

基于铟化镱亚波长阵列结构的太赫兹聚焦器件

谷文浩 常胜江 范飞 张选洲

InSb based subwavelength array for terahertz wave focusing

Gu Wen-Hao Chang Sheng-Jiang Fan Fei Zhang Xuan-Zhou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 010701 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.010701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.010701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于分子束外延生长的 1.05 eV InGaAsP 的超快光学特性研究

Study on photoluminescence properties of 1.05 eV InGaAsP layers grown by molecular beam epitaxy

物理学报.2015, 64(17): 177802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.177802>

表面态调控对 GaN 荧光光谱的影响

Effects of controlled surface states on the photoluminescence emission of GaN film

物理学报.2014, 63(13): 137802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.137802>

基于 VO₂ 薄膜相变原理的温控太赫兹超材料调制器

Thermally controlled terahertz metamaterial modulator based on phase transition of VO₂ thin film

物理学报.2013, 62(13): 130702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.130702>

InN 的光致发光特性研究

Study on the photoluminescence properties of InN films

物理学报.2013, 62(11): 117802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.117802>

基于铋化锑亚波长阵列结构的太赫兹聚焦器件*

谷文浩 常胜江[†] 范飞 张选洲

(南开大学现代光学研究所, 天津 300071)

(2015年8月24日收到; 2015年9月24日收到修改稿)

基于铋化锑材料在太赫兹波段的横向磁光效应, 提出了一种金属-空气-铋化锑-金属非对称周期性亚波长线栅阵列结构的表面等离子体器件, 研究了外加磁场和温度对不同频率透射波聚焦特性的影响. 结果表明, 在外加磁场强度 $B = 0.6$ T、温度 $T = 172$ K 时, 可实现 0.8 THz 透射光束的聚焦, 焦点处能流密度透过率比没有外加磁场时增强 28 倍. 对于不同频率入射波, 通过主动调节磁场强度和温度, 能实现从 0.4—0.8 THz 宽频带的聚焦, 而且焦点处的透过率相比于无外加磁场时的普通狭缝聚焦透过率增强 20 倍以上, 该器件是太赫兹波段理想的可调谐、宽频段、高透过率的聚焦器件.

关键词: 太赫兹, 铋化锑, 磁表面等离子体, 聚焦

PACS: 07.57.Pt, 78.55.Cr, 78.20.Bh

DOI: 10.7498/aps.65.010701

1 引言

近年来, 随着太赫兹波辐射源和探测技术^[1-4]的逐渐发展, 太赫兹波技术及其应用研究逐渐成为备受关注的国际学术前沿领域之一. 在太赫兹波应用系统中, 功能器件是不可或缺的组成部分. 然而, 由于传统微波和光电子器件在太赫兹波段的应用受到极大限制, 且对太赫兹波段具有强电磁响应的自然材料又比较匮乏, 因而太赫兹功能器件的研究已成为太赫兹波研究的热点领域. 随着对人工电磁微结构材料(包括光子晶体^[5]、超材料^[6]、表面等离子体^[7]等)的不断探索以及微加工技术的不断发展, 基于人工电磁材料的太赫兹调制器^[8]、滤波器^[9]、偏振器^[10]、隔离器^[11]以及传感器^[12]等关键器件都得到了广泛的研究. 对太赫兹调制器来说, 目前对太赫兹波的主动调制的研究主要集中在振幅^[13]、相位^[14]、偏振态^[15]等特性上, 相比较而言, 对太赫兹波的透射聚焦等空间分布研究较少.

基于表面等离子体的狭缝结构或者表面栅阵列结构等衍射光学元件的人工微结构平板透镜可

以实现电磁波的亚波长聚焦. Kim 等^[16]提出了一种亚波长金属狭缝的周期表面栅结构, 采用 532 nm 光垂直入射, 当表面等离子波沿着金属栅表面传播时, 通过改变表面栅的周期来控制表面等离子波的辐射角度, 进而实现了焦距为 1.5 μm 左右的聚焦. Shi 等^[17]提出了纳米量级的变狭缝宽度的金属阵列, 采用时域有限差分法对电磁场进行模拟计算, 当波长为 650 nm 的光垂直入射时, 不同宽度狭缝对透射电磁波有不同程度的相位延迟, 从而实现对透射光的空间分布调制, 实现良好的聚焦效果, 焦点的截面光谱半高宽为 270 nm. 上述基于表面等离子体的狭缝或者表面栅结构的聚焦器件均工作于可见光波段, 在太赫兹波段单纯的狭缝或者等离子体结构所实现的聚焦透过率极低, 阻碍了太赫兹波段聚焦功能器件的研究.

