声极限, 成为 1 THz 以上灵敏度最高的相干探测器, 并被成功应用到地面望远镜 APEX, 机载望远镜 SOFIA、空间卫星 Herschel 等.

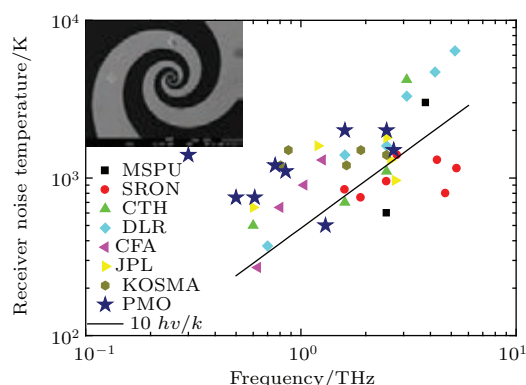


图 4 国际上主要研究小组公开发表的超导 HEB 混频器的接收机噪声温度. 内插图平面螺旋天线耦合的超导 HEB 热电子混频器芯片中心部分的 SEM 照片^[10]

Fig. 4. The mainly results of the noise temperatures of the HEB mixers measured in different groups. Insert: the SEM picture of the spiral antenna on the center part of HEB mixer chip^[10].

国内相关研究小组也在超导 HEB 混频器工作方面取得了显著进展, 如南京大学等^[11]. 中国科学院紫金山天文台在超导 HEB 混频器研究方面, 探索了 4 K 闭环制冷机固有的机械振动和温度波动对

其性能的影响, 取得了与液氮制冷相当的性能^[12]. 随后研究了超导 HEB 混频器的混频机理、噪声来源等特性. 在此基础上, 成功为南极 5 m 太赫兹望远镜研制了 1.4 THz 频段的超导 HEB 混频器.

2.2.1 超导微桥对不同太赫兹频率光子的非均匀吸收^[13]

超导 HEB 混频器的理论框架是热点模型 (hot spot model): 在直流和太赫兹信号的共同作用下, 超导微桥中心部分的电子温度超过临界温度形成热点, 而两端由于电子扩散的存在其温度接近电极温度依然处于超导态. 假设太赫兹光子能量远大于超导材料的能隙, 足以拆开超导微桥中的库珀对形成准粒子, 因此认为超导微桥各部分对太赫兹信号均匀吸收, 而直流信号只在热点内才会被吸收. 这一理论较好地解释了超导 HEB 混频器工作在高于能隙频率下的性能, 但是实验表明超导 HEB 混频器在低于能隙频率的频段依然具有较高的灵敏度. 我们引入 Mattis-Bardeen 理论, 计算出超导微桥各部分在不同温度下的表面阻抗, 从而解释了超导 HEB 混频器对不同频率太赫兹辐射的非均匀吸收. 图 5 是在 100 和 600 GHz 不同信号功率辐照下理论计算的超导 HEB 混频器的电阻温度曲线.

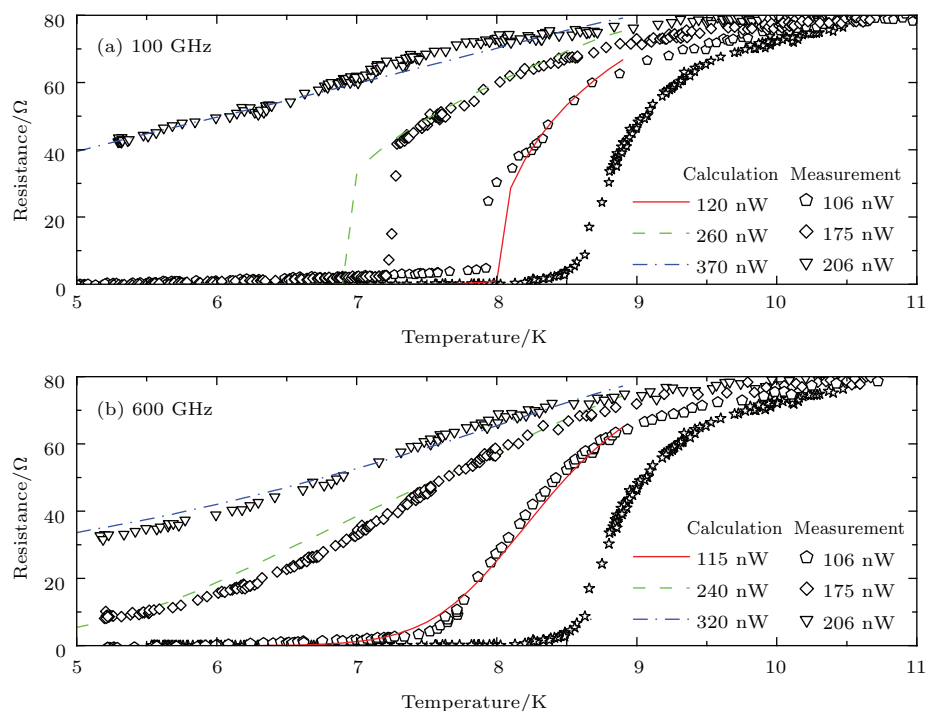


图 5 测量 (符号) 和理论 (线) 计算的超导 HEB 热电子混频器在不同本振功率辐照下的电阻转变曲线^[13]

Fig. 5. Measured (symbols) and calculated (lines) R - T covers of the HEB mixers loaded by different LO power^[13].

当信号频率 (100 GHz) 低于能隙频率时, 随着信号功率的增加, 超导微桥的临界温度逐渐降低, 表明低于超导微桥的临界温度, 由于热激发准粒子较少, 而库珀对无法吸收太赫兹辐射, 超导微桥处于超导态; 随着工作温度升高, 热激发准粒子数也相应增加, 个别电子吸收太赫兹辐射后温度升高, 通过电子-电子相互作用, 使得其他的电子温度也升高, 进一步降低超导微桥的能隙, 使其更容易吸收太赫兹辐射, 加速温度的升高, 导致电阻的增加. 当信号频率 (600 GHz) 接近超导微桥的能隙频率, 光子可以拆开库珀对形成准粒子, 使超导微桥中的电子温度升高, 宏观表现为电阻随着温度连续变化. 在图 5 中同时也给出了实测的超导 HEB 混频器在 100 和 600 GHz 不同信号功率下的电阻温度曲线, 与理论计算完全符合.

2.2.2 超导 HEB 混频器中的量子噪声 [14]

超导 HEB 混频器是 1 THz 以上灵敏度最高的相干探测器, 在个别频率点上已经突破 5 倍量子噪声极限. 探索超导 HEB 混频器的噪声极限需要了解各种噪声源的贡献. 随着频率的增加, 量子噪声的贡献会越来越大. 根据超导 HEB 混频器的量子噪声理论, 需要针对同一超导 HEB 混频器测量其在一系列频率点上的接收机噪声温度, 从而分析其量子噪声的贡献. 为此, 我们设计并制备了宽频带的平面螺旋天线耦合的超导 HEB 混频器, 通过引入超导电极降低太赫兹信号在传输过程中的损耗, 在 1—5 THz 频率范围内具有无可比拟的探测灵敏度. 采用了真空测量系统, 冷/热负载和波束分离器位于同一真空容器内, 大大降低了准光学损耗及其不确定性. 另外, 在冷/热负载辐照下, 通过测量超导 HEB 混频器中频输出功率随偏置电流 (本振功率) 的变化获得接收机噪声温度, 排除了其固有直接检波效应的影响, 使接收机噪声温度的不确定性小于 5%, 从而为量子噪声贡献的分析提供了可能.

针对同一超导 HEB 混频器, 利用同一套测试系统实验表征了从 1.6—5.3 THz 的接收机噪声温度. 结果如图 6 所示, 随着频率升高, 接收机噪声温度缓慢增加. 不同频率下的最佳电流-电压曲线完全符合 (如图 6 内插图所示), 表明超导微桥在不同频率下的行为一致, 经典噪声贡献和量子噪声增强因子与频率无关. 根据量子噪声理论, β 值为 3, 表明量子噪声因为超导微桥的非平衡分布效应而

增强了 3 倍, 在 5.3 THz 量子噪声的贡献已经超过 50%.

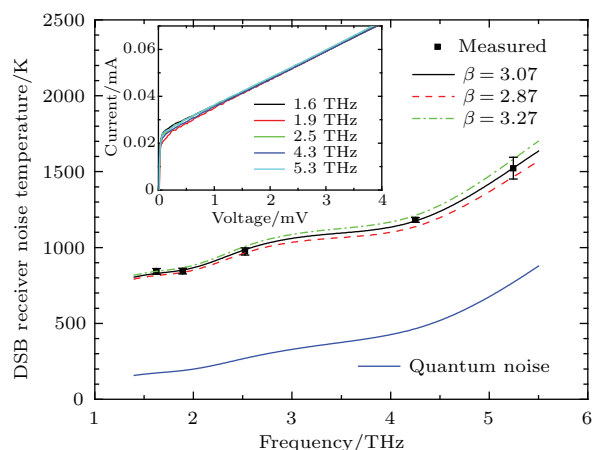


图 6 测量的超导 HEB 混频器在不同本振频率下的接收机噪声温度及量子噪声贡献. 内插图为在不同本振频率下超导 HEB 混频器的最佳电流-电压曲线 [14]

Fig. 6. Measurement receiver noise temperature and quantum noise contribution of the superconducting HEB mixer under the different LO frequencies [14].

2.2.3 南极 5 m 太赫兹望远镜 1.4 THz 频段接收机 [15]

南极海拔最高的冰穹 A 是地面上最佳的太赫兹天文观测站址. 我国拟建的“十二五”国家重大科技基础设施建设项目“中国南极昆仑站天文台”, 其中一台是 5 m 太赫兹望远镜, 将工作在 350 和 250 μm 谱段, 分别采用 SIS 混频器和超导 HEB 混频器. 为此, 我们研制了 1.4 THz 频段的平面双槽天线耦合的超导 HEB 混频器 (如图 7 所示). 在器件制备过程中通过电子束曝光一次性形成接触电极和平面天线, 有效降低了射频传输损耗, 在 1.29 THz 实测接收机噪声温度为 600 K. 然后进一步采用 Parylene C 防反射层降低硅透镜表面的反射, 接收机噪声温度降低为 450 K, 远远超过南极 5 m 太赫兹望远镜的灵敏度指标. 200 μm 波段超导 HEB 混频器的成功研制突破了 DATE5 望远镜的一项关键技术.

超导 HEB 混频器技术在过去 20 年里取得了巨大的发展, 并且成功应用到地面和空间望远镜上. 尽管如此, 随着应用范围的拓展以及技术的不断进步, 超导 HEB 混频器技术依然存在巨大的发展空间. 超导 HEB 混频器的灵敏度已经突破 5 倍量子噪声极限, 在太赫兹高频段量子噪声贡献起主导作用, 有可能实现接近量子噪声极限的超导 HEB 混频器. 超导 HEB 混频器本身没有频率限

制, 意味着在太赫兹高频段可以实现高灵敏度检测, 这方面莫斯科师范大学做了尝试性研究. 同时一些大型望远镜如SOFIA在多频段单像元外差混频器(GREAT)的基础上, 正在开发阵列接收机(upGREAT), 计划研制 2×7 像元2.5 THz频段接收机阵列和 1×7 像元4.7 THz频段接收机阵列. 另外一些极端环境下的应用(如南极、深空探测、星际飞行), 由于受到能源供应的限制, 要求超导HEB混频器在较高工作温度下依然具有很高的灵敏度, 因此近年来人们开始研究基于新超导材料(如MgB₂, FeSeTe等)的超导HEB混频器特性.

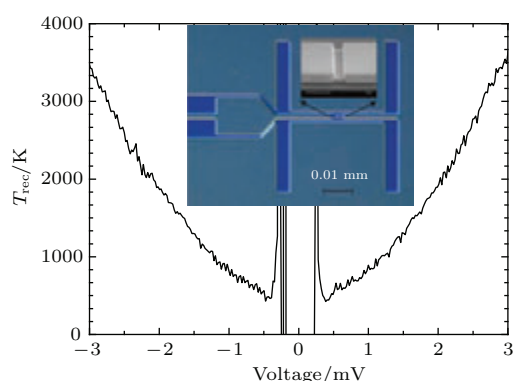


图7 超导HEB混频器在1.3 THz本振频率的接收机噪声温度. 内插图双槽天线耦合的超导HEB混频器SEM照片及超导微桥部分的放大图片^[15]

Fig. 7. The noise temperature of the HEB mixer at the LO frequency of 1.3 THz. Insert: the SEM picture of the twin-slot antenna of the HEB mixer^[15].

2.3 超导HEB与量子级联激光器(QCL)集成探测器

除了高灵敏度混频器, 太赫兹超导HEB混频器中还需要有高频率和功率稳定度的太赫兹本振抽运源. 近年来, 一种基于电子在半导体材料量子阱中导带子带间跃迁的新型单极半导体源——太赫兹量子级联激光器^[16]取得了飞速发展, 其在辐射功率、频率以及工作温度等方面均有显著突破, 已成为太赫兹超导HEB混频器中最理想的本振抽运源.

2.3.1 基于太赫兹量子级联激光器的超导相干频谱仪

目前, 太赫兹量子级联激光器在本振抽运源应用方面已取得了一系列进展, 包括: 太赫兹量子级联激光器抽运超导HEB混频器噪声特性研究^[17,18], 太赫兹量子级联激光器相位与频率锁定研究^[19,20], 太赫兹量子级联激光器本振频宽特性研究^[21], 太赫兹量子级联激光器输出功率稳定性研究等^[18]. 然而, 以太赫兹量子级联激光器为本振抽运源的高频谱分辨率分子谱线相干探测却并未实现. 为此, 我们利用三阶反馈式量子级联激光器^[22]作为本振抽运源, 超导HEB混频器作为相干探测器, 构建了首个基于太赫兹量子级联激光器的超导相干频谱仪(如图8所示), 并成功实现了甲醇气体分

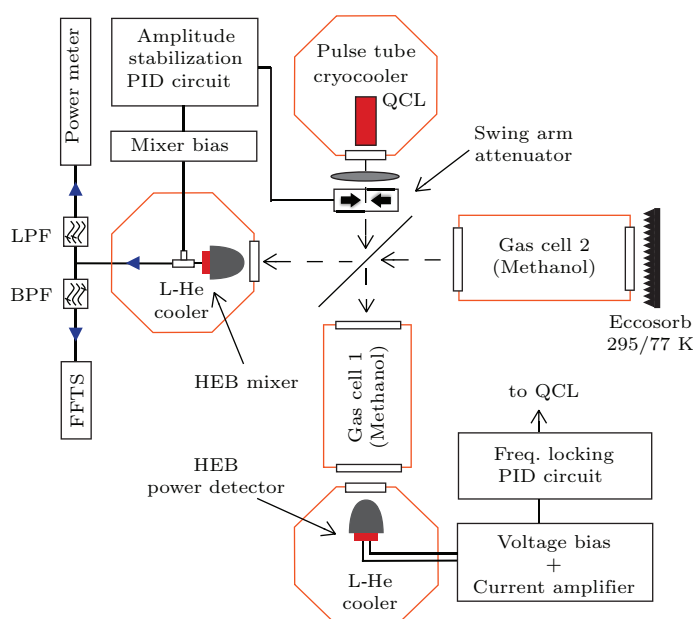


图8 基于太赫兹量子级联激光器的超导相干频谱仪结构图^[24]

Fig. 8. Diagram of the superconducting coherent spectrum instrument based on QCL^[24].

子谱线高频谱分辨率波谱特性相干探测^[23,24]. 其中, 我们利用快速功率可调衰减器与PID (比例-积分-微分) 反馈控制器稳定太赫兹量子级联激光器功率^[24], 同时利用甲醇气体吸收谱线作为锁频参考信号稳定太赫兹量子级联激光器频率^[25], 进而实现了频率与功率同时锁定的太赫兹量子级联激光器本振抽运源. 图9是甲醇气体分子谱线高频谱分辨率相干探测结果.

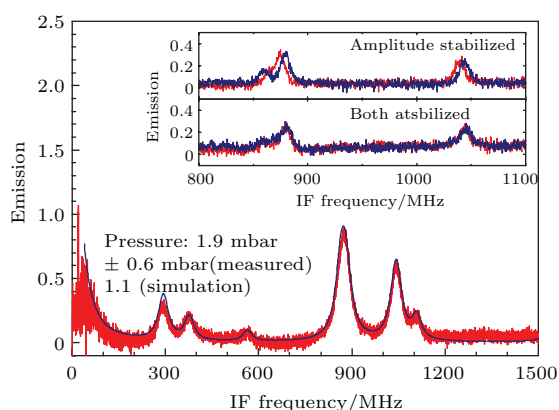


图9 3.452 THz 三阶反馈式量子级联激光器作为本振抽运源, 在频率与功率同时稳定时高频谱分辨率甲醇气体分子谱线测量结果. 内插图是仅有功率稳定以及频率与功率同时稳定时低气压 ($0.12 \text{ mbar} \pm 0.05 \text{ mbar}$) 甲醇气体分子谱线测量结果, 红色与蓝色分子谱线测量时间间隔为 1 h^[24]

Fig. 9. High spectral resolution methanol gas molecular spectral measurement results when the LO frequency and power are stable at the same time. One inset shows a methanol spectrum when the LO is only amplitude stabilized (the upper one), measured twice with 1 h interval time. The second inset shows a methanol spectrum when both amplitude and frequency are stabilized. The gas pressure is reduced to $0.12 \text{ mbar} \pm 0.05 \text{ mbar}$. 3.452 THz third-order feedback QCL is used as the LO source^[24].

2.3.2 基于太赫兹量子级联激光器的超导 HEB 混频器

众所周知, 大多数太赫兹量子级联激光器工作时热功耗相对较大, 可达几瓦甚至几十瓦. 在以太赫兹量子级联激光器为本振抽运源的超导 HEB 混频器中, 通常需要单独使用 4 K 杜瓦冷却太赫兹量子级联激光器, 使得太赫兹超导 HEB 混频器结构复杂, 难以实际应用. 为此, 研究基于太赫兹量子级联激光器的超导 HEB 混频器显得尤为重要. 2008 年, Richter 等^[26]将超导 HEB 混频器和太赫兹量子级联激光器分别集成于杜瓦 4 K 和 40 K 冷级, 成功实现首个基于太赫兹量子级联激光器的超

导 HEB 混频器, 但其要求杜瓦外有可调光学元件耦合激光器输出信号, 结构仍相对复杂. 为了简化结构, 我们首次提出将超导 HEB 混频器、太赫兹量子级联激光器以及所有光学元件全部集成于单一杜瓦 4 K 冷级 (见图 10), 并成功实现结构更加紧凑的超导 HEB 混频器^[27]. 在该超导 HEB 混频器中, 所有光学元件均低温集成, 空气以及声波对探测器的干扰可完全避免. 考虑到太赫兹量子级联激光器热功耗会影响超导 HEB 混频器工作, 我们采用了 2.7 THz 基于“束缚态至连续态跃迁”设计以及递变型光子异质结谐振腔低功耗量子级联激光器^[28].

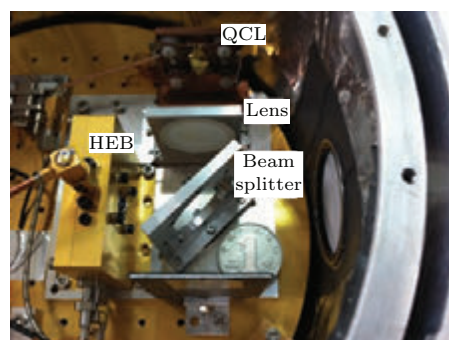


图10 基于太赫兹量子级联激光器的超导 HEB 相干集成探测器^[27]

Fig. 10. Superconducting HEB integrated detector based on QCL^[27].