铋化锑(InSb)材料具有较大的载流子浓度和较高的迁移率, 是红外和太赫兹波段良好的电磁响应材料, 在红外面阵探测器研究方面应用广泛. 例如, 孟庆端等^[18]提出了基于内聚区模型的铋化锑面阵探测器分层结构, 研究了探测器局部分层、碎

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2014CB339800)、国家自然科学基金(批准号: 61171027, 61505088)、天津市自然科学基金(批准号: 15JCQNJC02100)和天津市科技计划项目(批准号: 13RCGFGX01127)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: sjchang@nankai.edu.cn

裂机理; Guo等^[19]通过改变吸收层和基底厚度实现了InSb红外焦平面探测器微透镜阵列的优化; Bai等^[20]研究了衍射微透镜结构对InSb红外焦平面阵列探测器的影响,结果表明其量子效率比折射微透镜提高了2.1%,达到51.6%,相应地串音降低至5.06%.此外,在低温和外磁场下,InSb^[21]的回旋频率落在太赫兹波段,可以通过施加外场激励来改变其折射率、介电常数或电导率等光学性质,使之对太赫兹波具有强的电磁响应,增强的磁等离子体耦合到自由空间中会导致光学异常透射现象的出现.因此,为了克服太赫兹波段聚焦透过率极低的限制,可将太赫兹波有强电磁响应的InSb材料引入到结构器件中. Li等^[22]通过理论计算了温度对InSb的复数介电常数的影响,结果显示可以通过改变InSb的温度实现对入射电磁波的可调谐滤波. Hu等^[23]提出了铋化镉-空气-铋化镉的波导结构,研究了InSb在外加磁场下的横向磁光效应,半导体中自由载流子在外磁场作用下形成磁化等离子体而发生回旋共振,回旋频率随着外磁场的变化而变化,且InSb的介电常数在外磁场下变为张量,通过外加磁场控制磁化等离子体传输的波前分布实现聚焦的功能.根据InSb对外加磁场和温度的响应特性以及横向磁光效应,本文提出了一种金属-空气-铋化镉-金属的非对称周期性亚波长阵列结构,通过施加外磁场激发磁表面等离子体波,强的磁表面等离子体波被耦合到自由空间中并发生增强的光学异常透射效应,结果显示聚焦焦点处的能流密度透过率增强28倍,且可以通过温度调节InSb的自由载流子浓度,实现了宽频段、可调谐、高透过率的太赫兹聚焦器件.

2 理论分析

在太赫兹波段,金属介电常数的实部与虚部都要比可见光波段大4到5个数量级,因此可以近似为完美电导体.半导体中自由载流子在外磁场作用下形成磁化等离子体而发生回旋共振.当沿着 y 方向施加外磁场时,InSb内部载流子得到充分磁化,引起横向磁光效应,在回旋频率附近介电特性具有很强的各向异性^[24].此时,InSb的介电常数是一个张量形式^[25]:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

在Drude模型下,(1)式中三个不同的张量元分别表示为

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{\infty} - \varepsilon_{\infty} \frac{\omega_p^2(\omega + \gamma i)}{\omega[(\omega + \gamma i)^2 - \omega_c^2]}, \\ \varepsilon_{xy} &= \varepsilon_{\infty} \frac{i\omega_p^2 \omega_c^2}{\omega[(\omega + \gamma i)^2 - \omega_c^2]}, \\ \varepsilon_{zz} &= \varepsilon_{\infty} \frac{1 - \omega_p^2}{\omega(\omega + \gamma i)}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, ε_{∞} 是InSb高频极限介电常数; $\gamma = 0.01\pi$ THz为衰减频率; ω 为入射波的圆频率;回旋频率 ω_c 正比于外加磁场强度, $\omega_c = eB/m^*$, e 为单位电荷量, B 为外加磁场强度, $m^* = 0.015m_e$ 为载流子有效质量, m_e 是电子质量.InSb材料的等离子体频率

$$\omega_p = \sqrt{N e^2 / \varepsilon_0 m^*}, \quad (3)$$

它取决于材料内部载流子浓度 N 、自由载流子的有效质量 m^* 以及真空介电常数 ε_0 .另外,InSb的载流子浓度 N 对外界温度十分敏感,受温度影响很大^[26],

$$N(\text{m}^{-3}) = 5.76 \times 10^{20} T^{1.5} \times \exp\left(-\frac{0.26}{2 \times 8.625 \times 10^{-5} T}\right). \quad (4)$$

在太赫兹频率范围内,InSb的电介质张量元有很强的色散特性和回旋特性,并且强烈依赖于外加磁感应强度和温度.通过(1)–(4)式我们计算了不同磁场强度和温度下InSb的介电常数张量元,结果如图1和图2所示.在回旋频率附近,InSb介电常数发生急剧变化,导致强烈的色散.由图1可知,随着外加磁场强度从0.1 T逐渐增加至0.5 T时,InSb的介电常数的绝对值逐渐减小,共振强度降低,共振频率随之增大,发生蓝移.图2所示的结果表明,温度的变化不影响InSb的回旋共振频率位置,但对其在回旋频率附近的共振强度有较大影响,当温度从160 K逐渐增大至190 K时,共振强度逐渐增大.可以看到,磁场强度和温度对InSb介电常数有着非常显著的影响,进而影响磁表面等离子体的传播.

本文提出的金属-空气-铋化镉-金属的非对称周期性阵列结构示意图见图3.沿 y, z 轴方向俯视图的截面结构如图3(a)和图3(b)所示,蓝色标注部分是InSb材料,黄色部分是金属,中间空白的区域是空气狭缝.金属宽度、InSb宽度、空气狭缝的宽度 W 均为20 μm ,结构中心高度 $H = 555 \mu\text{m}$,中

心两侧各有 10 个结构单元, 高度依次递减. 相比于金属平板结构, 采用高度梯度下降的类凸透镜结构具有更好的光束会聚效果, 而且光束聚焦频段较宽. 经过优化, 设定相邻两个结构单元的高度差 $h = 5 \mu\text{m}$. 沿 x 轴方向偏振的入射波 (即为 TM 波) 沿 z 轴正入射金属-空气-碲化铟-金属阵列线栅结构, 所施加的磁场方向沿 y 轴垂直于纸面, 与太赫

兹波的传播和偏振方向均垂直, 即形成 Voigt 配置. InSb 材料在外加磁场下有很强的回旋磁性, 使沿着前向和反向传输的色散曲线产生非对称性, 形成隔离带隙, 在隔离带隙内前向传输模式顺利透过, 而反向传输模式受到抑制, 进而发生异常透射, 在满足相位匹配条件下透射光束形成聚焦, 焦点处透过率显著增大 [25], 如图 3(c) 所示.

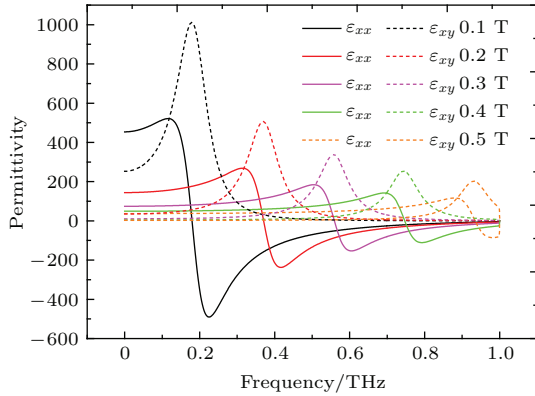


图 1 (网刊彩色) 温度为 175 K 时, InSb 材料介电常数随磁场强度的变化

Fig. 1. (color online) Permittivity of InSb in the THz regime with the dependence on the external magnetic field at 175 K.