考虑到太赫兹量子级联激光器与超导 HEB 混频器之间信号低温下难以调节, 我们准确模拟了 2.7 THz 量子级联激光器远场辐射波束, 并实现了 2.7 THz 量子级联激光器辐射波束整形. 图 11 (a) 是 2.7 THz 量子级联激光器结构示意图, 图 11 (b) 和图 11 (c) 是整形前与整形后 2.7 THz 量子级联激光器远场辐射方向图, 整形后激光器远场辐射发散角减小为 $2^\circ \times 3^\circ$, 同时整形后 2.7 THz 量子级联激光器与超导 HEB 混频器之间信号耦合系数提高了 10 倍. 图 11 (d) 是整形后 2.7 THz 量子级联激光器远场辐射方向图测试结果, 与理论结果相符. 另外, 实验测得超导 HEB 混频器接收机噪声温度约为 1500 K, 扣除准光学损耗后噪声温度仅为 600 K.

尽管太赫兹量子级联激光器在本振抽运源应用方面已取得很多突破, 但仍有很多方面有待进一步发展. 目前, Wanke 等^[29]利用高掺杂度砷化镓将太赫兹量子级联激光器与肖特基混频器叠加, 同时作为激光器正极与肖特基混频器负极, 实现了以太赫兹量子级联激光器为本振抽运源的一体化全固态肖特基集成相干探测器, 但肖特基相干探测器

噪声性能相对较差, 因此太赫兹量子级联激光器与超导 HEB 混频器一体化全固态集成技术将是未来的研究重点. 另外, 现用太赫兹量子级联激光器稳频技术均需要额外一个太赫兹混频器^[19,20,25], 未

来可考虑基于单一超导 HEB 混频器同时实现太赫兹量子级联激光器稳频与太赫兹信号相干检测, 目前该技术已在低频本振抽运源-耿氏振荡器与倍频器组合中应用^[30].

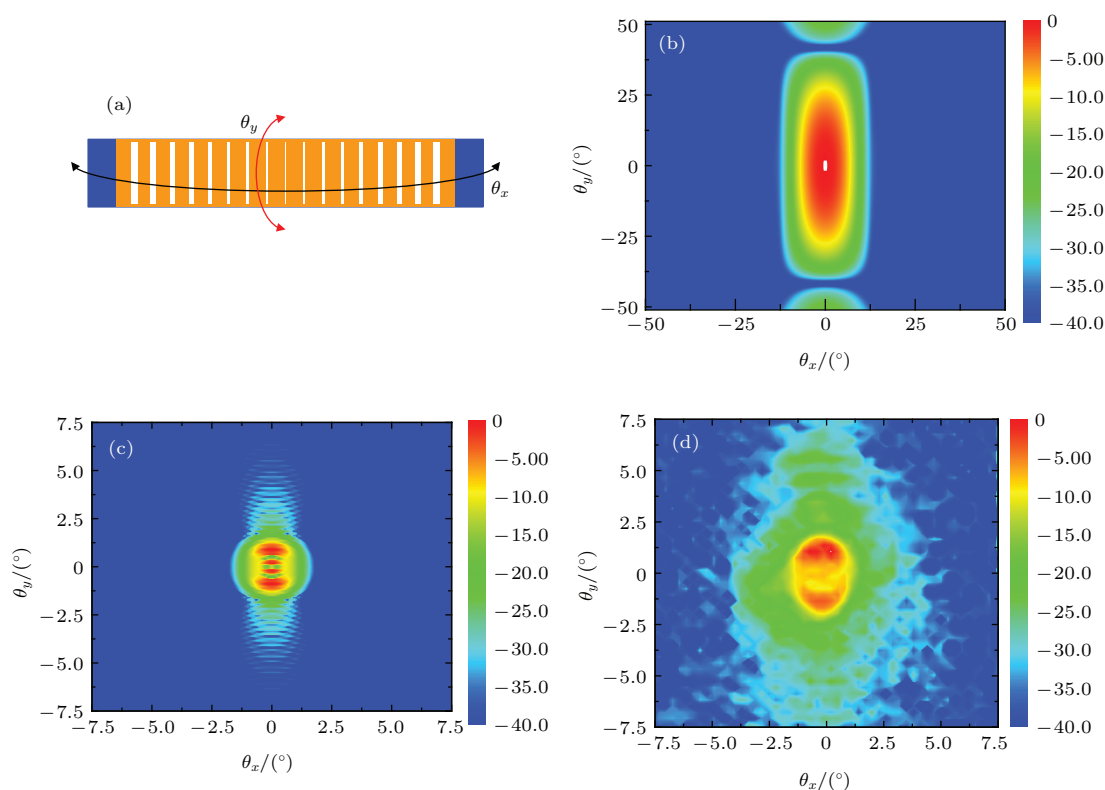


图 11 (a) 2.7 THz 量子级联激光器结构示意图; (b) 模拟仿真整形前 2.7 THz 量子级联激光器远场辐射方向图; (c) 模拟仿真整形后 2.7 THz 量子级联激光器远场辐射方向图; (d) 实验测得整形后 2.7 THz 量子级联激光器远场辐射方向图^[27]

Fig. 11. (a) Structure diagram of the 2.7 THz QCL; (b) the far-field radiation pattern of 2.7 THz QCL before the simulation of plastic; (c) the far-field radiation pattern of 2.7 THz QCL after the simulation of plastic; (d) the measured far-field radiation pattern of 2.7 THz QCL after the simulation of plastic^[27].

3 太赫兹非相干探测器

在基于低温超导器件的太赫兹非相干探测器之前, 天文应用宽带连续谱探测器主要是半导体 Bolometer. 由于非平面电路工艺制备, 像元数一般少于 100. 在工作温度低至 0.1 K 时, 最佳灵敏度 NEP 可接近 $1 \times 10^{-16} \text{ W/Hz}^{0.5}$. 这种探测器阵列的典型代表是应用于 JCMT 亚毫米波望远镜的 SCUBA 相机, 发现了 SCUBA 亚毫米波星系. 进入 21 世纪初, 仍然有许多望远镜采用 Bolometer 探测器阵列, 主要是进一步提升探测器像元数, 但都远少于 1000. 2009 年发射的 Herschel 空间望远镜上的宽带连续谱成像探测器阵 SPIRE 也采用半导体 Bolometer, 最短波长 250 μm 阵列的像元数是 139.

如前所述, 超导探测器由于平面工艺制备易于研制出大规模阵列, 在相同工作温度区间则有更高灵敏度. 从 20 世纪 90 年代末开始, 基于低温超导器件的太赫兹非相干探测器技术得到快速发展, 主要有超导动态电感探测器 (MKIDs) 和超导相变边缘探测器 (TES) 两种.

3.1 超导动态电感探测器 (MKIDs)

太赫兹超导 MKIDs 实际上是一个由超导薄膜平面电感和平面电容组成的谐振腔, 其谐振频率处于微波波段. 当超导电感吸收太赫兹光子后, 其表面阻抗产生变化, 进而导致谐振腔频率与 Q 因子的变化, 如图 12 所示. 通过测量这些变化, 可实现对太赫兹信号的探测.

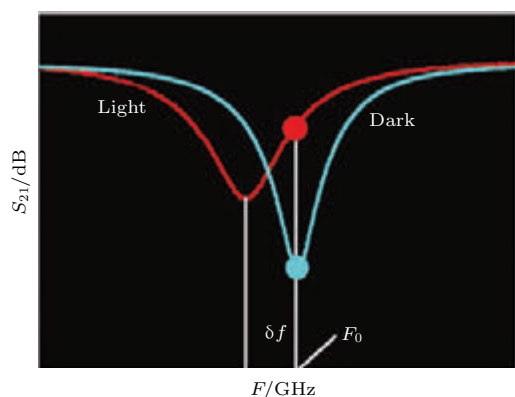


图 12 超导 MKIDs 工作原理图

Fig. 12. Schematic diagram of the MKIDs.

目前国内在超导 MKIDs 研究方面尚处于起步和发展阶段, 中国科学院紫金山天文台通过与荷兰 TUDelft 大学及日本理化学研究所的合作, 已经成功制备基于氮化钛 (NbTiN)、铌 (Nb) 和氮化钛 (TiN) 等多种不同超导薄膜的动态电感探测器阵列, 像元数分别达 64 和 1024 个. 详尽的研究成果如图 13 所示.

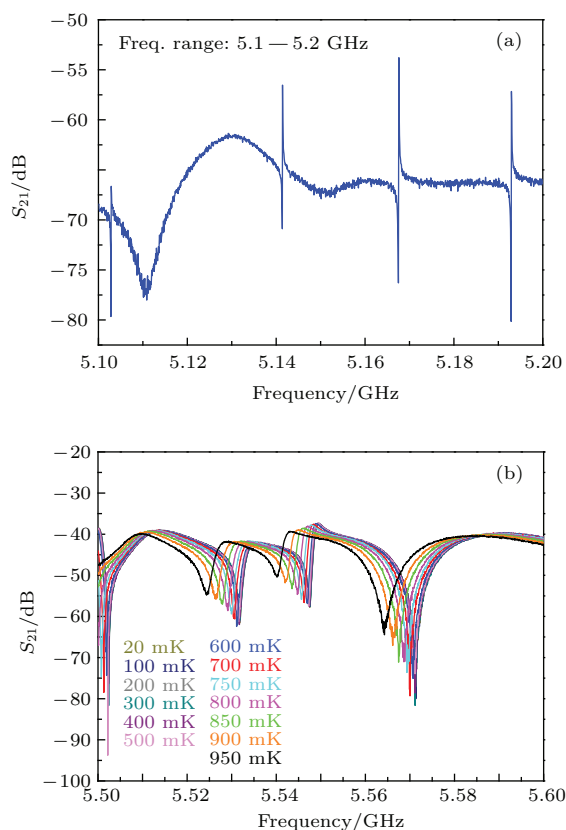


图 13 (a) 超导 MKIDs 的谐振特性; (b) 超导 MKIDs 的谐振特性随温度变化曲线

Fig. 13. (a) The resonance of the MKIDs; (b) the temperature dependence of the MKIDs.

近年来, 太赫兹超导 MKIDs 技术得到了快速发展, 特别是采用了更为简单的读出复用技术, 即微波波段的超宽带低温制冷低噪声放大器和基于高速模数转换器与现场可编程门阵列技术的超宽带高分辨率数字频谱仪 (FFTS). 需要指出的是, 超宽带低温制冷低噪声放大器原来被广泛应用于太赫兹相干探测的前置中放, 而超宽带高分辨率数字频谱仪 (FFTS) 被广泛应用于太赫兹相干探测的后端频谱处理. 太赫兹超导动态电感探测器在 0.3 K 温度的探测灵敏度已达 $1 \times 10^{-18} \text{ W/Hz}^{0.5}$, 技术上也易实现 1000 以上像元大规模阵列.

3.2 超导相变边缘探测器 (TES)

超导 TES 探测器包含一层超导薄膜, 工作在正常态与超导态之间的一个很窄的温度区间内. 在此温度区间, 超导薄膜的电阻具有很高的温度灵敏度, 在恒压偏置下吸收光子信号后引起电流的巨大变化, 并通过极低噪声贡献的超导量子干涉仪构成的电流放大器读出, 从而实现背景极限的探测 [31].

目前国内在超导 TES 探测器研究方面还处于起步阶段, 主要有中国科学院紫金山天文台 [32]、清华大学、中国科学技术大学 [33] 等单位开展相关研究. 紫金山天文台正在为南极 5 m 太赫兹望远镜研制下一代大规模超导探测器阵列成像系统. 基于地面背景极限灵敏度的要求和南极冰穹 A 的极端环境约束, 研制临界温度为 400—500 mK 的 NbSi 和 Ti 超导 TES 探测器.

3.2.1 NbSi 超导 TES 探测器 [32]

NbSi 超导薄膜通过在硅基板上同时蒸发 Nb 和 Si 制备, 其临界温度在 100—800 mK 范围内通过改变 Nb 和 Si 的比例来调节. 如图 14 所示, 在器件

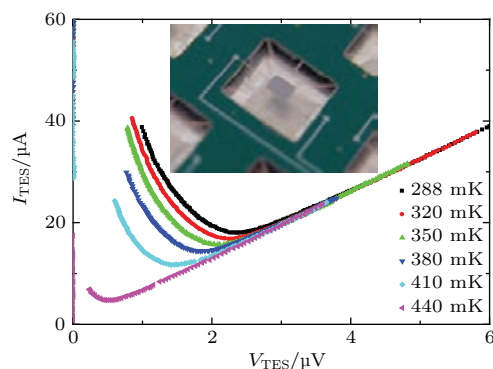


图 14 NbSi 超导 TES 探测器及其电流-电压特性 [32]

Fig. 14. The NbSi TES detector and its I - V curve [32].

制备过程中通过蚀刻工艺去除其背面的硅衬底,从而使得NbSi 超导 TES 探测器能够有效绝热,形成很好的电热反馈. 图 14 为实测的 NbSi 超导 TES 探测器在不同工作温度下的电流-电压特性. 根据热平衡方程计算出临界温度为 470 mK, NbSi 与介质基板之间的热导为 345 pW/K. 结合实测的电流噪声谱密度, 获得的噪声等效功率为 5.4×10^{-17} W/Hz^{0.5}, 达到地面天文观测应用的背景极限灵敏度要求 (10^{-16} W/Hz^{0.5}).

3.2.2 Ti 超导 TES 探测器

Ti 超导薄膜的临界温度约为 400 mK, 同时超导微桥可以直接制备在硅介质基板上, 利用电子-声子在低温下的弱相互作用作为导热机理, 具有结构简单的优点. 在高阻硅基板上通过电子束蒸发沉积约 40 nm 厚的 Ti 膜, 随后通过光刻形成微桥. 最后两端的电极由 lift-off 等工艺完成. 如图 15 所示, 超导微桥的尺寸为 $1.2 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$, 较大的接触电极主要目的是减小接触电阻. 利用实验室的稀释制冷机实测了 Ti 超导 TES 探测器在不同工作温度下的特性, 热导为 170 pW/K, 噪声等效功率为 3×10^{-17} W/Hz^{0.5}. 根据估计的热容计算出的响应时间约为 3 μs , 在要求高计数率的单光子探测领域具有潜在的应用价值.

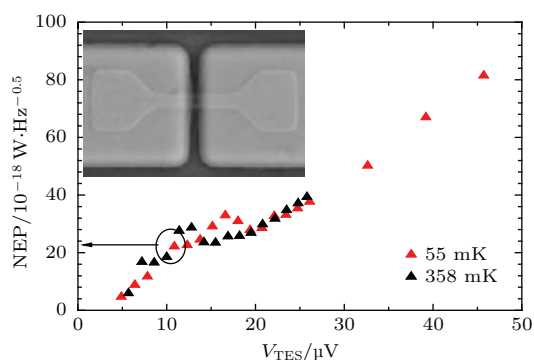


图 15 Ti 超导 TES 探测器及其噪声等效功率

Fig. 15. The Ti TES detector and its NEP test results.

超导 TES 探测器的探测灵敏度只受背景噪声限制. 地面应用要求噪声等效功率低于 10^{-16} W/Hz^{0.5}, 而空间应用因为背景噪声的降低, 如果望远镜天线通过制冷达到 4 K, 则要求噪声等效功率低于 10^{-19} W/Hz^{0.5}. 同时为了进一步提高观测效率, 正在开发更大规模的超导 TES 探测器阵列. 另外, 人们正在研制多频段、双极化的超导 TES 探测器, 以满足宇宙微波背景辐射研究的高精

度观测要求^[34]. 紫金山天文台将会针对南极 5 m 太赫兹望远镜研制达到地面背景极限灵敏度的超导 TES 探测器, 并开发大规模超导 TES 探测器阵列所需的多路读出复用技术.

4 结 论

基于低温超导器件的太赫兹探测技术得到了飞速发展, 但在以下三个方面仍有待突破: 探测灵敏度、大规模阵列、探测频率上限. 在太赫兹超导相干探测技术方面, 探测灵敏度距离量子极限仍有较大改善空间, 特别是在太赫兹高频段. 另外, 探测器阵列像元数仍未突破 100. 除了相干探测系统本身复杂性导致的困难, 高稳定度太赫兹信号源的有限频率范围和较低功率水平都是重要制约因素. SIS 混频器频率上限的提高有赖于高能隙 (即高临界温度) 超导隧道结技术的发展. 这种技术在材料和制备工艺两方面都面临重要挑战. 超导 HEB 混频器在瞬时带宽及稳定性方面仍需突破. 在太赫兹超导非相干探测技术方面, 尽管探测器灵敏度在物理上无限制, 但实际探测器的灵敏度仍未在太赫兹全波段实现背景噪声极限. 且探测器阵列像元数仍在 1000 左右. 要发展更大规模阵列探测器阵, 适合低温环境工作的低功耗、低噪声读出复用技术将是重要挑战.

总体上, 下一代太赫兹望远镜探测终端的发展趋势包括: 1) 连续谱宽带成像探测阵列, 灵敏度达到背景极限, 像素达到 100×100 量级甚至更大, 主要用于探测发现遥远宇宙的亚毫米波/太赫兹图像; 2) 宽波段二维成像谱仪, 带宽覆盖达到 100 GHz, 同时具备大视场覆盖能力, 主要用于精确测量天体在宇宙中的位置 (宇宙学红移及距离); 3) 多波束接收机, 灵敏度达到或接近量子极限, 像素达到 100×100 量级甚至更大, 每路信号通道带宽大于 10 GHz, 主要用于高频谱分辨率谱线成像探测.

参考文献

- [1] Phillips T G, Keene J 1992 *Proc. IEEE* **80** 1662
- [2] Zmuidzinas J, Richards P L 2004 *Proc. IEEE* **92** 1598
- [3] Tucker J R, Feldman M J 1985 *Rev. Mod. Phys.* **57** 1055
- [4] Shan W L, Shi S C, Sekimoto Y, Noguchi T 2007 *IEEE Microw. Wirel. Co.* **17** 268