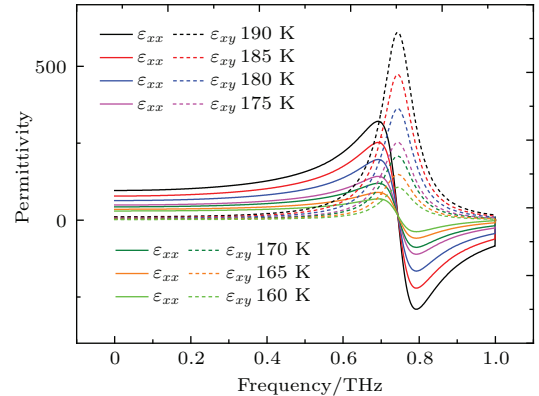


图 2 (网刊彩色) 磁场强度为 0.4 T 时, InSb 材料介电常数随温度的变化

Fig. 2. (color online) Permittivity of InSb in the THz regime with the dependence on the external magnetic field at 0.4 T.

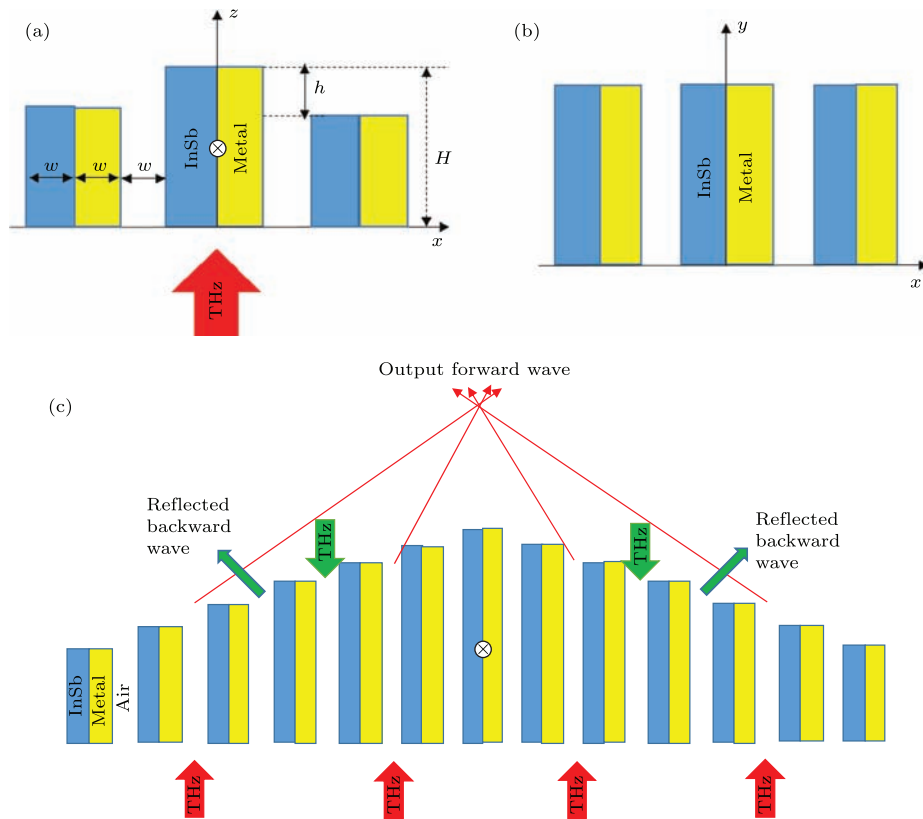


图 3 (网刊彩色) 金属-空气-碲化铟-金属阵列结构 (a), (b) 分别为沿 y 轴、 z 轴方向的结构俯视图; (c) 原理示意图
Fig. 3. (color online) Schematic diagram of the proposed metal-air-InSb-metal structure: (a), (b) The vertical view of the structure along y , z axis direction respectively; (c) the schematic diagram of principle.

3 结果与讨论

基于 InSb 材料在太赫兹波段对外加磁场、温度的响应特性, 本文采用有限元分析法, 利用 COMSOL Multiphysics 对线栅阵列结构对透射光束的聚焦性能进行了模拟计算. 在施加磁场强度 $B = 0.5 \text{ T}$, 入射波频率 $f = 0.8 \text{ THz}$ 时, 我们模拟计算了不同温度对透射光束焦点处能流密度的影响, 结果如图 4(a) 所示. 随着温度从 160 K 逐渐升高至 172 K, InSb 载流子浓度增大, 磁表面等离子体效应显著增强, 并被耦合到自由空间中发生异常透射, 焦点处的能流密度逐渐增强, 从 160 K 时的 5700 W/m^2 增大至 172 K 时的 9600 W/m^2 , 同温度 $T = 172 \text{ K}$ 、无外加磁场时焦点处 350 W/m^2 的能流密度相比, 如图 4(b) 所示, 能流密度显著增强. 我们定义透过率增强系数 $t = (P_B - P_0)/P_0$, 其中 P_B, P_0 分别表示在施加外磁场和无外磁场下焦点处的能流密度, 当温度 $T = 172 \text{ K}$ 、外磁场强度 $B = 0.5 \text{ T}$ 时, 透过率比无外磁场时增大 26 倍. 分析产生异常透射透过率增大的主要原因是由于 InSb 材料在外加磁场下有很强的回旋磁性, 使沿着前向和反向传输的色散曲线产生非对称性, 形成隔离带隙, 在隔离带隙内前向传输模式顺利透过, 而反向传输模式遭到抑制, 进而发生异常透射, 透过率显著增大.