- [5] Jackson B D, de Lange G, Zijlstra T, Kroug M, Kooi J W, Stern J A, Klapwijk T M 2006 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **54** 547
- [6] Karpov A, Miller D, Rice F, Stern J A, Bumble B, LeDuc H G, Zmuidzinas J 2007 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** 343
- [7] Li J, Takeda M, Wang Z, Shi S C, Yang J 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 222504
- [8] Gol'tsman G N, Semenov A D, Gousev Y P, Zorin M A, Godidze I G, Gershenzon E M, Lang P T, Knott W J, Renk K F 1991 *Supercond. Sci. Technol.* **4** 453
- [9] Prober D E 1993 *Appl. Phys. Lett.* **62** 2119
- [10] Shi S C 2012 *Sci. China: Inform. Sci.* **55** 120
- [11] Jiang Y, Jin B B, Xu W W, Kang L, Chen J, Wu P H 2012 *Sci. China: Inform. Sci.* **55** 64
- [12] Jiang L, Miao W, Zhang W, Li N, Lin Z H, Yao Q J, Shi S C, Svechnikov S I, Vakhtomin Y B, Antipov S V, Voronov B M, Kaurova N S, Gol'tsman G N 2006 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **54** 2944
- [13] Miao W, Zhang W, Zhong J Q, Shi S C, Delorme Y, Lefevre R, Feret A, Vacelet T 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 052605
- [14] Zhang W, Khosropanah P, Gao J R, Kollberg E L, Yngvesson K S, Bansal T, Barends R, Klapwijk T M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 111113
- [15] Zhou K M, Miao W, Lou Z, Hu J, Li S L, Zhang W, Shi S C, Lefevre R, Delorme Y, Vacelet T 2015 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **25** 2300805
- [16] Kohler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H E, Linfield E H, Davies A G, Ritchie D A, Iotti R C, Rossi F 2002 *Nature* **417** 156
- [17] Gao J R, Hovenier J N, Yang Z Q, Baselmans J J A, Baryshev A, Hajenius M, Klapwijk T M, Adam A J L, Klaassen T O, Williams B S, Kumar S, Hu Q, Reno J L 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 244104
- [18] Hubers H W, Pavlov S G, Semenov A D, Kohler R, Mahler L, Tredicucci A, Beere H E, Ritchie D A, Linfield E H 2005 *Opt. Express* **13** 5890
- [19] Khosropanah P, Baryshev A, Zhang W, Jellema W, Hovenier J N, Gao J R, Klapwijk T M, Paveliev D G, Williams B S, Kumar S, Hu Q, Reno J L, Klein B, Hesler J L 2009 *Opt. Lett.* **34** 2958
- [20] Danylov A A, Light A R, Waldman J, Erickson N R, Qian X F, Goodhue W D 2012 *Opt. Express* **20** 27908
- [21] Barkan A, Tittell F K, Mittleman D M, Dengler R, Siegel P H, Scalari G, Ajili L, Faist J, Beere H E, Linfield E H, Davies A G, Ritchie D A 2004 *Opt. Lett.* **29** 575
- [22] Amanti M I, Scalari G, Castellano F, Beck M, Faist J 2010 *Opt. Express* **18** 6390
- [23] Ren Y, Hovenier J N, Higgins R, Gao J R, Klapwijk T M, Shi S C, Bell A, Klein B, Williams B S, Kumar S, Hu Q, Reno J L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 161105
- [24] Ren Y, Hayton D J, Hovenier J N, Cui M, Gao J R, Klapwijk T M, Shi S C, Kao T Y, Hu Q, Reno J L 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 101111
- [25] Ren Y, Hovenier J N, Cui M, Hayton D J, Gao J R, Klapwijk T M, Shi S C, Kao T Y, Hu Q, Reno J L 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 041111
- [26] Richter H, Semenov A D, Pavlov S G, Mahler L, Tredicucci A, Beere H E, Ritchie D A, Il'in K S, Siegel M, Hubers H W 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 141108
- [27] Miao W, Lou Z, Xu G Y, Hu J, Li S L, Zhang W, Zhou K M, Yao Q J, Zhang K, Duan W Y, Shi S C, Colombelli R, Beere H E, Ritchie D A 2015 *Opt. Express* **23** 4453
- [28] Xu G Y, Li L H, Isac N, Halioua Y, Davies A G, Linfield E H, Colombelli R 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 091112
- [29] Wanke M C, Young E W, Nordquist C D, Cich M J, Grine A D, Fuller C T, Reno J L, Lee M 2010 *Nat. Photon* **4** 565
- [30] Miao W, Zhang W, Zhou K M, Li S L, Zhang K, Duan W Y, Yao Q J, Shi S C 2013 *Supercond. Sci. Tech.* **26** 085005
- [31] Irwin K D, Hilton G C 2005 *Transition-Edge Sensors* (Springer: Cryogenic Particle Detection in Topics in Applied Physics) pp63–150
- [32] Zhang W, Zhong J Q, Miao W, Duan W Y, Yao Q J, Shi S C, Martino J, Pajot F, Prele D, Voisin F, Piat M 2015 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **25** 2100204
- [33] Zhang Q Y, Wang T S, Liu J S, Dong W H, He G F, Li T F, Zhou X X, Chen W 2014 *Chin. Phys. B* **23** 118502
- [34] Datta R, Hunnmayr J, Munson C, Austermann J, Beall J, Becker D, Cho H M, Halverson N, Hilton G, Irwin K, Li D, McMahon J, Newburgh L, Nibarger J, Niemack M, Schmitt D, Smith H, Staggs S, van Lanen J, Wollack E 2014 *J. Low Temp. Phys.* **176** 670

SPECIAL ISSUE—Terahertz physics

Terahertz high-sensitivity superconducting detectors*

Shi Sheng-Cai[†] Li Jing Zhang Wen Miao Wei*(Millimeter and Sub-Millimeter Wave Laboratory, Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences,
Nanjing 210008, China)**(Key Laboratory of Radio Astronomy, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008, China)*

(Received 21 April 2015; revised manuscript received 2 June 2015)

Abstract

The terahertz regime, as a last radio window, remains to be fully explored, and astronomical and atmospheric observations in this regime are scientifically important. Like other frequency regimes, developing high-sensitivity detectors (coherent and incoherent) is of particular significance for both ground-based and space-borne facilities. As the coherent detector of choice below 1.4 THz, superconductor-insulator-superconductor (SIS) heterodyne mixers have achieved as high a sensitivity as five times the quantum limit around 1.4 THz. It is, however, still a challenge to developing SIS mixers at frequencies beyond 1.4 THz with considerable transmission loss in superconducting circuits due to the Cooper-pair breaking by energetic photons and increased many difficulties in designing and fabricating.

So far, superconducting hot electron bolometer (HEB) mixers have been the most sensitive heterodyne detectors at frequencies above 1.5 THz, and successfully used to detect molecular spectral lines up to 2.5 THz from ground-based and space telescopes. Although spiral-antenna coupled NbN HEB mixers show a good sensitivity in the whole THz frequency range, the directly measured spectral response with Fourier transform spectrometer falls quickly as frequency increases, especially above 3 THz.

The terahertz band is also of particular importance to observe astronomical objects such as cosmic microwave background, early distant objects, cold objects and dusty objects. Aiming at such objects, we develop a terahertz imaging array system by combining advanced superconducting detectors such as transition edge sensor (TES) and microwave kinetic inductance detectors (MKIDs), thus the system has a frequency band centred at 350 μm , an operational temperature of 0.3 K, and a sensitivity reaching background limit performance for ground-based applications. In addition, it is expected to have some breakthroughs in ultra-sensitive superconducting TES and MKID, low noise multi-channel readout and multiplexing, efficient terahertz-wave coupling technology, and large-scale array system integration. The developed terahertz imaging array system will serve as the next-generation instrument of Dome A 5 m terahertz telescope, conducting a 350 μm -band legacy survey for studying the planets, stars, galaxies and cosmology. Besides the application in astronomy, the developed terahertz imaging array system can also be applied to some areas requiring rapid detection such as security, deep space exploration, and biomedical imaging.

In this paper, we mainly introduce the superconducting detectors developed at Purple Mountain Observatory and those for international collaborative projects.

Keywords: terahertz, superconductor, sensitivity, detector**PACS:** 85.25.Pb, 85.25.Am, 95.55.Jz**DOI:** 10.7498/aps.64.228501

* Project supported by the National Major Scientific Instruments Development Project, China (Grant No. 11127903), the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11190012), the “Strategic Priority Research Program” of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB04010300), and the Outstanding Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11422326, 11222329).

[†] Corresponding author. E-mail: scshi@pmo.ac.cn

太赫兹人工电磁媒质研究进展

鲍迪 沈晓鹏 崔铁军

Progress of terahertz metamaterials

Bao Di Shen Xiao-Peng Cui Tie-Jun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 228701 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.228701 在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.228701> 当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三维传输子量子比特的退相干参数表征

[Decoherence characterization of three-dimensional transmon](#)

物理学报.2014, 63(22): 220305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.220305>

基于弱非线性实现非破坏性测量两光子 Bell 态及三光子 Greenberger-Horne-Zeilinger 态

[Quantum nondemolition measurement of two-photon Bell-state and three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger-state based on weak nonlinearities](#)

物理学报.2013, 62(10): 100304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.100304>

关于多比特电路量子动力学系统中光子自由度的消除方案研究

[On the scheme of cavity photon elimination in multi-qubit circuit-quantum electrodynamics system](#)

物理学报.2012, 61(24): 240305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.240305>

关于电路量子电动力学系统中光子自由度的消除方案

[On the schemes of cavity photon elimination in circuit-quantum electrodynamics systems](#)

物理学报.2012, 61(18): 180302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.180302>

Stark 位移对热环境下双 Jaynes-Cummings 模型中原子纠缠的影响

[Effect of the Stark shift on entanglement in a double Jaynes-Cummings model in thermal environment](#)

物理学报.2012, 61(16): 160304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.160304>

专题: 太赫兹物理

太赫兹人工电磁媒质研究进展*

鲍迪¹⁾²⁾ 沈晓鹏¹⁾³⁾ 崔铁军^{1)4)†}

1)(东南大学信息科学与工程学院, 毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

2)(东南大学无线通信技术协同创新中心, 南京 210096)

3)(中国矿业大学物理系, 徐州 221116)

4)(电子科技大学太赫兹科学协同创新中心, 成都 610054)

(2015年6月8日收到; 2015年7月8日收到修改稿)

近年来, 随着太赫兹科学技术的发展, 越来越多的科学家向太赫兹间隙这一传统空白领域发起挑战. 其中, 人工电磁媒质因为能够设计太赫兹波段中紧缺的功能器件而受到广泛关注. 近年来, 对人工电磁媒质尤其是太赫兹方面的研究进展突飞猛进. 人工电磁媒质的性质不仅仅由其构成材料决定, 更与其结构单元的形状和空间排布密切相关. 本文介绍了人工电磁媒质在太赫兹波段的发展、原理、设计和应用, 并着重介绍完美吸波器和人工表面等离子激元, 为太赫兹波段功能器件的研究提供了参考, 并对可能的发展方向予以展望.

关键词: 太赫兹, 人工电磁媒质, 吸波器, 人工表面等离子激元

PACS: 87.50.U-, 78.67.Pt, 41.20.Jb, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.64.228701

1 引言

自20世纪末以来, 太赫兹(THz)发生源和探测器技术的迅速发展引起了太赫兹研究的热潮, 太赫兹技术在成像、医学诊断、材料分析、环境保护、太空技术和军事安全等各方面有着广泛的应用前景. 太赫兹间隙(0.1—10 THz)急需填补, 但是相关的功能器件却非常缺乏, 因而新材料和新技术对太赫兹研究具有重要的意义.

近年来, 可以在亚波长尺寸上调节材料电磁本征参数的人工电磁媒质 (metamaterials) 成为新兴的研究热点^[1-6]. 人工电磁媒质的新颖特性为太赫兹波段的功能器件提供了很多解决方案, 例如对太赫兹波透射率的有源调控^[7]和电磁诱导透明^[8]、滤波器^[9-11]、线性极化转换器和异常折射^[12]、高折射率媒质^[13]、吸波器^[14-17]、调相器^[18]等. 本文首先介绍太赫兹人工电磁媒质的基本理论, 再介绍两

类具体的太赫兹新型人工电磁媒质: 吸波器和人工表面等离子激元器件, 最后给出总结和展望.

2 太赫兹人工电磁媒质的基本原理

新型人工电磁媒质是由周期或非周期的单元结构组成, 其性能既取决于单元结构又取决于化学构成的宏观复合材料^[6]. 人工电磁媒质使科学家获得了更大的自由度, 从而设计出自然界没有的新颖材料和器件, 如零折射率材料、负折射材料和包括隐身衣在内的各种光学器件^[3-6]; 或者把原本只能存在于光波段的现象如表面等离子激元 (plasmon polaritons) 在微波和太赫兹频段模拟重现^[19-25].

人工电磁媒质的这些特性也吸引了很多研究太赫兹的科学家. 在太赫兹波段及以上频段, 天然的磁性材料非常缺乏, 材料的电磁或光学性质往往只有电谐振而没有磁谐振. 在2004年, 英国和美国的科学家共同发现了在0.6—1.8 THz频段, 利用导

* 国家自然科学基金 (批准号: 61171024, 61171026, 61302018, 61401089, 61571117, 61501112, 61501117, 61138001)、全国优秀博士论文专项基金 (批准号: 201444) 和高等学校学科创新引智计划 (批准号: 111-2-05) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tjcu@seu.edu.cn

体开口谐振环结构可以实现可调谐的磁谐振甚至负磁导率^[26]. 之后, 多国科学家将这一发现进一步推进到更高的太赫兹频段^[27,28]. 在此基础上, 开展了太赫兹负折射结构的分析、设计, 并通过了实验验证^[29]. 有源太赫兹人工电磁媒质更提供了有效地控制太赫兹波的透射、反射的方法^[7,8,30–32].

在人工电磁媒质最先兴起的微波段, 当单元结构尺寸远小于波长时, 其宏观电磁响应与普通材料相似, 可以用等效媒质来描述其电磁特性, 并进行参数提取. 在太赫兹波段, 这一分析方法同样适用. 在参数提取中, 先由实验或者仿真得到传输系数 t 和反射系数 r , 再根据传输系数和反射系数计算得到波阻抗 z 和折射率 n ^[33–35]:

$$n = \frac{1}{kd} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2t} (1 - r^2 + t^2) \right], \quad (1)$$

$$z = \pm \sqrt{\frac{(1+r)^2 - t^2}{(1-r)^2 - t^2}}, \quad (2)$$

最后由公式 $\varepsilon = n/z$ 和 $\mu = nz$ 计算出等效介电常数和磁导率.

除了等效媒质的参数提取, 人工电磁媒质的迅速发展也使得一些物理概念超出了传统物理学的范畴. 例如, 人工电磁表面 (metasurface) 就在超薄界面上引入了相位突变, 科学家也据此提出了广义散射和折射定律^[36], 从而为微波、太赫兹和光波段器件的设计提供了更大的自由度.

3 太赫兹吸波器

吸波率接近1的吸波器又称完美吸波器, 在高性能太阳能电池^[37]、隐形飞机^[38]、医学成像等领域有广泛的应用前景^[39]. 传统的微波吸波器一般需要厚度达到工作波长的1/4, 而人工电磁媒质则可以实现超薄完美吸波器. 在2008年, Landy等^[40]提出了由两侧开口、背对背连接的开口谐振环和金属线段背板构成的完美微波吸波器设计, 并得到了88%的实测吸波率. 之后, 研究人员提出了把底板完全用金属层覆盖的新型吸波器可以直接实现零透射率, 也提供了吸波器更多的设计选择^[41].

太赫兹吸波器主要有宽带吸波器和多波段吸波两大类. 其中, 宽带吸波器通常是把几个谐振峰相近的单元结构并排或前后放置, 从而使几个吸波峰互相连接起来^[42,43]. 多波段吸波器则是由谐振频点能够明显区分的几个单元共同构成^[44], 或者由一个包含多个谐振峰的单元构成^[45]. 太赫兹吸波器相关的理论工作很多, 但具体实验较少. 在这

里, 我们将着重介绍两种比较具有实用前景的太赫兹吸波器的理论、设计和实验工作.

3.1 太赫兹多波段吸波器

大多数已有的太赫兹吸波器对入射波的极化和角度都比较敏感, 因而在成像、检测等具体应用中比较受限制. 这里介绍一种极化不敏感的多角度多波段太赫兹吸波器^[44]. 如图1(a)所示, 这种吸波器是由印制在金属背板上的三种尺寸不同的同心金属方环构成的周期性单元结构, 周期为88 μm , 样品总面积为15 mm $\times$ 15 mm. 单元结构制作在n型硅基上, 自顶向下分别为方环谐振结构 (0.2 μm 厚的铝)、介质层 (7.5 μm 厚的聚酰亚胺) 和金属背板 (0.2 μm 厚的铝). 通过优化设计, 这三个金属环对应的谐振频率互相几乎没有干扰, 从而形成三个独立的吸波峰. 因为结构底层的金属铝膜足够厚, 因此电磁波基本都被阻挡, 透射率接近于0, 实验中只测量反射率即可. 反射率可以定义为: $|\tilde{R}| = |\tilde{E}_s(\omega)|/|\tilde{E}_r(\omega)|$, 其中 $|\tilde{E}_s(\omega)|$ 和 $|\tilde{E}_r(\omega)|$ 分别

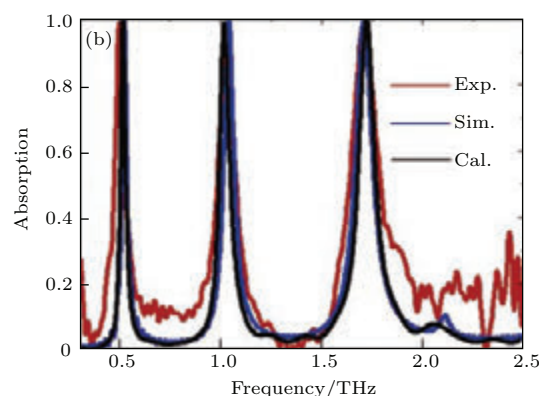
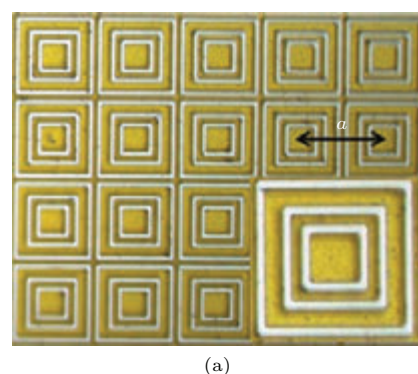


图1 (a) 三波段太赫兹吸波器的显微镜照片, 右下角内插图为放大的单元结构; (b) 三波段太赫兹吸波器的实验 (红线)、仿真 (蓝线) 和计算 (黑线) 的吸波率曲线^[44]

Fig. 1. (a) The optical microscopy image of the triple-band THz metamaterials absorber; (b) measured, simulated and calculated absorption^[44].

是吸波器和校准元件的频域傅里叶幅值. 测量由太赫兹时域系统完成. 仿真、计算和测量结果如图 1(b) 所示, 测量的吸波率在 0.5, 1.03 和 1.71 THz 分别有 96.4%, 96.3% 和 96.7% 的吸波率, 且测量结果和 CST 仿真结果符合很好.

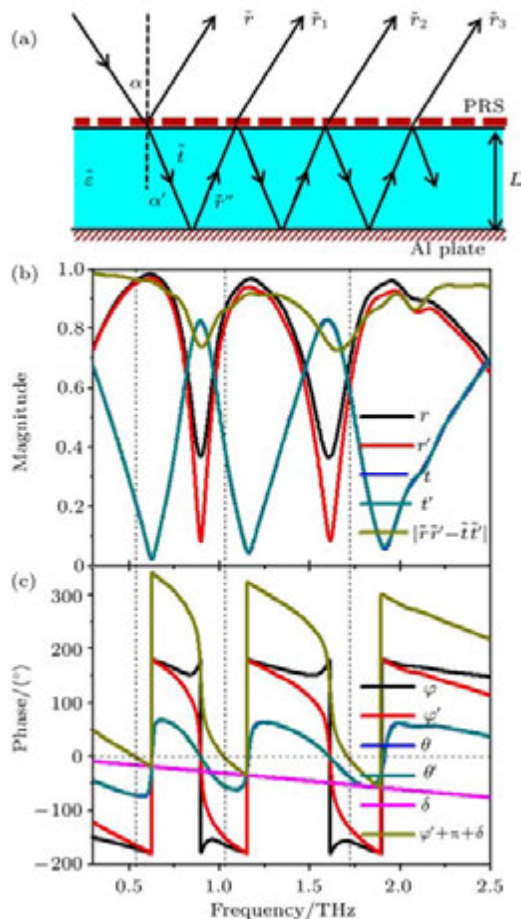


图 2 (a) 吸波器界面处的多重反射、反射和透射示意图; (b) 和 (c) 分别为反射、折射和透射的仿真幅度和相位 [44]
Fig. 2. (a) The schematic of the multiple reflections, transmission and interference at the air-spacer interfaces; (b) the magnitudes and (c) phase of the reflection and transmission coefficients at the interface [44].