我们计算了不同磁场强度对太赫兹透射光束焦点处能流密度的影响, 结果如图 5 所示. 我们设定温度 $T = 172 \text{ K}$ 保持不变, 没有施加外磁场时, 焦点处的能流密度非常小, 为 350 W/m^2 . 当施加磁场强度持续增大至 0.4 T 时, 透过的能流密度随之增强, 约为 940 W/m^2 . 当外加磁场强度继续增大至 $B = 0.6 \text{ T}$ 时, 焦点处能流密度明显增强, 达到 10254 W/m^2 , 透过率比没有外加磁场时增大了 28 倍. 此后继续增大磁场强度, 焦点处能流密度开始下降, 当外加磁场增大至 0.8 T 时, 能流密度约为 3300 W/m^2 . 对于 $f = 0.8 \text{ THz}$ 特定频率的入射波, 在保持温度不变的情况下, 透射光束聚焦焦点处的能流密度对外加磁场强度比较敏感, 随着磁场强度的逐渐增大, 能流密度也随之增强, 达到某一特定磁场强度下, 能流密度出现极大值; 此后继续增大磁场强度, 能流密度呈现减小趋势. 主要原因在于 InSb 材料的回旋频率 ω_c 随着磁场的增大而增大, 使之逐渐远离工作的 THz 频段, 磁表面等离子

体效应也随之减弱, 从而减弱光学异常透射效应. 因此, 在特定温度下对于特定频率的入射波, 其透射光束焦点处的能流密度极大值具有明显的磁场强度选择性.

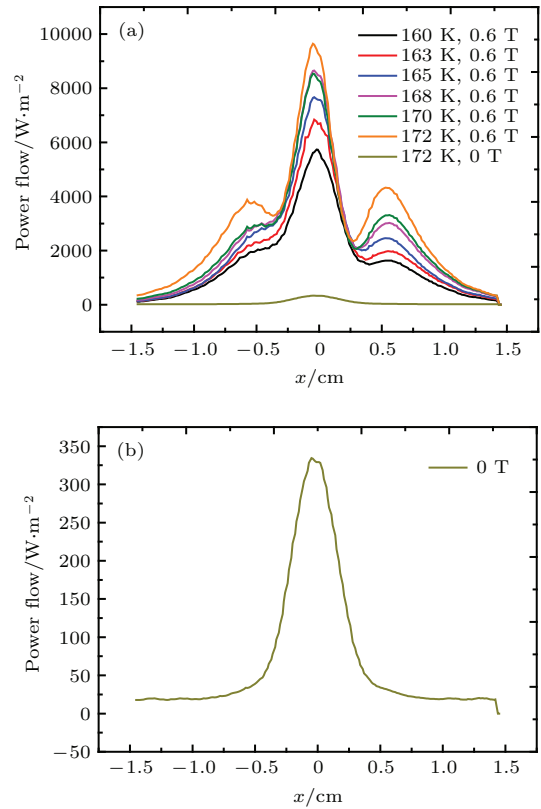


图 4 (网刊彩色) 透射光束焦点处能流密度沿 x 方向的空间分布 (a) $B = 0.6 \text{ T}$, 不同温度下 0.8 THz 透射光束能流密度分布; (b) $B = 0 \text{ T}$, $T = 172 \text{ K}$, 0.8 THz 透射光束能流密度分布

Fig. 4. (color online) The spatial distributions of the power flow along the x direction at focusing position: (a) $B = 0.6 \text{ T}$, $f = 0.8 \text{ THz}$ with different temperatures; (b) $B = 0 \text{ T}$, $T = 172 \text{ K}$, $f = 0.8 \text{ THz}$.