人工电磁媒质吸波器的吸波机理最初是根据人工表面和自由空间的阻抗匹配理论来分析的 [38]. 但是之后的研究发现, 顶层和底层结构的磁谐振非常弱, 不能实现同等大小的介电常数和磁导率, 所以不能用阻抗匹配理论解释. 2012 年, 多次反射引起的相消干涉被用来分析这种新型吸波器的工作原理 [46]. 如图 2(a) 所示, 在吸波器界面处入射波将发生多重反射、反射和透射, 多次反射波之和可以计算为

$$\tilde{R} = \tilde{r} + \tilde{r}_1 + \tilde{r}_2 + \tilde{r}_3 + \dots$$

$$= \frac{\tilde{r} - (\tilde{r}\tilde{r}' - \tilde{t}\tilde{t}') e^{i(\pi+2\beta_r)}}{1 + \tilde{r}_1' e^{i(2\beta_r+\varphi'+\pi)}}, \quad (3)$$

其中, $\tilde{r}$, $\tilde{r}_1$, $\tilde{r}_2$, $\tilde{r}_3$ 为入射电磁波在空气-结构界面第一次反射时的反射系数及镜结构内部多次反射、折射后经上表面的折射系数; $\tilde{t}' = t' e^{i\theta'}$ 是电磁波从底层背板反射到上层部分反射表面时透射到自由空间中的透射系数, t' 和 θ' 是透射的幅度和相位差; $\tilde{r}' = r' e^{i\varphi'}$ 是这个过程中的反射系数, r' 和 φ' 为反射的幅度和相位差; β_r 是电磁波在介质层中传播一次的相位差. 从 (3) 式可见, 若要实现完美吸波, 需要同时满足以下两个公式:

$$|\tilde{r}| - |\tilde{r}\tilde{r}' - \tilde{t}\tilde{t}'| \approx 0, \quad (4)$$

$$2\beta_r + \varphi' + \pi \approx 2\pi, \quad (5)$$

其中, (4) 式的物理含义是吸波器对入射波的初始反射与之后的多次折射形成相消干涉; (5) 式则是指在吸波器内部的多次反射相位相同, 形成相长干涉. 在图 2(b) 和图 2(c) 所示的反射、折射和透射的

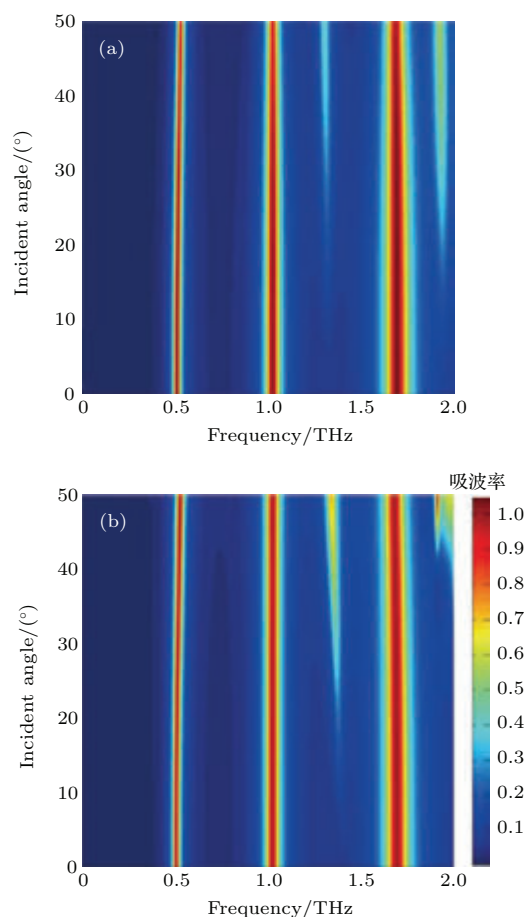


图 3 (a) TE 和 (b) TM 极化时不同入射角的仿真吸波频谱 [44]

Fig. 3. The simulated absorption spectra of different incident angle for (a) TE and (b) TM polarizations [44].

幅度和相位分布图中, 在垂直的虚线处(4)和(5)式可以同时满足, 对应的频点分别为0.53, 1.03和1.74 THz, 因此可以实现多波段吸波器. 据此计算的吸波频谱也绘制在图1(b)中, 并与仿真和实验结果有很好的一致性.

为了验证这种吸波器对入射波极化和角度的不敏感特性, 图3给出了这种多方环吸波器在不同入射角度和不同极化下的吸波情况. 从图3可以看到, 对称的方环结构使得吸波器对TE和TM极化不敏感. 同时, 当入射角在 50° 以内时, 三个主要的吸波频点在TM极化波入射下均可获得高于94%的吸波率; 而入射角在 40° 以内时, 三个主要的吸波频带在TE极化波入射下均可获得高于92%的吸波率.

3.2 宽带太赫兹吸波器

吸波器的单个谐振结构总是窄带的, 因此超薄宽带吸波器的设计难度较大. 在微波段, 可以通过增加金属结构的损耗、加载集总电阻、采用石墨烯等方法来增加吸波器带宽. 但是这些方案难以在太赫兹波段实现. 2011年, Grant等^[42]设计了由三层金属十字形结构组成的太赫兹宽带吸波器结构, 实验测量有60%的吸波率和48%的半高全宽. 2014年, 复旦大学周磊教授课题组^[47]设计并加工了一种五层金属片结构, 可在0.7—2.3 THz之间达到80%以上的吸波率. 这些已有的结构或者吸波率较低, 或者结构层数多、加工难度较大, 实验工作数量很少.

这里我们介绍一种由三层多个金属线构成的太赫兹宽带吸波器^[48]. 如图4(a)所示的 3×3 单元结构中, 长短不一的金属线均匀分布在三层聚酰亚胺层上, 金属线和金属底板均由金构成, 聚酰亚胺的参数为 $\epsilon = 3.0$, $\delta = 0.03$. 图4(b)是单个的单元结构, 其中单元的周期为 $100 \mu\text{m}$, 单层聚酰亚胺层的厚度通过数值仿真优化后一般在 $5 \mu\text{m}$ 到 $15 \mu\text{m}$ 之间. 在设计中, 金属线的宽度和厚度是固定的, 单元中不同金属线的长度 L 则是不同的, 并按照从底层到上层长度递减的规律分布. 如图6(b)内嵌的超景深显微镜照片所示, 不同层之间的金属线错落排布时吸波效果最佳.

首先, 从单个金属线开始分析宽带吸波器的工作原理. 图5绘制了不同长度单个金属线的吸

波率. 从图5可见, 当金属线的长度从 $65 \mu\text{m}$ 递增至 $95 \mu\text{m}$ 时, 可依次形成最高吸波率高达99%的窄带吸波峰, 并且中心频点从1.38 THz递减到0.91 THz. 其中吸波机理与上一节中提到的干涉原理一致. 这样, 把多个长度不同的金属线放在同一个单元里、调节金属线的长度使得吸波峰足够相邻即可实现宽带吸波器. 但是, 在单层结构里金属线排布过密会引起强烈的电磁耦合, 降低吸波率. 所以设计中采用每层间隔放置几根金属线, 再把三层重叠起来的结构.

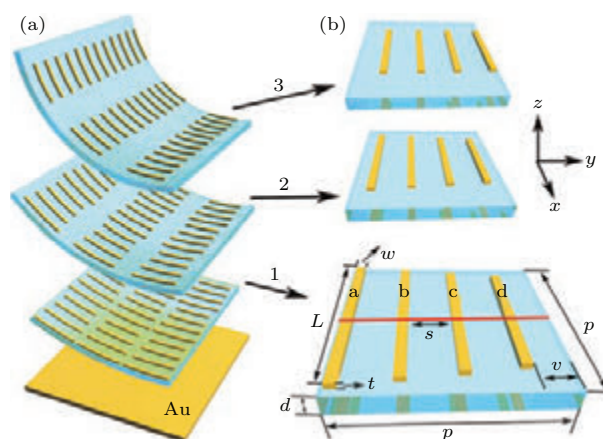


图4 基于人工电磁媒质的太赫兹宽带吸波器结构示意图 (a) 含有 3×3 单元的结构示意图, 每层结构都依次单独显示; (b) 单个单元的结构示意图^[48]

Fig. 4. The structure of the broadband metamaterials absorber: (a) Schematic of the structure with 3×3 unit cells, and each layer is separated; (b) the layers of a single unit cell^[48].

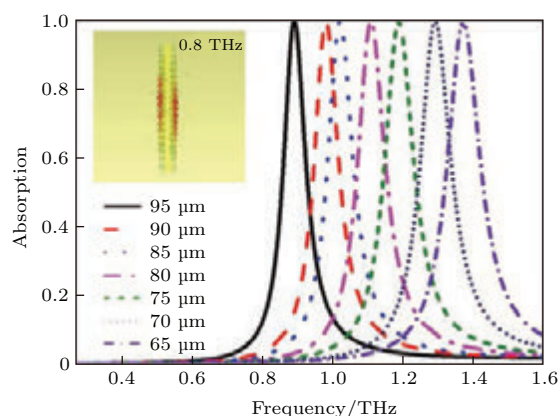


图5 单个金属条吸波率的仿真结果 (聚酰亚胺层厚度都设为 $10 \mu\text{m}$), 内插图是金属条在谐振频点(0.8 THz)的电流分布图^[48]

Fig. 5. Simulated absorptivity for single metallic bar. The thickness of polyimide is set to $10 \mu\text{m}$. The inset figure is the current distribution of the bar at the resonant frequency of 0.8 THz^[48].

样品在TM波入射时的仿真和实物测量结果如图6所示。仿真结果显示,在正入射时,从0.8—1.28 THz可以达到90%以上的吸波率和55%的半高宽(0.75到1.33 THz)。随着入射倾斜角度增大,吸波率有所降低且波动加大,但依然可以保持较好的吸波性。实验测量在太赫兹时域系统(Zomega Z3)中完成,正入射时从0.81—1.32 THz有95%以上的吸波率和64%的半高宽(0.76—1.48 THz),与仿真结果符合良好。

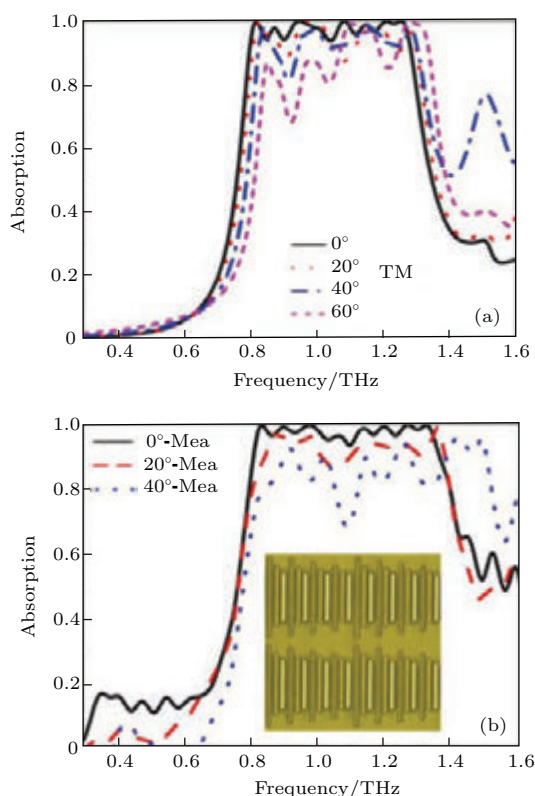


图6 (a) 宽带吸波器仿真结果(TM极化); (b) 宽带吸波器测量结果(内插图为样品在超景深显微镜下的照片)^[48]
Fig. 6. Simulated (a) and measured (b) absorption spectra for TM polarizations^[48]. The inset of panel (b) shows the image of the corresponding fabricated sample.

4 太赫兹人工表面等离子激元

表面等离子激元(surface plasmon polaritons, SPPs)是指介质或自由空间中的电磁波与金属表面的自由电子相互作用而产生的表面波^[19],其形成原因是介电常数的实部在界面两侧的正负号不同。表面等离子激元可以分为两类,即束缚在金属与介质界面并沿着界面传播的传播模式表面等离子激元和局域在金属纳米颗粒表面振荡的局域表面等离子激元。表面等离子激元具有独特的电磁特性,如高

度局域性、可以突破衍射极限、很强的局域场增强等,因而受到了广泛关注^[49–55]。表面等离子激元天然存在于光波段,在微波和太赫兹频段,金属的物理特性近似为理想导体,表面波在金属表面的场约束非常弱,难以形成表面等离子激元。

英国Pendry教授等^[56]在2004年首次提出了人工表面等离子激元的概念,即通过二维周期性孔状金属表面模拟光波段金属表面等离子激元的色散特性,从而在微波段也把电磁波束缚在界面附近的亚波长范围内传播。基于此,科学家们通过在亚波长厚度的金属表面周期排布槽、孔、栅等结构,在微波和太赫兹频段实验验证了人工表面等离子激元的存在^[57–60],我国科学家也有一系列的理论和实验工作^[61–65]。可是这些工作厚度较大,加工不便,也限制了相关研究的实际应用。2013年,我国科学家提出的共形表面等离子激元由印制在柔性介质薄膜上、厚度接近零的金属层构成^[66–68],易于加工且适用于微波到中红外频段,是通向集成电路等应用的重要一步。本文介绍这种新型人工等离子激元结构及相关的波导、功分器和环形谐振器等器件。

4.1 共形人工表面等离子激元传输线

如图7中的插图所示,这种新型太赫兹共形人工表面等离子激元传输线由锯齿结构的金属薄层构成^[67,68]。如图7所示,其沿着 x 轴方向TM波激励下的色散曲线与光波段SPP波的色散曲线非常相似。图7中SPP的传播带宽为0.7—1.2 THz,在1.3 THz以上的频段,SPP过度局域化以至于无法形成传播模式。从图7还可以看到,随着金属层厚度 t 从无限厚降低到0.01 μm ,人工表面等离子激元的

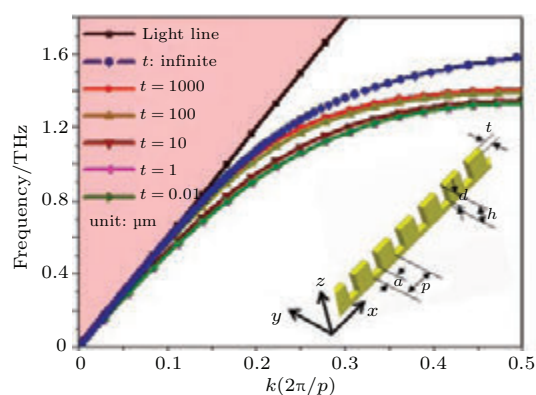


图7 人工表面等离子激元在厚度不同时的色散曲线^[67]

Fig. 7. The dispersion diagram of the planar SPP waveguide with different thicknesses^[67].

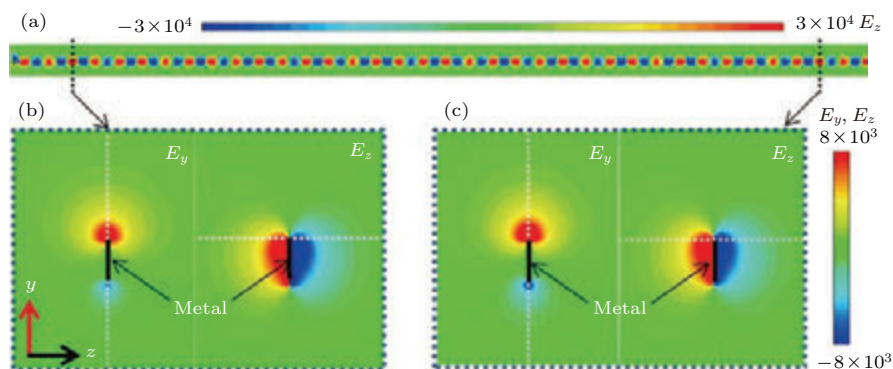


图8 (a) 人工表面等离激元在 1 THz 仿真电场 E_z 分布, $t = 0.01 \mu\text{m}$; (b), (c) 两端虚线处截面的电场强度分布 [68]

Fig. 8. (a) The simulated E_z distribution of the spoof SPP waves at 1 THz; (b), (c) the electric field distribution on the cross-section (y - z plane) [68].

的色散曲线越来越偏离光线的色散曲线, 表面波也被束缚得更强. 所以, 这种超薄人工表面等离激元波导比三维结构束缚性更好.

仿真的 1 THz 电场强度分布如图 8 所示. 其中图 8(a) 是 xy 平面内的 E_z 分量, 传输线 x 方向总长度为 $8000 \mu\text{m}$, 图 8(b) 和图 8(c) 分别是在传输线两端的虚线所示横截面的电场 E_y , E_z 分量分布图. 可以看到, 这里 SPP 的传播几乎没有损耗, 并且电磁波在垂直于波的传播方向上被约束在金属结构表面并在自由空间和介质中按指数规律衰减.

人工表面等离激元传输线的特性在微波段进行了实验验证 [67]. 微波段的仿真和实验都显示, 当这种超薄结构加工在柔性衬底上时, 可以自由地弯曲、塑形而不影响传播模式, 因此被称为共形表面

等离激元传输线.

4.2 基于共形表面等离激元传输线的太赫兹功能器件

这种平面等离激元传输线可以有效地设计多种等离子体功能器件, 如弯曲器、功分器、环形谐振器等. 如图 9(a) 所示, 用一段半径为 $300 \mu\text{m}$ 的弧形连接两个垂直的 SPP 波导, 即可形成 90° 弯曲器. 图 9(b) 中 1 THz 的电场 (E_z) 仿真结果说明电场在通过弧度转角时几乎没有损耗. Y 型功分器的结构和仿真电场分布 (1 THz) 分别如图 9(c) 和图 9(d) 所示. 可以看到, 输入电场被均匀地分成两部分. 文献 [68] 给出了这两个结构从 0.7—1.1 THz 的仿真结果, 显示了器件的超宽工作带宽.

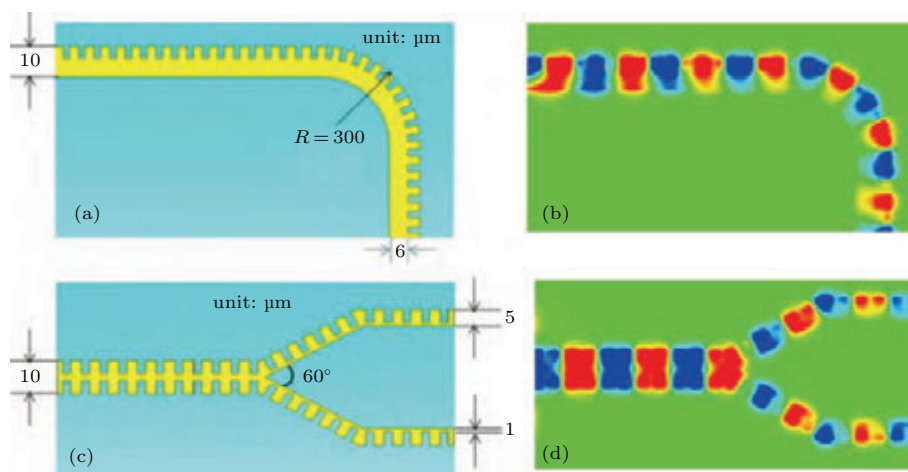


图9 (a) 90° 弯曲器的结构示意图及其 (b) 1 THz 的仿真结果; (c) 功分器的结构示意图及其 (d) 1 THz 的仿真结果 [68]

Fig. 9. (a) Designed model of the SPP bend; (b) the simulation electric fields of the bend at 1 THz; (c) designed model of the beam splitter; (d) the simulation electric fields of the splitter at 1 THz [68].

从以上研究可以发现, 这种人工表面等离激元结构可以自由弯折, 同时在近场的强度又足够强以实现有效的电磁耦合. 据此, 可以设计如图 10(a) 所示的环形谐振器^[65]. 该谐振器由一段直 SPP 波导和一个半径约半波长的栅状圆环组成, 从而使一部分电磁波通过圆环与波导之间的间隙耦合到圆环里, 并在圆环内传播周长的整数倍后再次与波导耦合, 实现对输出电磁波的调控. 当电磁波在环内的相位 $\Delta\phi$ 为 2π 的整数倍时, 会产生相长干涉, 圆环处于谐振状态并且波导可以输出信号; 当相位 $\Delta\phi = (2m + 1)\pi$ 时, 则产生相消干涉, 环形谐振器处于阻带, 信号无法通过波导. 阻带 (1.06 THz) 和通带 (0.98 THz) 的电场仿真分布分别如图 10(b) 和图 10(c) 所示. 这里的弯折器、功分器和环形谐振器都已在微波段进行实验验证^[67,68].

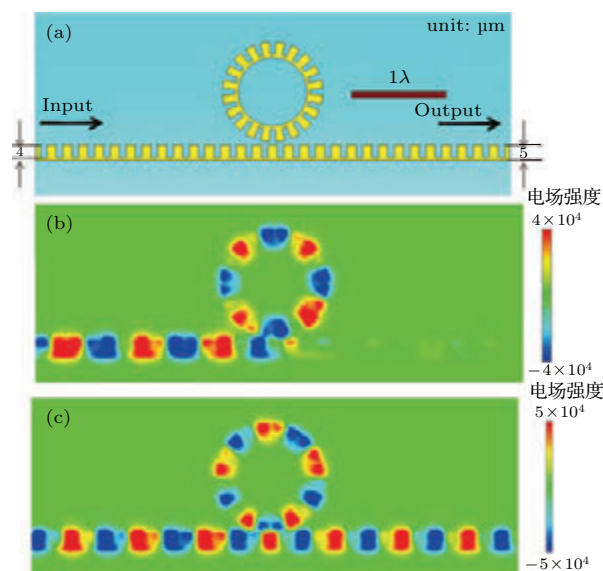


图 10 (a) 环形谐振器的结构示意图; (b) 0.98 THz 和 (c) 1.06 THz 时的仿真电场分布图^[68]

Fig. 10. (a) Geometries of the ring resonator and the simulated electric field distribution at (b) 0.98 THz and (c) 1.06 THz^[68].

5 结论与展望

太赫兹技术和人工电磁媒质都在 21 世纪受到了广泛的关注, 太赫兹人工电磁媒质在过去十年里的发展也为太赫兹间隙的填补做出了实质性的贡献, 如太赫兹磁谐振、吸波器、人工表面等离激元等. 尽管如此, 这依然是一个有着巨大潜力的朝阳领域. 比如随机表面, 编码、数字和可编程超材料, 基于光学变化的人工电磁材料等^[69-72]都是可以在太赫兹波段实现的工作. 相信未来太赫兹人工电磁媒质将继续带来令人瞩目的成果.

参考文献

- [1] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
- [2] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Micr. Theory Tech.* **47** 2075
- [3] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [4] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [5] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [6] Cui T J, Smith D R, Liu R 2009 *Metamaterials: Theory, Design, and Applications* (New York: Springer Science & Business Media)
- [7] Chen H T, Padilla W J, Zide J, Gossard A C, Taylor A J, Averitt R D 2006 *Nature* **444** 597
- [8] Gu J Q, Singh R, Liu X J, Zhang X Q, Ma Y F, Zhang S, Maier S A, Tian Z, Azad K, Chen H T, Taylor A J, Han J G, Zhang W L 2012 *Nat. Commun.* **3** 1151
- [9] Wu J B, Dai H, Wang H, Jin B B, Jia T, Zhang C H, Cao C H, Chen J, Kang L, Xu W W, Wu P H 2011 *Opt. Express* **19** 1101
- [10] Liang L J, Jin B B, Zhang Q Y, Wu J B, Bao Y J, Jia T, Jia X Q, Cao C H, Kang L, Xu W W, Chen J, Wu P H 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 114101
- [11] Zhang X Q, Gu J Q, Cao W, Han J G, Lakhtakia A, Zhang W L 2012 *Opt. Lett.* **37** 906
- [12] Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, Zeng Y, Reiten M T, Azad A K, Taylor A J, Dalvit D A R, Chen H T 2013 *Science* **340** 1304
- [13] Choi M, Lee S H, Kim Y, Kang S B, Shin J, Kwak M H, Kang K Y, Lee Y H, Park N, Min B 2011 *Nature* **470** 369
- [14] Wen Q Y, Zhang H W, Xie Y S, Yang Q H, Liu Y L 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 241111
- [15] Alves F, Kearney B, Grbovic D, Lavrik N V, Karunasiri G 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 111104
- [16] Ma Y, Chen Q, Grant J, Saha S C, Khalid A, Cumming D R 2011 *Opt. Lett.* **36** 945
- [17] Wang B X, Wang L L, Wang G Z, Huang W Q, Li X F, Zhai X 2014 *Appl. Phys. A* **115** 1187
- [18] Chen H T, Padilla W J, Cich M J, Azad A K, Averitt R D, Taylor A J 2009 *Nature Photon.* **3** 148
- [19] Maier S A, Andrews S R, Martin-Moreno L, Garca-Vidal F J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 176805
- [20] Wang Y, Wang X, He X J, Mei J S, Chen M H, Yin J H, Lei Q Q *Acta Phys. Sin.* 2012 **61** 137301 (in Chinese) [王玥, 王暄, 贺训军, 梅金硕, 陈明华, 殷景华, 雷清泉 2012 物理学报 **61** 137301]
- [21] Garcia-Vidal F J, Martín-Moreno L, Pendry J B 2005 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7** 97
- [22] Nagpal P, Lindquist N C, Oh S H, Norris D J 2009 *Science* **325** 594
- [23] Brongersma M L, Shalae V M 2010 *Science* **328** 440
- [24] Tian Z, Singh R, Han J G, Gu J Q, Xing Q R, Wu J, Zhang W L 2010 *Opt. Lett.* **35** 3586
- [25] Wu D M, Fang N, Sun C, Zhang X 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 201

- [26] Yen T J, Padilla W J, Fang N, Vier D C, Smith D R, Pendry J B, Basov D N, Zhang X 2004 *Science* **303** 1494
- [27] Linden S, Enkrich C, Wegener M, Zhou J, Koschny T, Soukoulis C M 2004 *Science* **306** 1351
- [28] Zhang S, Fan W, Minhas B K, Frauenglass A, Malloy K J, Brueck S R J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 037402
- [29] Shalaev V M, Cai W, Chettiar U K, Yuan H K, Sarychev A K, Drachev V P, Kildishev A V 2005 *Opt. Lett.* **30** 3356
- [30] Padilla W J, Taylor A J, Highstrete C, Lee M, Averitt R D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 107401
- [31] Paul O, Imhof C, Lagel B, Wolff S, Heinrich J, Hofling S, Forchel A, Zengerle R, Beigang R, Rahm M 2009 *Opt. Express* **17** 819
- [32] Chen H T, Palit S, Tyler T, Bingham C M, Zide J M, O'Hara J F, Smith D R, Gossard A C, Averitt R D, Padilla W J, Jokerst N M, Taylor A J 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 091117
- [33] Smith D R, Schultz S, Markoš P, Soukoulis C M 2002 *Phys. Rev. B* **65** 195104
- [34] Smith D R, Vier D C, Koschny T, Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036617
- [35] Tang W X, Cheng Q, Cui T J 2009 *Terahertz Sci. Technol.* **2** 23
- [36] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [37] Wang Y, Sun T, Paudel T, Zhang Y, Ren Z, Kempa K 2011 *Nano Lett.* **12** 440
- [38] Iwaszczuk K, Strikwerda A C, Fan K, Zhang X, Averitt R D, Jepsen P U 2012 *Opt. Express* **20** 635
- [39] Woodward R M, Cole B E, Wallace V P, Pye R J, Arnone D D, Linfield E H, Pepper M 2002 *Phys. Med. Biol.* **47** 3853
- [40] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, Smith D R, Padilla W J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 207402
- [41] Hokmabadi M P, Wilbert D S, Kung P, Kim S M 2013 *Terahertz Sci. Technol.* **6** 40
- [42] Grant J, Ma Y, Saha S, Khalid A, Cumming D R 2011 *Opt. Lett.* **36** 3476
- [43] Huang L, Chowdhury D R, Ramani S, Reiten M T, Luo S N, Taylor A J, Chen H T 2012 *Opt. Lett.* **37** 154
- [44] Shen X P, Yang Y, Zang Y Z, Gu J Q, Han J G, Zhang W L, Cui T J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 154102
- [45] Tao H, Bingham C M, Pilon D, Fan K, Strikwerda A C, Shrekenhamer D, Padilla W J, Zhang X, Averitt R D 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 225102
- [46] Chen H T 2012 *Opt. Express* **20** 7165
- [47] Zhu J, Ma Z, Sun W, Ding F, He Q, Zhou L, Ma Y 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 021102
- [48] Liu S, Chen H, Cui T J 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 151601
- [49] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [50] Fang N, Lee H, Sun C, Zhang X 2005 *Science* **308** 534
- [51] Ozbay E 2006 *Science* **311** 189
- [52] Zia R, Schuller J A, Chandran A, Brongersma M L 2006 *Mater. Today* **9** 20
- [53] Kawata S, Inouye Y, Verma P 2009 *Nat. Photon.* **3** 388
- [54] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I 2010 *Nat. Photon.* **4** 83
- [55] Stern E A, Ferrell R A 1960 *Phys. Rev.* **120** 130
- [56] Pendry J B, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2004 *Science* **305** 847
- [57] Hibbins A P, Evans B R, Sambles J R 2005 *Science* **308** 670
- [58] Wang K, Mittleman D M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 157401
- [59] Williams C R, Andrews S R, Maier S A, Fernández-Domínguez A I, Martín-Moreno L, García-Vidal F J 2008 *Nat. Photon.* **2** 175
- [60] Gan Q, Gao Y, Wagner K, Vezenov D, Ding Y J, Bartoli F J 2011 *Proc. Nat. Acad. Sci.* **108** 5169
- [61] Zhou Y J, Jiang Q, Cui T J 2011 *Opt. Express* **19** 5260
- [62] Zhou Y J, Cui T J 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 221901
- [63] Zhou Y J, Cui T J 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 101906
- [64] Zhou Y J, Jiang Q, Cui T J 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 111904
- [65] Zhou Y J, Jiang Q, Cui T J 2012 *Sci. China: Inform. Sci.* **55** 79
- [66] Shen X P, Cui T J, Martin-Cano D, Garcia-Vidal F J 2013 *Proc. Nat. Acad. Sci.* **110** 40
- [67] Shen X P, Cui T J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 211909
- [68] Shen X P, Cui T J 2013 *Terahertz Sci. Technol.* **6** 147
- [69] Wang K, Zhao J, Cheng Q, Dong D S, Cui T J 2014 *Sci. Rep.* **4** 5935
- [70] Cui T J, Qi M Q, Wan X, Zhao J, Cheng Q 2014 *Light Sci. Appl.* **3** e218
- [71] Wan X, Jiang W X, Ma H F, Cui T J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 151601
- [72] Mei Z L, Cui T J 2012 *Int. J. RF Microw. C E* **22** 496

SPECIAL ISSUE—Terahertz physics

Progress of terahertz metamaterials*

Bao Di¹⁾²⁾ Shen Xiao-Peng¹⁾³⁾ Cui Tie-Jun^{1)4)†}

1) (State Key Laboratory of Millimetre Waves, School of Information Science and Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China)

2) (Synergetic Innovation Center of Wireless Communication Technology, Southeast University, Nanjing 210096, China)

3) (Department of Physics, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China)

4) (Cooperative Innovation Centre of Terahertz Science, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 8 June 2015; revised manuscript received 8 July 2015)

Abstract

In the past decades, terahertz metamaterials have attracted considerable attention due to the capability of realizing essential terahertz functional devices and potential applications in sensing, imaging, spectroscopy and monitoring. In this review, we first present a brief introduction to the theory and development of terahertz metamaterials, and then focus on some terahertz devices including both triple-band and broadband metamaterial absorbers, the spoof surface plasmon polaritons (SPP) waveguides, the SPP bend, the SPP beam splitter, and the SPP ring resonator. The metamaterial absorbers are fabricated and measured in THz band, while the SPP devices are verified through numerical simulations. All the designs are easy to fabricate and favorable for practical applications.

Keywords: terahertz, metamaterials, absorbers, spoof surface plasmon polaritons

PACS: 87.50.U-, 78.67.Pt, 41.20.Jb, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.64.228701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61171024, 61171026, 61302018, 61401089, 61571117, 61501112, 61501117, 61138001), the Foundation of National Excellent Doctoral Dissertation of China (Grant No. 201444), and the 111 Project (Grant No. 111-2-05).

† Corresponding author. E-mail: tjcui@seu.edu.cn

雪崩倍增 GaAs 光电导太赫兹辐射源研究进展

施卫 闫志巾

Research progress on avalanche multiplication GaAs photoconductive terahertz emitter

Shi Wei Yan Zhi-Jin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 228702 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.228702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.228702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

血凝素蛋白及抗体相互作用的太赫兹光谱主成分分析

Principal component analysis of terahertz spectrum on hemagglutinin protein and its antibody

物理学报.2015, 64(16): 168701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.168701>

相位补偿算法对提高太赫兹雷达距离像分辨率的研究

Improvement in the range resolution of THz radar using phase compensation algorithm

物理学报.2014, 63(14): 148701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.148701>

太赫兹双空芯光纤定向耦合器

Terahertz dual air core fiber directional coupler

物理学报.2013, 62(2): 028702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.028702>

太赫兹双芯光子带隙光纤定向耦合器

Terahertz dual-core photonic band-gap fiber directional coupler

物理学报.2012, 61(10): 108701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.108701>

基于太赫兹量子级联激光器的无线信号传输的实现

Experimental realization of wireless transmission based on terahertz quantumcascade laser

物理学报.2012, 61(9): 098701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.098701>

专题: 太赫兹物理

雪崩倍增 GaAs 光电导太赫兹辐射源研究进展*

施卫† 闫志巾

(西安理工大学应用物理系, 西安 710048)

(2015 年 8 月 11 日收到; 2015 年 10 月 8 日收到修改稿)

在飞秒激光激励下用 GaAs 光电导开关作为太赫兹 (THz) 辐射天线, 已经广泛用于太赫兹时域光谱系统, 但目前国际上都是使用 GaAs 光电导开关的线性工作模式, 而 GaAs 光电导开关的雪崩倍增工作模式所输出的超快电脉冲功率容量远大于其线性工作模式, 迄今为止, 还没有人提出用雪崩倍增机理的 GaAs 光电导开关作为辐射源产生 THz 电磁辐射. 本文探讨了用雪崩倍增工作模式的 GaAs 光电导开关作为光电导天线产生 THz 电磁波的可能性及研究进展. 通过理论分析及实验研究, 在实验上实现了: 1) 利用 nJ 量级飞秒激光触发 GaAs 光电导天线, 可以进入雪崩倍增工作模式; 2) 利用光激发电荷畴的猝灭模式, 可以使 GaAs 光电导天线载流子雪崩倍增模式的延续时间 (lock-on 时间) 变短. 这为利用具有雪崩倍增机理的 GaAs 光电导天线产生强 THz 辐射奠定了基础.

关键词: GaAs 光电导开关, 光电导天线, 光激发电荷畴, 雪崩倍增

PACS: 87.50.U-, 72.20.-i, 87.15.ht

DOI: 10.7498/aps.64.228702

1 引言

用光电导方法产生的太赫兹 (THz) 电磁波具有高频和超短脉冲 (皮秒量级) 特性, 对 THz 通信、雷达、半导体及电介质性能测量、天文学、无标记基因检查、细胞成像、无损检测、生化物检查、粮食选种、菌种优选等多领域的技术发展带来深远影响. 所谓光电导方法产生 THz 波, 就是利用超快半导体光电导开关 (photoconductive semiconductor switch, PCSS) 作为 THz 光电导天线 (photoconductive antenna, PCA), 其光激发载流子在偏置电场作用下加速运动从而辐射 THz 电磁波. 可见在物理本质上, PCA 就是电极间隙小至亚毫米或微米量级的 PCSS, 所不同的是 PCSS 产生的超短电脉冲在负载回路中, 而 PCA 产生的 THz 电磁波辐射到自由空间.

由于 GaAs PCSS 不仅可以在极高的重复频率

(亚 GHz—THz) 下工作、而且具有 ps 量级触发晃动、耐高电压及大的电流承载能力等独特性能, 从而成为目前产生 THz 电磁波的重要方法^[1–6]. 因此, 用 GaAs PCSS 作为 THz 光电导天线 (GaAs PCA) 产生高功率 THz 电磁波成为各国研究人员关注的问题, 人们从材料、设计等不同方面不断改进 GaAs PCA 的性能, 特别是辐射功率和信噪比^[7–9].

我们知道, GaAs PCSS 在不同的偏置电压和触发光条件下有两种截然不同的工作模式: 线性工作模式和雪崩倍增工作模式 (也称为非线性模式或高倍增模式或 lock-on 效应)^[10–12]. 线性工作模式的特点是: GaAs PCSS 每吸收一个入射光子, 最多产生一个电子-空穴对, 没有载流子的倍增效应, 开关的导通依赖于光生载流子. 当 GaAs PCSS 的偏置电场与触发光能量和都高于某一阈值时, 它将工作于雪崩倍增模式. 其突出特点是: 1) 存在载流子的雪崩倍增现象, 相当于 GaAs PCSS 每吸收

* 国家自然科学基金重大科学仪器研制专项 (批准号: 61427814)、国家自然科学基金 (批准号: 51377133)、中国工程物理研究院太赫兹科学技术基金 (批准号: CAEP THZ201404)、中国工程物理研究院脉冲功率重点实验室 (批准号: PPLF2013PZ01)、陕西省超快光电科学技术创新团队 (批准号: 2014KCT-13) 和装备预研基金 (批准号: 9140C370504140C37175) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: swshi@mail.xaut.edu.cn

一个入射光子, 将产生 10^3 — 10^5 个电子-空穴对, 称为雪崩光电导行为, 这使得用 μJ 甚至 nJ 量级的弱光触发高功率 GaAs PCSS 成为可能^[13–15]; 2) 存在光激发电荷畴现象^[16–21], 使得光注入载流子以 10^8cm/s 的速度穿越 GaAs 光电导开关的电极间隙, 比强电场下载流子的饱和漂移速率大一个数量级, 形成独有的超快特性.

显然, GaAs PCSS 的雪崩倍增工作模式所输出的超快电脉冲功率容量远大于其线性工作模式.

然而, 截至目前, 在用 GaAs PCSS 作为 GaAs PCA 产生 THz 电磁波的研究中, 在国际上无一例外都是用 GaAs PCSS 的线性工作模式^[1–6, 22–25]. 与线性 GaAs PCA 相比, 利用雪崩光电导效应, 每个入射光子可以产生 10^3 — 10^5 个电子空穴对, 这种载流子的雪崩倍增效应显然可以大幅度增强 GaAs PCA 辐射 THz 波的功率. 迄今为止, 国际上还没有人提出用雪崩倍增机理的 GaAs PCSS 作为 PCA 产生 THz 电磁辐射.

本文研究了用 GaAs PCSS 的雪崩倍增工作模式作为 PCA 产生 THz 电磁波的可能性及研究进展. 通过理论分析及实验研究, 在实验上实现了: 1) 利用 nJ 量级飞秒激光触发 GaAs PCA 进入雪崩倍增工作模式; 2) 利用光激发电荷畴的猝灭模式实现了使 GaAs PCA 载流子雪崩倍增模式的延续时间 (lock-on 时间) 变短. 为利用雪崩倍增 GaAs 光电导产生强 THz 辐射源奠定了基础.

2 需要解决的核心问题

要用 GaAs PCSS 作为具有雪崩倍增机理的 THz 光电导天线产生强 THz 电磁辐射, 就必须解决以下两方面的核心问题.

1) 在 GaAs PCA 中出现载流子的雪崩倍增效应必须同时满足相应的触发光能阈值和偏置电场阈值条件^[17, 18], 也就是说, 当 GaAs PCA 的偏置电场超过耿氏电场阈值, 且触发光注入的载流子浓度满足形成电荷畴条件时, 才能生成光激发电荷畴, 从而形成载流子的雪崩碰撞电离导致载流子雪崩倍增^[16, 19–21]. 光激发电荷畴与耿氏器件中的偶极畴明显不同的是: 由于材料的低掺杂半绝缘性, 该电荷畴内仅有光生电子积累层, 没有正离子层, 因而不同于人们熟知的耿氏偶极畴, 是一种单极电荷畴, 称为光激发单极畴; 耿氏偶极畴内产生一个与外加电场同方向的电场, 使畴内电场增强, 畴外电

场降低, 且正负层界面处电荷浓度最高, 而光激发单极畴与光生空穴之间产生一个与外加电场反向的电场, 使畴前的电场增强, 畴头部电子浓度最高; 耿氏偶极畴很快停止生长并达到稳态, 而光激发单极畴生长过程可以一直持续下去, 终因电子碰撞电离演变为发光电荷畴. GaAs 是直接带隙材料, 则发光电荷畴发光效率高, 产生的二次光子数目多, 同时这些光子也能在很短的距离内被再次吸收, 使得发光导致的畴扩散趋势小于转移电子效应导致的畴积累趋势, 在高场下畴头碰撞电离达到雪崩强度时, 发光电荷畴将演变为雪崩发光电荷畴, 雪崩发光畴的漂移轨迹表现为发光电流丝, 其漂移速度与畴内光子和电子之比有关; 前一个雪崩发光畴将作为次级光源, 在被电极完全吸收前触发下一个雪崩发光畴的产生, 对外表现为长时间的开关电场锁定现象, 即雪崩倍增工作模式.

依据 GaAs PCA 雪崩倍增模式的光能、电场阈值条件可知^[17, 18], 要用单脉冲能量为 nJ 量级的飞秒激光触发 GaAs PCA 进入雪崩倍增模式, 其偏置电场强度需要足够高, 这对现有的绝缘保护和绝缘结构的优化设计是一个挑战. 迄今为止, 尚未见到用飞秒激光脉冲 (nJ) 触发 GaAs PCA 进入雪崩倍增模式的任何报道.

2) 即便实现了飞秒激光触发 GaAs PCA 的雪崩光电导模式, 但因该模式电流波形的“锁定效应”(又称 lock-on 效应)^[19], 使 GaAs PCA 不能工作于高重复频率状态. 因此, 要用雪崩光电导方法产生强 THz 电磁辐射, 就必须将强电场偏置下载流子的雪崩倍增机理引入 GaAs PCA 的线性工作模式中, 形成线性雪崩光电导和相应的强 THz 辐射. 在一定的光能、偏置电场阈值条件下, 出现光激发电荷畴的产生及猝灭^[12, 20, 21], 是 GaAs 中特有的载流子输运方式. 通过调整 GaAs PCA 芯片缺陷能级的电特性和 GaAs PCA 芯片偏置电场的分布以及输入输出微带结构连接的配接方式, 利用光激发电荷畴猝灭模式的规律达到控制、调节光致碰撞电离的程度, 其核心是利用 GaAs 的能带结构特性和外部触发光能及电场约束条件使得由光激发电荷畴引起的载流子雪崩倍增的延续时间变短, 从而使 GaAs PCA 满足既具有载流子雪崩倍增效应, 又能在高重复频率光脉冲触发条件下工作. 用飞秒激光脉冲 (nJ) 触发 GaAs PCA 实现雪崩倍增猝灭工作模式, 同样未见任何报道.

3 用 nJ 量级飞秒弱光触发 GaAs PCA 实现雪崩倍增模式

3.1 GaAs PCA 雪崩倍增模式的最小光能阈值

根据 GaAs PCA 雪崩倍增模式的触发光能和偏置电场阈值关系^[12], 触发光能阈值随偏置电场的增大而减小, 飞秒激光振荡器的单脉冲能量大约在数十 nJ 左右, 是否可以满足雪崩倍增模式的阈值条件尚未见报道.

从理论上可以估算出 GaAs PCA 雪崩倍增模式的最小光能阈值: GaAs PCA 的雪崩倍增模式需满足材料内部形成光激发电荷畴的条件^[14], 即在半绝缘 GaAs 半导体中, 载流子浓度和器件长度必须满足

$$(n_0 + n_g)L \geq 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}, \quad (1)$$

其中 n_0 是半绝缘 GaAs 半导体的本征载流子浓度, n_g 是光激发非平衡载流子浓度. GaAs PCA 工作在雪崩倍增模式下, 由于光激发产生的载流子浓度远大于本征载流子浓度, 因此, GaAs PCA 吸收的光子数(假设量子效率为 1) N_g 与 n_g 的关系为

$$n_g = \frac{N_g}{V}, \quad (2)$$

其中 V 是 GaAs PCA 吸收入射光脉冲的有效体积.

对于波长为 λ 的入射光脉冲, 其能量为 E , 则有

$$N_g = \frac{E\lambda}{hc}, \quad (3)$$

式中 h 为普朗克常数, c 为光速.

通过 (1), (2) 和 (3) 式可计算出, 在电场满足电场阈值时, 使 GaAs PCA 进入雪崩倍增模式所需触发光能的物理极限约为 1.1 nJ.

可见, 目前 THz 时域光谱系统 (THz-TDS) 中的飞秒激光振荡器的单脉冲能量可以满足触发 GaAs PCA 进入雪崩倍增模式.

3.2 用 nJ 量级飞秒弱光触发 GaAs PCA 的实验结果

在实验上, 截止目前国际上有报道使 GaAs PCSS 进入雪崩倍增模式的最低触发光能为 90 nJ^[26]. 本文经过恰当设计, 使用异面电极结构的 GaAs PCSS, 如图 1 所示, 再经过全固态绝缘封装, 提高了 GaAs PCA 的耐压性能.

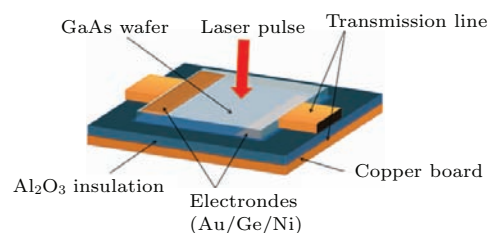


图 1 异面电极 GaAs PCSS 示意图

Fig. 1. Schematic of GaAs PCSS with the electrodes on different planes.

实验中使用自行研制的 GaAs PCA, 其电极间隙为 0.55 mm, 实验测试电路如图 2 所示, 其中衰减器 60 dB. 用波长为 1064 nm, 脉宽为 20 ps 的激光脉冲触发 GaAs PCA. 当偏置电压为 4.3 kV, 触发光脉冲能量为 24.3 nJ 时, GaAs PCA 表现为雪崩倍增输出, 其波形见图 3. 此结果从实验上验证了. 目前的 THz-TDS 中的飞秒激光器的单脉冲能量可以满足触发 GaAs PCA 进入雪崩倍增模式.

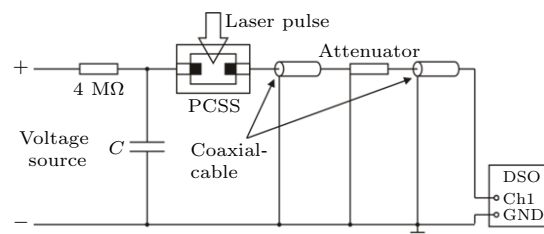


图 2 GaAs PCA 实验测试电路

Fig. 2. Experimental test circuit of GaAs PCA.

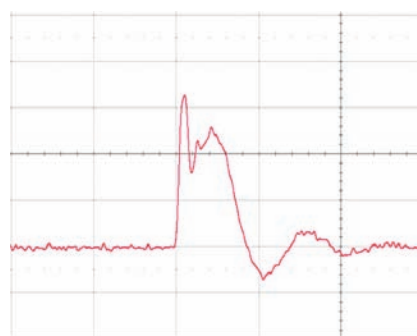


图 3 GaAs PCA 雪崩倍增输出波形 (y/div 500 mV, x/div 5 ns)

Fig. 3. The output waveform of the GaAs PCA with avalanche multiplication mode (y/div 500 mV, x/div 5 ns).

4 GaAs PCA 的雪崩倍增猝灭工作模式

GaAs PCA 工作在雪崩倍增模式时, 其电流波形存在“锁定效应 (lock-on 效应)”, 锁定效应的维持时间大约在数十微秒甚至更长. 对于重复频率

为 80 MHz 的飞秒激光振荡器, 相邻光脉冲的时间间隔是 12.5 ns. 因此, 如果第一个飞秒脉冲触发 GaAs PCA 进入了雪崩倍增模式, 则 GaAs PCA 的输出电流波形尚未完结时, 第二、第三个飞秒激光脉冲就会到来, GaAs PCA 不仅不会输出脉冲串, 而且会导致 GaAs PCA 的击穿. 所以, 工作在雪崩倍增模式的 GaAs PCA 不能适应在 80 MHz 重复频率状态下工作.

我们从理论和实验上都验证了 GaAs PCA 存在光发电荷畴的猝灭工作模式^[16–18]. 首先在雪崩倍增模式的阈值条件下触发 GaAs PCA, 使之发生载流子雪崩倍增; 然后破坏维持载流子雪崩倍增所需的外部条件, 使之迅速退出雪崩倍增模式而进入线性模式; 最终开关在极短的时间内因载流子消耗殆尽而自然关断, 不再出现明显的锁定波形. GaAs PCA 将表现出线性雪崩光电导, 这种光发电荷畴的猝灭模式, 使得锁定效应的维持时间减小至几个纳秒, 则 GaAs PCA 工作在具有线性雪崩光电导的光发电荷畴猝灭模式, 这样就可以工作在 80 MHz 的高重复频率状态, 这就是具有雪崩倍增机理的 GaAs PCA.

实验中仍然使用电极间隙为 0.55 mm 的 GaAs PCA, 触发飞秒激光波长为 800 nm, 脉宽为 100 fs. 调节触发光, 使 GaAs PCA 吸收的飞秒激光单脉冲能量为 3.5 nJ, 实验测试电路同图 2. 实验中选择适当的储能电容量, 每次触发都保持激光单脉冲能量为 3.5 nJ, 逐渐增加偏置电压, 使用示波器观察 GaAs PCA 输出波形. 当偏置电压小于 3.41 kV 时, GaAs PCA 都工作在线性模式; 当偏置电压大于等于 3.41 kV 时, GaAs PCA 满足光电阈值, 进入雪崩倍增状态, 随着储能电容器电荷量的减小, 电容残压迅速下降, 迫使 GaAs PCA 载流子雪崩倍增过程结束, 从而实现 GaAs PCA 的雪崩倍增猝灭工作模式, 在示波器上可观察到 GaAs PCA 输出既具有雪崩电导, 又近似线性工作模式的波形. 图 4 是偏置电压为 3.8 kV 时, GaAs PCA 的输出波形, 其脉宽为 1.25 ns, 上升沿为 658 ps.

表面上看, 图 4 所示的波形好像是 GaAs PCA 的线性模式, 但通过计算 GaAs PCA 吸收的触发光子数及输出电脉冲的电子数得知, 此时 GaAs PCA 每吸收一个光子相当于产生了约 10 个电子-空穴对, 已经出现了倍增效应. 如果进一步增加偏置电压等措施, 电子的倍增效应将增大.

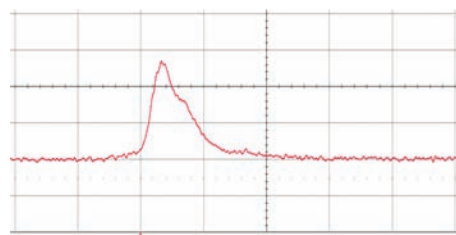


图 4 GaAs PCA 雪崩倍增猝灭模式输出波形 (y/div 500 mV, x/div 2 ns)

Fig. 4. The output waveform of the GaAs PCA with avalanche multiplication quenching mode (y/div 500 mV, x/div 2 ns).

5 雪崩倍增 GaAs PCA 研究工作展望

以上研究结果表明, GaAs PCA 的雪崩倍增猝灭工作模式可以同时满足: 1) 用单脉冲能量为 3.5 nJ 的飞秒激光触发 GaAs PCA, 可以实现载流子的雪崩倍增, 这是目前国际上有报道的最小值; 2) GaAs PCA 的雪崩倍增猝灭工作模式, 可以使载流子雪崩倍增的延续时间变短, GaAs PCA 能够在 80 MHz 重复频率状态下工作. 因此, 利用 GaAs PCA 的雪崩倍增猝灭工作模式, 实现具有雪崩倍增的强 THz 辐射是可行的.

然而, 要研制出具有雪崩倍增 GaAs PCA 实用器件, 还必须开展以下工作.

5.1 GaAs PCA 雪崩倍增猝灭的延续时间与载流子倍增率的规律

虽然在上述实验中获得了 GaAs PCA 在雪崩倍增猝灭工作模式下, 输出脉宽仅有 1.25 ns, 但载流子倍增率还不够高. 需要进一步探索决定 GaAs PCA 的雪崩倍增猝灭模式下, 影响输出电脉冲脉宽和载流子倍增率的因素及规律, 得到尽可能短的输出脉宽和尽可能高的倍增率.

5.2 雪崩倍增 GaAs PCA 的丝状电流及寿命

GaAs 光电导开关工作在雪崩倍增模式下, 会出现电流集中的效应, 即形成丝状电流, 这是影响其寿命的主要因素. 尽管雪崩倍增 GaAs PCA 是工作在雪崩倍增猝灭模式, GaAs PCA 的通流时间大大减少, 但仍然会以丝状电流方式出现.

要避免 GaAs PCA 在雪崩倍增猝灭模式下的丝状电流对 GaAs 材料的破坏作用, 其关键是通过

改进 GaAs 芯片性能和制备工艺来改善触发导通瞬态过程中 GaAs 芯片内电场的分布, 达到抑制丝状电流的形成.

6 结 论

本文就是否可以用 GaAs PCA 产生具有雪崩倍增机理的强 THz 辐射进行了探讨, 研究表明:

1) 用 nJ 量级的飞秒激光脉冲可以触发 GaAs PCA 进入雪崩倍增工作模式;

2) GaAs PCA 的雪崩倍增猝灭工作模式可以使载流子雪崩倍增的延续时间变短, 能够在 80 MHz 重复频率状态下工作;

3) 用雪崩倍增机理的 GaAs PCSS 作为 PCA 产生强 THz 电磁辐射是具有理论和实验基础的, 随着研究工作的深入和相关制备工艺的改进, 应在不久问世.

感谢西安理工大学超快光电技术研究中心的全体同仁在研究工作中的支持和协作.

参考文献

- [1] Takano K, Chiyoda Y, Nishida T, Miyamaru F, Kawabata T, Sasaki H, Takeda M W, Hangyo M 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 161114
- [2] Krause J, Wagner M, Winnerl S, Helm M, Stehr D 2011 *Opt. Express* **19** 19114
- [3] Shi W, Hou L, Wang X M 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 023111
- [4] Rihani S, Faulks R, Beere H, Page H, Gregory I, Evans M, Ritchie D A, Peppe M 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 051106
- [5] Gao Y H, Chen M K, Yin S, Ruffin P, Brantley C, Edwards E 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 033108
- [6] Miyamaru F, Saito Y, Yamamoto K, Furuya T, Nishizawa S, Tani M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 211104
- [7] Lu L, Sun J D, Roger A L, Sun Y F, Wu D M, Cai Y, Qin H 2015 *Chin. Phys. B* **24** 028504
- [8] Yang Y P, Ranjan S, Zhang W L 2014 *Chin. Phys. B* **23** 128702
- [9] Sun Y F, Sun J D, Zhang X Y, Qin H, Zhang B S, Wu D M 2012 *Chin. Phys. B* **21** 108504
- [10] Loubriel G M, Zutavern F J, Baca A G, Hjalmarson H P, Plut T, Helgeson W D, Brown D J 1997 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 124
- [11] Jerry L H, Bailey D W, Dougal R A, Venkatesan V 1995 *IEEE Trans. Power Electron.* **10** 615
- [12] Shi W, Zhao W, Zhang X B, Li E L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 867 (in Chinese) [施卫, 赵卫, 张显斌, 李恩玲 2002 物理学报 **51** 867]
- [13] Islam N E, Schamiloğlu E, Fleddermann C B 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 1988
- [14] Shi W, Qu G H, Xu M, Xue H, Ji W L, Zhang L, Tian L Q 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 072110
- [15] Shi W, Tian L Q, Liu Z, Zhang L Q, Zhang Z Z, Zhou L J, Liu H W, Xie W P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 043511
- [16] Shi W, Liang Z X 1999 *Chin. J. Semicond.* **21** 53 (in Chinese) [施卫, 梁振宪 1999 半导体学报 **21** 53]
- [17] Shi W 2001 *Chin. J. Semicond.* **22** 1481
- [18] Shi W, Chen E Z, Zhang X B, Li Q 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 1119
- [19] Shi W, Tian L 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 202103
- [20] Shi W, Dai H Y, Sun X W 2003 *Chin. Opt. Lett.* **1** 553
- [21] Tian L Q, Shi W 2008 *J. Semicond.* **29** 1913
- [22] Faulks R, Rihani S, Beere H E, Evans M J, Ritchie D A, Pepper M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 081106
- [23] Shi W, Zhang Z Z, Hou L 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 087203
- [24] Diao J M, Du L, Ouyang J, Yang P, Nie Z P 2011 *J. Electromagn. Waves Appl.* **25** 2236
- [25] Ma Z, Ma H M, Yang C T, Feng K M 2011 *J. Syst. Eng. Electron.* **22** 373
- [26] Loubriel G M, Helgeson W D, McLaughlin D L, O'Malley M W, Zutavern F J, Rosen A, Stabile P J 1991 *IEEE Trans. Electron Dev.* **38** 692

SPECIAL ISSUE—Terahertz physics

Research progress on avalanche multiplication GaAs photoconductive terahertz emitter^{*}

Shi Wei[†] Yan Zhi-Jin

(Applied Physics Department, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(Received 11 August 2015; revised manuscript received 8 October 2015)

Abstract

GaAs photoconductive switch illuminated by a femto-second laser has been widely used in a terahertz (THz) time domain spectroscopy system as a THz wave emission antenna. Now, all of the GaAs photoconductive switches are used in linear mode. However, when the GaAs photoconductive switch operates in an avalanche multiplication mode, the power capacity of output ultrafast electric pulse is much higher than that in a linear mode. So far, nobody has proposed the idea of generating THz waves by using the GaAs photoconductive switches in the avalanche multiplication mode. In this paper, we report the feasibility and research progress of using the GaAs photoconductive switches in the avalanche multiplication mode as the THz sources. By theoretical analysis and experimental research, some results are obtained experimentally as follows. 1) The GaAs photoconductive antenna can operate in an avalanche multiplication mode when illuminated by a femto-second laser pulse with an energy on the order of nJ. 2) The maintaining time of the avalanche multiplication mode, i.e, lock-on period, can be reduced by the quenching mode of photo-activated charge domain. These results lay the foundation for generating the high intensity THz emission by the GaAs photoconductive antenna with the avalanche multiplication mechanism.

Keywords: GaAs photoconductive switch, photoconductive antenna, photo-activated charge domain, avalanche multiplication

PACS: 87.50.U–, 72.20.–i, 87.15.ht

DOI: 10.7498/aps.64.228702

^{*} Project supported by the Special Fund for Key Research on Scientific Instruments of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61427814), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51377133), the Terahertz Science and Technology Fund of Chinese Academy of Engineering Physics (Grant No. CAEP THZ201404), the Foundation of Pulse Power Key Laboratory of Chinese Academy of Engineering Physics (Grant No. PPLF2013PZ01), the Foundation of Shaanxi Key Science and Technology Innovation Team, China (Grant No. 2014KTC-13), and the Equipment Pre-research Fund Project, China (Grant No. 9140C370504140C37175).

[†] Corresponding author. E-mail: swshi@mail.xaut.edu.cn

基于石墨烯的太赫兹器件研究进展

冯伟 张戎 曹俊诚

Progress of terahertz devices based on graphene

Feng Wei Zhang Rong Cao Jun-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 229501(2015) DOI: 10.7498/aps.64.229501

在线阅读View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.229501>

当期内容View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超短脉冲激光烧蚀石墨产生的喷射物的时间分辨发射光谱研究

Study of the time-resolved emission spectra of the ejected plume generated by ultrashort laser ablation of graphite

物理学报.2015, 64(21): 214201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.214201>

全啁啾镜色散补偿的亚 8 fs 钛宝石激光器

All chirped mirrors long-term stable sub-8 fs Ti:sapphire oscillator

物理学报.2015, 64(14): 144204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144204>

基于单个 BBO 晶体载波包络相位稳定的高效率光参量放大器

High efficient CEP-stabilized infrared optical parametric amplifier made from a BBO single crystal

物理学报.2014, 63(21): 214203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.214203>

基于多光子脉冲内干涉相位扫描法对飞秒激光脉冲进行相位测量和补偿的研究

Spectral phase measurement and compensation of femtosecond laser pulse based on multi-photon intra-pulse interference phase scan

物理学报.2014, 63(16): 164207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.164207>

环形定子的激光致表面波机理及可视化探测研究

Theoretical and visualization study of laserinduced surface acoustic wave on annular stator

物理学报.2013, 62(22): 224209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.224209>

专题: 太赫兹物理

基于石墨烯的太赫兹器件研究进展*

冯伟¹⁾ 张戎²⁾ 曹俊诚^{2)†}

1) (江苏大学理学院物理系, 镇江 212013)

2) (中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 中国科学院太赫兹固态技术重点实验室, 上海 200050)

(2015年4月7日收到; 2015年6月5日收到修改稿)

石墨烯是一种零带隙二维的半导体材料, 具有极高的载流子迁移率, 优异的机械、电学、热学和光学等性能. 在太赫兹辐射源、调制器和探测器件的研究中, 石墨烯材料具有独特的优势. 本文以石墨烯材料在太赫兹辐射源、调制器以及探测器等器件方面的应用为主, 综述了石墨烯太赫兹器件的最新研究进展.

关键词: 太赫兹, 石墨烯, 太赫兹辐射源, 太赫兹探测器

PACS: 95.85.Fm, 81.05.ue, 85.60.-q, 85.60.Jb

DOI: 10.7498/aps.64.229501

1 引言

太赫兹 (Terahertz, THz)^[1,2] 波通常是指频率为 0.1—10 THz 的电磁波, 位于微波和红外之间, 也被称为 T 射线. 太赫兹技术在基础研究、工业应用、生物学、医学以及军事等领域有着重要的应用前景. 近年来, 随着新型材料及太赫兹器件的研制成功, 太赫兹技术得到了飞速的发展. 石墨烯是由单层碳原子紧密堆积成二维蜂窝状晶格结构的一种碳质新材料, 自 2004 年 Novoselov 和 Geim 的团队^[3] 用微机械剥离法制备出室温下存在的石墨烯以来, 在全球掀起了石墨烯研究的热潮. 石墨烯具有独特的零带隙能带结构, 在狄拉克点附近区域, 它的能量-波矢色散关系是线性的, 电子或空穴的有效质量为零. 通过研究已证实石墨烯具有优异的机械、电学、热学和光学等性能. 石墨烯是已知材料中强度和硬度最高的晶体结构, 其本征强度和弹性

模量分别为 125 GPa 和 1.1 TPa. 单层石墨烯的载流子迁移率达到 $2 \times 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[4], 是硅的 100 倍、砷化镓的 20 倍, 且不随温度变化. 石墨烯的电阻率约为 $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$, 比已知电阻率最小的银还小, 是如今室温下导电性最好的材料. 石墨烯的室温热导率约为 $5000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 是硅的 36 倍以上, 是砷化镓的 100 倍. 石墨烯的透光率极高, 单层石墨烯可以吸收 2.3% 的垂直入射光, 即透过率约为 97.7%, 且吸收光的波长范围很广, 覆盖了可见和红外光. 其光学损伤阈值比硅和砷化镓高出 3 个数量级; 三阶光学非线性系数可以达到 10^{-7} esu , 比其他传统半导体材料高出若干个数量级^[5]. 这些独特的性能使得石墨烯在光电晶体管、生化传感器、电池电极材料和复合材料等多领域有着广泛而重要的应用. 石墨烯最重要的性质之一就是具有可调的电子学和光学性质. 它可以被视为一种无禁带半导体, 通过化学或者静电掺杂等方式, 可以有效地改变石墨烯的载流子浓度和费米能级^[6]. 人们很

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2014CB339803)、国家自然科学基金 (批准号: 61131006, 61321492, 61306066)、国家重大科学仪器设备开发专项 (批准号: 2011YQ150021)、国家科技重大专项 (批准号: 2011ZX02707)、中国科学院重要方向项目 (批准号: YYYJ-1123-1)、中国科学院创新团队国际合作伙伴计划: “高迁移率材料工程” 创新团队项目和上海市科学技术委员会 (批准号: 14530711300, 13ZR1464600) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jccao@mail.sim.ac.cn

很快就意识到, 石墨烯的电光可调光学特性可用于高速可调光学器件. 此外, 石墨烯的加工制备可与现有的互补金属氧化物半导体工艺兼容, 器件的加工和集成简单易行. 目前, 人们已利用石墨烯开发出一系列新型光电器件, 并显示出优异的性能和良好的应用前景.

石墨烯是一种零带隙材料, 且可通过人工剪裁实现带隙可调, 在太赫兹辐射源、调制器和探测器件的研究中, 具有独特的优势. 本文综述了基于石墨烯材料的太赫兹辐射源、调制器和探测器等器件的最新研究进展.

2 基于石墨烯的太赫兹辐射源

作为THz技术研究领域的关键性问题, 研制出大功率、高效率且能在室温下工作、带宽可调的THz辐射源一直是各国科学家们关注的重点. THz辐射源通常包括自由电子激光器、工作于THz频段的气体激光器、真空电子学THz源、超快激光抽运光电导THz源、THz量子级联激光器以及其他半导体电子学和光子学THz辐射源^[7]. 石墨烯作为一种新型的材料, 其产生THz波的原理和方法与现有的光学以及电学方法有所不同, 可以制作性能优良的THz源.

2009年, 南洋理工大学的Bao等^[8]将石墨烯作为可饱和吸收体应用于光纤锁模激光器中, 实现了756 fs的超短脉冲输出. 作为饱和吸收体, 石墨烯具有较低的饱和强度、超快的恢复时间、可控的调制深度及可宽带调谐等优点.

Ryzhii等^[9-14]研究了光抽运下石墨烯负动态电导率的实现机理, 理论证明了利用石墨烯产生THz辐射的可行性. 日本东北大学与会津大学在2009年的合作研究中发现, 在硅基板上制作的石墨烯薄膜, 通过红外激光的照射, 只需短暂的时间在材料表面就能产生太赫兹光^[11]. 之后他们展开了一系列深入的研究^[13-16]. 2011年, Karasawa等^[13]首次获得光抽运单层石墨烯产生太赫兹辐射的实验结果. 实验中使用红外激光对石墨烯进行光抽运, 装置如图1所示. 石墨烯吸收抽运光能量后产生光生电子-空穴对. 由于载流子带内跃迁的时间远小于带间复合时间, 因此石墨烯中会在狄拉克点附近产生粒子数反转. 在THz探针的诱发下, 电子-空穴对复合辐射的光子频率能够覆盖一个很宽的THz波段. 但是这种光生载流子复合机理产生的太赫兹辐射的过程受到单层石墨烯仅可以吸收2.3%的垂直入射光的限制, 其增益受限于单层石墨烯的普适电导 $e^2/(4h)$, 增益很小^[17].

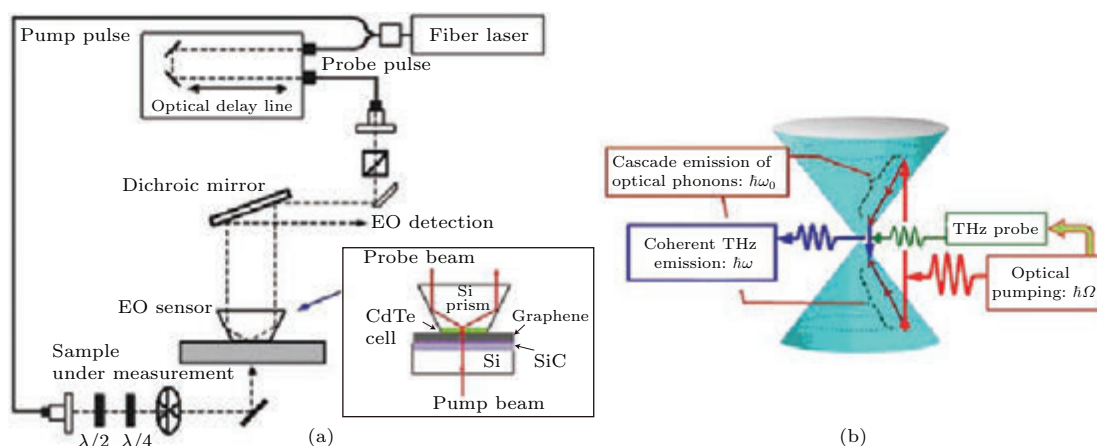


图1 (a) 光抽运石墨烯产生THz辐射实验装置; (b) 光抽运石墨烯产生太赫兹辐射原理图^[13]

Fig. 1. (a) The experimental setup of stimulated THz emission in IR-pumped graphene (IR, infrared); (b) schematic of stimulated THz emission in IR-pumped graphene^[13].

2013年, Ryzhii等^[18]研究了基于双层石墨烯结构的太赫兹辐射, 如图2所示. 这种双层石墨烯一层为n型掺杂, 一层为p型掺杂, 在外加电场的作用下分别形成二维电子气和二维空穴气, 电子从

边界接触处注入, 从而形成石墨烯层之间粒子数反转, 辐射出太赫兹波. 这种结构注入效率高, 能有效抑制Drude吸收, 而且增益随温度变化小, 有利于研制室温的太赫兹辐射源.

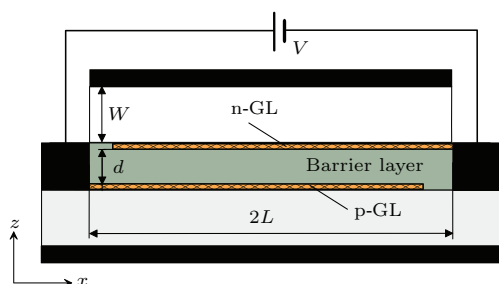


图2 基于双层石墨烯结构的太赫兹激光器原理图 (GL: graphene layer) [18]

Fig. 2. Schematic of graphene laser with double-layer structure [18].

与上述双层石墨烯太赫兹辐射源相比, 基于石墨烯等离子体的受激太赫兹辐射则要强得多. 石墨烯的表面等离子体可以视为其表面电子的集体振荡, 由于太赫兹波可与等离子体发生共振增强, 石墨烯表面等离子体可应用于产生太赫兹辐射. Popov等[19]提出利用石墨烯微、纳米谐振腔阵列来实现太赫兹等离子体激光器. 日本东北大学的Watanabe等[17]对室温下SiO₂/Si基底上的单层石墨烯进行了实验测量, 发现这种基于石墨烯等离子体的激光器其增益要比基于石墨烯载流子复合辐射太赫兹波的增益高4个数量级, 如图3所示.

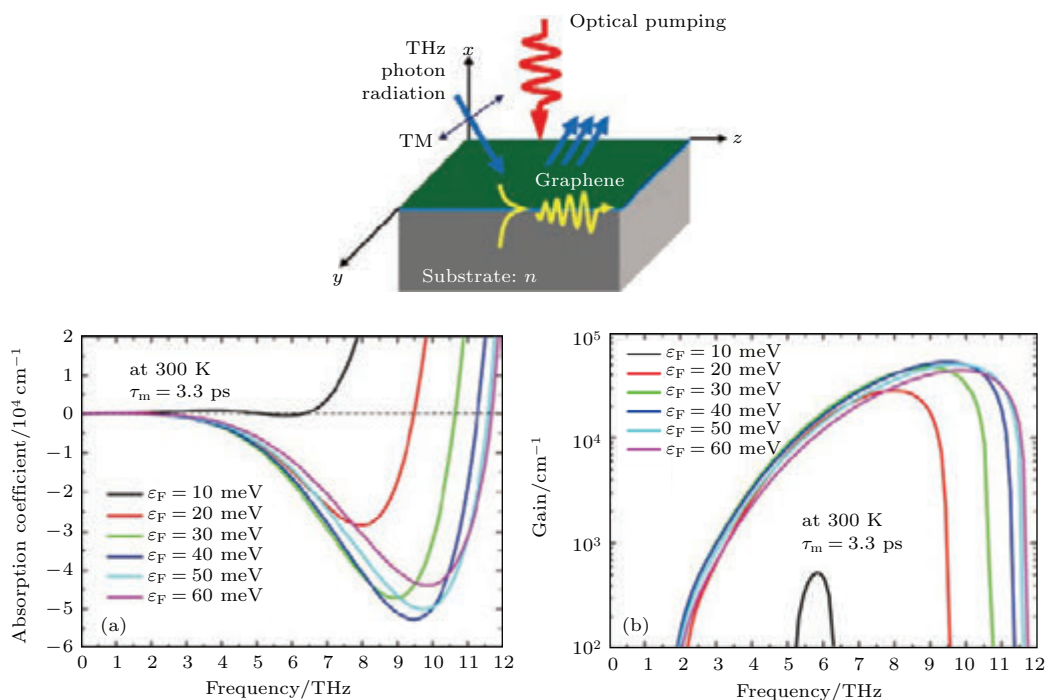


图3 温度为300 K时, 不同的准费米能级下SiO₂/Si基底上的单层石墨烯表面等离子体吸收系数(a)及增益(b)与频率的关系, 其增益可高达10⁴ cm⁻¹ [17]

Fig. 3. Frequency dependences of surface plasmon polariton (a) absorption and (b) gain for monolayer population-inverted graphene on SiO₂/Si substrate at 300 K for different quasi-Fermi energies. The THz gain could be as high as 10⁴ cm⁻¹ [17].

3 基于石墨烯的太赫兹探测器

2008年, 日本Ryzhii等[20,21]提出了石墨烯纳米带光电晶体管的理论模型. 由于双层石墨烯和石墨烯纳米带具有可调的禁带宽度, 有望用于研制远红外和太赫兹波段的石墨烯探测器. Wright等[22]研究了双层石墨烯纳米带在太赫兹波段的光电导增强效应. 研究表明, 有一类具有特定结构的双层石墨烯纳米带, 对THz和远红外光具有不同寻常的强光学响应, 其峰值电导比单层石墨烯中观测到的

普适电导 $e^2/(4h)$ 约高出两个数量级. 电导峰值的位置在THz和远红外区域, 并且可由纳米带的宽度来调节. 2009年, Xia等[23]利用机械剥离的石墨烯制备出了第一个石墨烯光电探测器, 具有宽波段光探测和超快光响应的优点. 2011年, Ryzhii等[24]开发了基于多层石墨烯结构的PIN型太赫兹-红外波段的光电探测器.

等离子体波探测器是近年发展起来的一种连续可调探测器. 等离子体波是一种电子的集体激发模式, 受激发的等离子体波能够与太赫兹波发生共振, 产生光电流, 因而可用来探测太赫兹辐射.

2012年, 美国和西班牙的两个课题组^[25,26]分别独立研究了石墨烯中的表面等离子体效应. 与传统的金属材料相比, 石墨烯的表面等离子体具有低损耗、高局域性和宽波段激发等优点, 并且可以利用栅极电压或化学掺杂的方法调节在石墨烯表面传播的等离子体. 基于石墨烯材料的太赫兹等离子体波探测器是一个非常重要的应用方向.

2012年, Vicarelli等^[27]开发了一种利用天线耦合的石墨烯场效应管作为太赫兹探测器, 如图4所示. 该器件能够在室温下工作, 利用沟道内激发的等离子体波实现了对0.3 THz电磁波的灵敏探测.

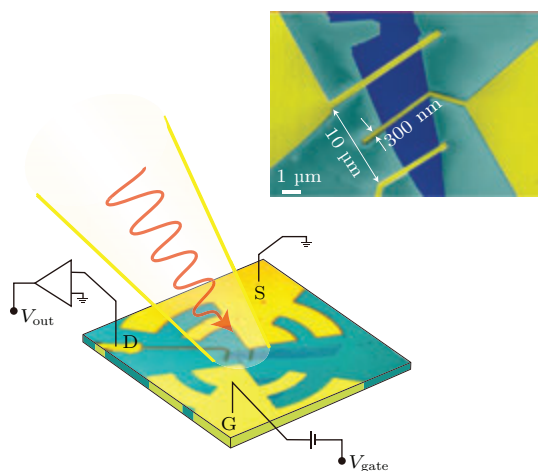


图4 基于石墨烯材料的太赫兹等离子体波探测器^[27]

Fig. 4. Antenna-coupled graphene field-effect transistors as terahertz detector^[27].

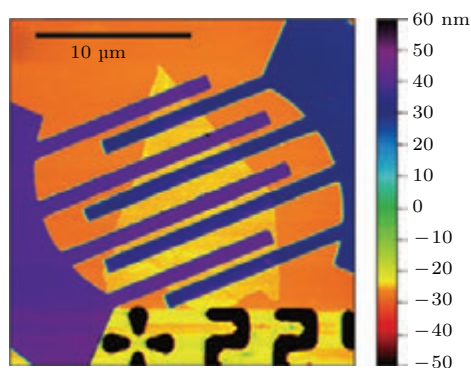


图5 石墨烯薄片的原子力显微镜图, 蓝色和紫色为叉指式电极, 黄色的钻石状为石墨烯薄片^[28]

Fig. 5. Atomic force microscope image of the interdigitated structure with the graphene flake: the blue and violet parts are the contacts, the graphene flake is diamond-shaped in yellow^[28].

2013年, 德国的 Mittendorff 团队^[28]研制了基于石墨烯材料的宽带太赫兹探测器. 该探测器采用

了对数周期天线作为光耦合器, 其结构如图5所示. 在室温条件下, 该器件的响应时间约为10 ps, 响应率为5 nA/W.

同年, 美国 Muraviev 等^[29]研究了背栅结构石墨烯场效应晶体管太赫兹探测器, 如图6所示. 发现石墨烯晶体管对太赫兹的探测有两种机理: 一种是等离子体波模式; 另一种是由石墨烯吸收太赫兹辐射导致温度上升的热辐射模式. 该器件在探测频率为2.5 THz时, 响应率为150 $\mu\text{V}/\text{W}$.

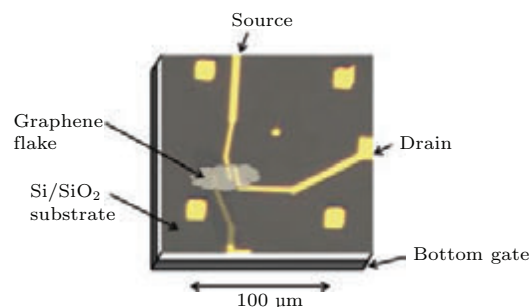


图6 背栅结构石墨烯场效应晶体管太赫兹探测器^[29]

Fig. 6. The schematic of the back-gated graphene field-effect transistor^[29].

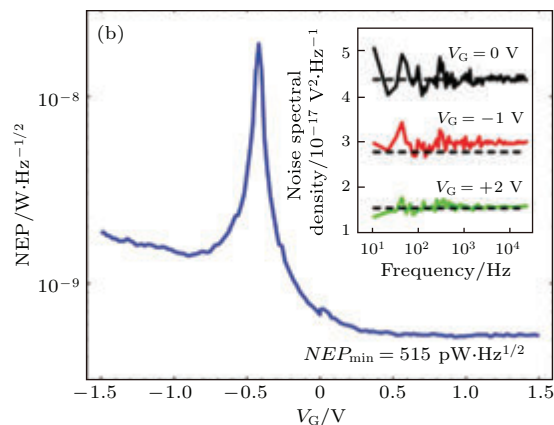
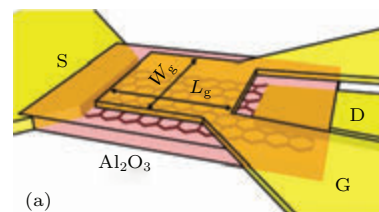


图7 (a) 集成隙缝蝶形天线的场效应晶体管太赫兹探测器结构图; (b) 该探测器的等效噪声功率, 插图为不同栅压下测量得到的噪声谱密度^[30]

Fig. 7. (a) Schematic of the graphene field-effect transistor; (b) noise equivalent power of the detector calculated from the voltage responsivity, and the inset shows the measured noise spectral density at different gate biases^[30].

2014年, 瑞典Zak等^[30]利用化学气相沉积(chemical vapor deposition)方法生长出的石墨烯材料, 结合集成隙缝蝶形天线, 制成了场效应晶体管太赫兹探测器, 如图7所示. 其工作原理是基于经典的Dyakonov-Shur探测机理, 通过对器件的合理设计能够对沟道进行有效调制并减小了寄生电容, 使得器件的电压响应率和等效噪声功率都有了很大的改进. 实现了室温探测, 探测频率为

0.6 THz, 最大响应率为14 V/W, 最小等效噪声功率为515 $\text{pW}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$.

2014年, 意大利Spirito等^[31]研制出双层石墨烯场效应晶体管, 可用于太赫兹等离子波探测器. 其晶体管采用顶栅结构或者埋入式栅结构, 如图8所示. 在0.29—0.38 THz频率范围内获得了1.2 V/W的响应率和 $2 \times 10^{-9} \text{ W/Hz}^{0.5}$ 的等效噪声功率.

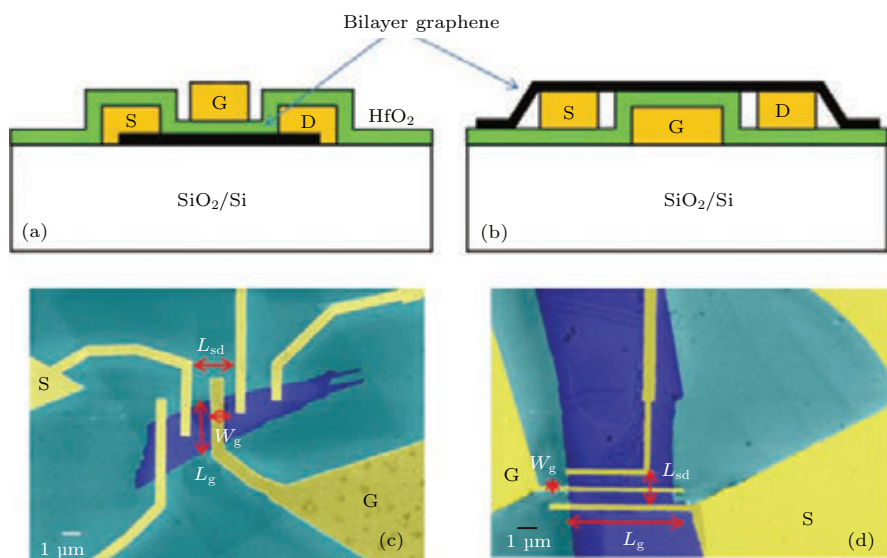


图8 (a) 顶栅双层石墨烯场效应晶体管结构; (b) 埋入式栅极双层石墨烯场效应晶体管结构; (c) 顶栅双层石墨烯场效应晶体管器件扫描电子显微镜图; (d) 埋入式栅极双层石墨烯场效应晶体管器件扫描电子显微镜图^[31]

Fig. 8. Schematics of bilayer graphene field effect transistors with (a) top gate and (b) buried gate; (c) and (d) SEM micrographs of the devices shown in Fig. 8. (a) and (b), respectively^[31].

4 基于石墨烯的太赫兹调制器

光调制器在通信中对光信号的调制起着至关重要的作用, 用于改变在自由空间或光波导中传输的光束的基本特性, 包括振幅、相位和偏振等. 集成在光波导中的石墨烯在光电吸收调制器中被用作活性介质, 通过改变费米能级控制倏逝波与石墨烯的耦合, 使费米能级处于阈值($\hbar\omega/2$)附近, 控制带隙间的开关状态.

石墨烯的光吸收包括两个过程: 载流子的带内跃迁和带间跃迁. 在太赫兹波段内, 带内跃迁占主要地位. 其光电导率可以近似用简化的Drude模型表示 $\sigma(\omega) = \sigma_{\text{DC}}(E_F)/(1 + \omega^2\tau^2)$ ^[32,33], 其中, σ_{DC} 表示直流电导率, τ 表示载流子散射时间. 石墨烯对太赫兹光的吸收可以通过调节直流电导率或费米能级来实现. 费米能级离狄拉克点越近, 也

就是说 $|E_F|$ 越小, 石墨烯的带内跃迁也越小.

第一个石墨烯光调制器于2011年由加州大学伯克利分校张翔研究小组^[34]研制成功, 其结果发表在《Nature》杂志上. 它是石墨烯与波导集成后的石墨烯光调制器, 石墨烯覆盖在光波导的顶部. 通过对石墨烯层施加驱动电压来调节石墨烯的费米能级, 改变材料的光吸收特性, 实现光学信号“0”和“1”之间的开关调制.

2012年, 美国诺特丹大学Sensale-Rodriguez等^[35]提出用石墨烯调制太赫兹光波, 制作出了透射式太赫兹调制器, 如图9(a)所示. 这种调制器在太赫兹电磁波的照射下, 可激发石墨烯的带内跃迁. 而带内跃迁可通过栅压调节, 不加栅压时, 石墨烯费米能级处于狄拉克点, 不能吸收光子产生带内跃迁; 加栅压时, 费米能级发生偏移, 远离狄拉克点, 此时能够吸收光子产生带内跃迁. 该器件的调

制深度与调制速率分别能达到15%和20 kHz.

同年, 该研究小组又制备出反射式太赫兹调制器^[36], 如图9(b)所示. 反射式太赫兹调制器背部的银镜既充当栅极, 也作为反射镜. 同时, 它的基底厚度为入射光1/4波长的奇数倍, 使得入射光和反射光在石墨烯处干涉相长, 光强最大; 该器件的调制深度大幅提升, 能够达到64%; 同时, 它的插入损耗以及调制速率分别为2 dB和4 kHz.

此后, 该组提出了另外一种结构的太赫兹电吸收调制器模型^[37], 如图10(a)所示. 在该器件中, 石墨烯被剪裁成周期性的微米带状结构, 太赫兹光源垂直入射, 由此激发石墨烯的等离子体效应, 从而使光的吸收增强. 该调制器利用了等离子体效应大幅提高了器件的性能, 该器件工作频率范围可以高达数十个THz, 调制深度可以非常高, 甚至能达到100%.

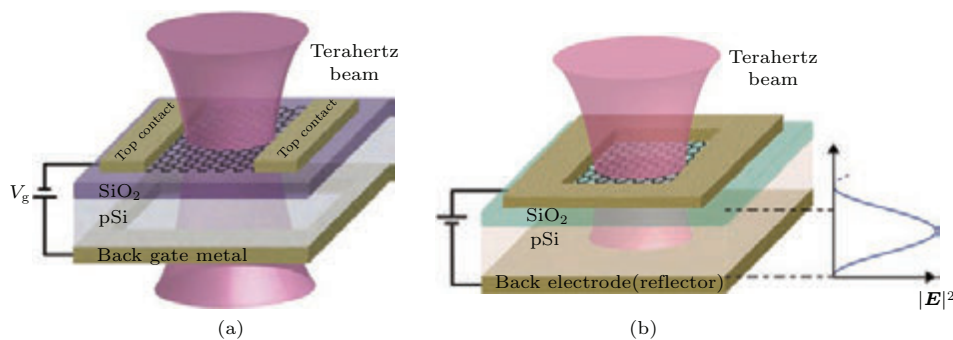


图9 (a) 石墨烯透射式太赫兹调制器^[35]; (b) 石墨烯反射式调制器及其电场分布示意图^[36]

Fig. 9. Schematics of the graphene terahertz modulators with (a) transmission configuration^[35] and (b) reflection configuration^[36].

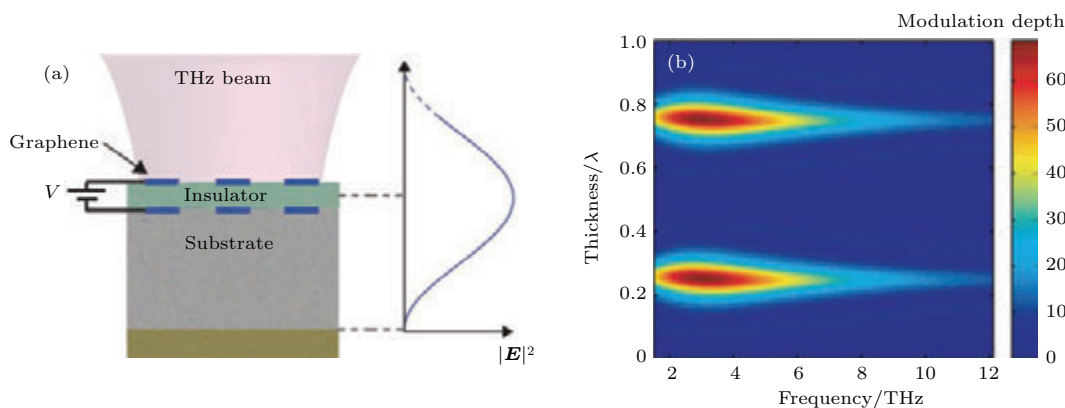


图10 (a) 石墨烯等离子体反射式调制器及其电场分布示意图; (b) 不同的频率与基底厚度下的调制深度轮廓图^[37]

Fig. 10. (a) Schematic of the THz electro-absorption modulators based on graphene plasmonic structures, and electric field distribution; (b) contours of modulation depth versus frequency and ratio between substrate thickness and THz wavelength^[37].

基于石墨烯及其复合结构的太赫兹调制器除了采用电驱动方式, 还可以采用光驱动的方式. 2012年, Weis等^[38]通过在硅上生成石墨烯(GOS)研制出光驱动太赫兹调制器, 如图11(a)所示. 该调制器将780 nm的飞秒激光从石墨烯侧入射到GOS上, 石墨烯吸收小部分的调制光束, 其值大概为2.3%, 而大部分未被吸收的调制光束则穿入到硅基, 产生大量的自由载流子, 这些光生载流子扩散到石墨烯层, 导致石墨烯层电导率发生很大

变化, 从而对太赫兹光波进行调制. 可调制的太赫兹带宽范围为0.2—2 THz, 调制深度达到99%. 2014年, 成都电子科技大学在铌上生长单层石墨烯研制出全光太赫兹调制器^[39], 如图11(b)所示. 该调制器利用1550 nm的激光束进行光驱动, 其太赫兹带宽调制频率范围为0.25—1 THz, 调制深度达到94%, 调制频率达到200 kHz. 其调制增强机理主要来源于单层石墨烯光电导的三阶非线性效应.

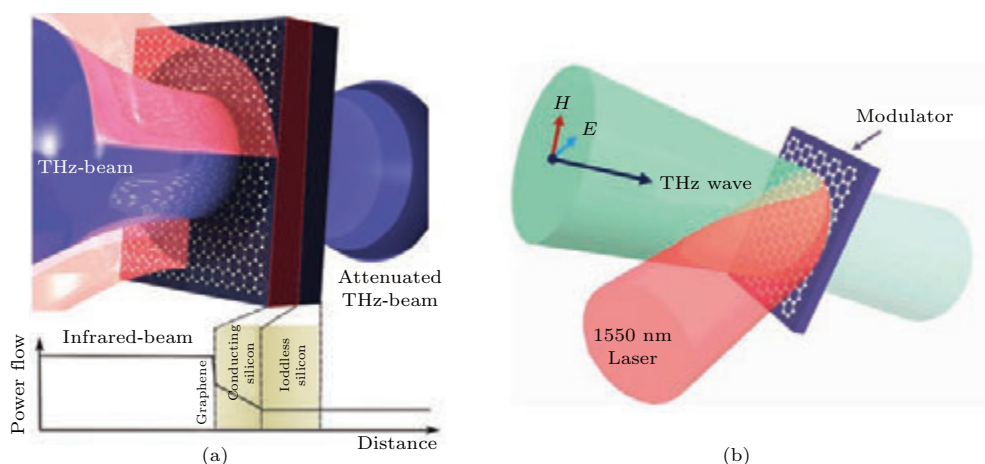


图 11 (a) 硅基石墨烯光驱动太赫兹调制器空间结构图^[38]; (b) 锗基石墨烯全光太赫兹调制器空间结构图^[39]

Fig. 11. (a) Schematic of spectrally wide-band terahertz wave modulator based on optically tuned graphene^[38];

(b) prototype and spatial configuration of the all-optical spatial terahertz modulator^[39].

5 结语与展望

从2004年以来, 石墨烯的理论研究和实验探索都取得了诸多重要进展. 作为一种新型的功能材料, 石墨烯具有特殊的电子结构、光学性质及电学性质, 有望在太赫兹领域获得重要应用. 最新的石墨烯基太赫兹源其增益可高达 10^4 cm^{-1} , 探测器可以达到 $\text{nW}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度, 调制器调制深度可以非常高, 甚至能达到100%. 然而目前要实现高性能、低成本的石墨烯基太赫兹器件也还面临许多问题和挑战, 比如高功率发射、室温工作、频率可宽带调谐等. 随着对石墨烯基光电材料和器件研究的不断深入, 人们将会研制出实用的石墨烯基太赫兹辐射源、调制器和探测器等器件.

参考文献

- [1] Ferguson B, Zhang X C 2003 *Physics* **32** 286 (in Chinese) [Ferguson B, 张希成 2003 物理 **32** 286]
- [2] Cao J C 2003 *J. Funct. Mater. Dev.* **9** 111 (in Chinese) [曹俊诚 2003 功能材料与器件学报 **9** 111]
- [3] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666
- [4] Bolotin K I, Sikes K J, Jiang Z, Klima M, Fudenberg G, Hone J, Kim P, Stormer H L 2008 *Solid State Commun.* **146** 351
- [5] Li S J, Gan S, Mu H R, Xu Q Y, Qiao H, Li P F, Xue Y Z, Bao Q L 2014 *New Carbon Mater.* **29** 329 (in Chinese) [李绍娟, 甘胜, 沐浩然, 徐庆阳, 乔虹, 李鹏飞, 薛运周, 鲍桥梁 2014 新型炭材料 **29** 329]
- [6] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Katsnelson M I, Grigorieva I V, Dubonos S V, Firsov A A 2005 *Nature* **438** 197
- [7] Cao J C 2012 *Semiconductor Terahertz Sources, Detectors and Applications* (1st Ed.) (Beijing: Science Press) p1 (in Chinese) [曹俊诚 2012 半导体太赫兹源、探测器与应用 (第一版)(北京: 科学出版社) 第1页]
- [8] Bao Q L, Zhang H, Wang Y, Ni Z H, Yan Y L, Shen Z X, Loh K P, Tang D 2009 *Adv. Funct. Mater.* **19** 3077
- [9] Ryzhii V, Ryzhii M, Otsuji T 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 083114
- [10] Satou A, Vasko F T, Ryzhii V 2008 *Phys. Rev. B* **78** 115431
- [11] Ryzhii V, Ryzhii M, Satou A 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 084507
- [12] Ryzhii V, Ryzhii M, Otsuji T 2008 *Phys. Stat. Sol.* **5** 261
- [13] Karasawa H, Komori T, Watanabe T, Satou A, Fukidome H, Suemitsu M, Ryzhii V, Otsuji T 2011 *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **32** 655
- [14] Ryzhi V, Ryzhi M, Otsuji T 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 173504
- [15] Ryzhi V, Ryzhi M, Mitin V, Satou A, Otsuji T 2011 *Jpn. J. Appl. Phys.* **50** 094001
- [16] Boubanga-Tombet S, Chan S, Watanabe T, Satou A, Ryzhii V, Otsuji T 2012 *Phys. Rev. B* **85** 035443
- [17] Watanabe T, Fukushima T, Yabe Y, Boubanga Tombet S A, Satou A, Dubinov A A, Aleshkin V Ya, Mitin V, Ryzhii V, Otsuji T 2013 *New J. Phys.* **15** 075003
- [18] Ryzhii V, Dubinov A A, Aleshkin V Ya, Ryzhi M, Otsuji T 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 163507
- [19] Popov V V, Polischuk O V, Davoyan A R, Ryzhii V, Otsuji T, Shur M S 2012 *Phys. Rev. B* **86** 195437
- [20] Ryzhii V, Mitin V, Ryzhii M, Ryabova N, Otsuji T 2008 *Appl. Phys. Express* **1** 063002
- [21] Ryzhii V, Ryzhii M, Ryabova N, Mitin V, Otsuji T 2009 *Jpn. J. Appl. Phys.* **48** 04C144
- [22] Wright A R, Cao J C, Zhang C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 207401

- [23] Xia F N, Mueller T, Lin Y M, Valdes-Garcia A, Avouris P 2009 *Nat. Nanotechnol.* **4** 839
- [24] Ryzhii M, Otsuji T, Mitin V, Ryzhii V 2011 *Jpn. J. Appl. Phys.* **50** 070117
- [25] Chen J, Badioli M, Alonso-González P, Thongrattanasiri S, Huth F, Osmond J, Spasenović M, Centeno A, Pesquera A, Godignon P, Elorza A Z, Camara N, García de Abajo F J, Hillenbrand R, Koppens F H 2012 *Nature* **487** 77
- [26] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, Bao W, McLeod A S, Wagner M, Zhang L M, Zhao Z, Thiemens M, Dominguez G, Fogler M M, Castro Neto A H, Lau C N, Keilmann F, Basov D N 2012 *Nature* **487** 82
- [27] Vicarelli L, Vitiello M S, Coquillat D, Lombardo A, Ferrari A C, Knap W, Polini M, Pellegrini V, Tredicucci A 2012 *Nature Mater.* **11** 865
- [28] Mittendorff M, Winnerl S, Kamann J, Eroms J, Weiss D, Schneider H, Helm M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 021113
- [29] Muraviev A V, Rumyantsev S L, Liu G, Balandin A A, Knap W, Shur M S 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 181114
- [30] Zak A, Andersson M A, Bauer M, Matukas J, Laisauskas A, Roskos H G, Stake J 2014 *Nano Lett.* **14** 5834
- [31] Spirito D, Coquillat D, Bonis S L, Lombardo A, Bruna M, Ferrari A C, Pellegrini V, Tredicucci A, Knap W, Vitiello M S 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 061111
- [32] Dawlaty J M, Shivaraman S, Strait J, George P, Chandrashekhara M, Rana F, Spencer M G, Veksler D, Chen Y 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 131905
- [33] Choi H, Borondics F, Siegel D A, Zhou S Y, Martin M C, Lanzara A, Kaindl R A 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 172102
- [34] Liu M, Yin X, UlinAvila E, Geng B, Zentgraf T, Ju L, Wang F, Zhang X 2011 *Nature* **474** 64
- [35] Sensale-Rodriguez B, Yan R, Kelly M M, Fang T, Tahy K, Hwang W S, Jena D, Liu L, Xing H G 2012 *Nat. Commun.* **3** 780
- [36] Sensale-Rodriguez B, Yan R, Rafique S, Zhu M, Li W, Liang X, Gundlach D, Protasenko V, Kelly M M, Jena D, Liu L, Xing H G 2012 *Nano Lett.* **12** 4518
- [37] Sensale-Rodriguez B, Yan R, Zhu M, Jena D, Liu L, Xing H G 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 261115
- [38] Weis P, Garcia-Pomar J L, Höh M, Reinhard B, Brodyanski A, Rahm M 2012 *ACS Nano* **6** 9118
- [39] Wen Q Y, Tian W, Mao Q, Chen Z, Liu W W, Yang Q H, Sanderson M, Zhang H W 2014 *Sci. Rep.* **4** 7409

SPECIAL ISSUE—Terahertz physics

Progress of terahertz devices based on graphene*

Feng Wei¹⁾ Zhang Rong²⁾ Cao Jun-Cheng^{2)†}

1) (Department of Physics, Faculty of Science, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

2) (Key Laboratory of Terahertz Solid-State Technology, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Science, Shanghai 200050, China)

(Received 7 April 2015; revised manuscript received 5 June 2015)

Abstract

Graphene has unique electronic properties stemming from a linear gapless carrier energy spectrum, and has dominant advantages in the research of devices such as lasers, detectors and modulators in terahertz region due to its tunable energy gap and extremely high carrier mobility. In this review, we summarize its latest progress in applications of terahertz devices such as lasers, detectors and modulators. Terahertz lasers based on graphene can reach a gain as high as 10^4 cm^{-1} , and terahertz detectors with different structures such as a bilayer graphene field-effect transistor with top gate and buried gate can achieve NEP (noise equivalent power) $\sim \text{nW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Graphene terahertz modulators, which are equipped with transmission configuration and reflection configuration, can have a very high modulation depth. These results may be helpful for developing the high-efficiency graphene terahertz devices.

Keywords: terahertz, graphene, terahertz laser, terahertz detectors

PACS: 95.85.Fm, 81.05.ue, 85.60.-q, 85.60.Jb

DOI: 10.7498/aps.64.229501

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2014CB339803), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61131006, 61321492, 61306066), the National Key Scientific Instrument and Equipment Development Project, China (Grant No. 2011YQ150021), the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2011ZX02707), the Major Project of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. YYYJ-1123-1), the International Collaboration and Innovation Program on High Mobility Materials Engineering of the Chinese Academy of Sciences, and the Shanghai Municipal Commission of Science and Technology, China (Grant Nos. 14530711300, 13ZR1464600).

† Corresponding author. E-mail: jccao@mail.sim.ac.cn