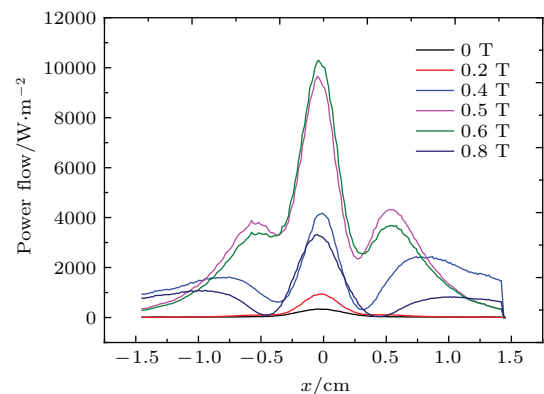


图 5 (网刊彩色) 不同磁感应强度下, 0.8 THz 透射光束焦点处能流密度沿 x 方向的空间分布

Fig. 5. (color online) The spatial distributions of the power flow along the x direction at focusing position with different magnetic field at 0.8 THz .

此外, 本文计算了特定温度 $T = 172$ K 和特定磁场强度 $B = 0.5$ T 下不同频率入射波的聚焦焦点处能流密度分布情况, 结果如图 6 所示. 在 0.8 THz 频率处, 能流密度出现最大值; 在低于 0.8 THz 的频率范围内, 焦点处的能流密度低于 800 W/m^2 ; 当频率高于 0.8 THz 时, 能流密度随着频率远离 0.8 THz 而逐渐减小. 分析其原因主要在于 InSb 的回旋频率因所施加的磁感应强度不同而不同, 当频率位于回旋频率附近时, 其磁表面等离子体效应增强, 进而耦合到自由空间中的能流密度较大; 当频率远离回旋频率时, 磁表面等离子体效应减弱, 相应地能流密度减小.

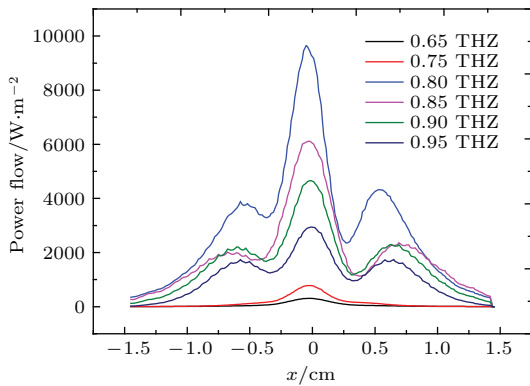


图 6 (网刊彩色) 不同频率入射波透射光束焦点处能流密度沿 x 方向的空间分布
 Fig. 6. (color online) The spatial distributions of the power flow along the x direction at focusing position with different frequencies.

为了探讨器件在宽频段内的聚焦特性, 本文模拟计算了 0.4—0.8 THz 范围内的透射光束焦点处能流密度的空间分布. 通过选择不同磁场强度和温度, 在 400 GHz 宽频段内可实现透过率增强 20 倍以上的聚焦, 如图 7 所示. 对于不同频率的入射波, 在聚焦焦点处获得能流密度最大值的条件不同, 图 7(a) 表示不同频率入射波透射聚焦光束焦点处获得最大能流密度所对应的温度和磁场强度. 当 $f = 0.4$ THz, 在外加磁场 $B = 0.1$ T、温度为 $T = 145$ K 时, 焦点处最大能流密度可达 7200 W/m^2 , 透过率比没有磁场时增强 20 倍. $f = 0.5$ THz 所对应的磁场强度和温度分别为 0.2 T, 152 K, 此时能流密度达到 8000 W/m^2 以上. 在 $B = 0.3$ T, $T = 157$ K, $f = 0.6$ THz 和 $B = 0.4$ T, $T = 165$ K, $f = 0.7$ THz 时, 能流密度都达到 6000 W/m^2 以上, 如图 7(b) 所示. 结果显示, 通过调节不同外加磁场和温度, 该器件可在 400 GHz 宽频带上实现透射光束聚焦, 而且焦点处

的透过率比无外加磁场时的普通狭缝聚焦增强 20 倍以上.

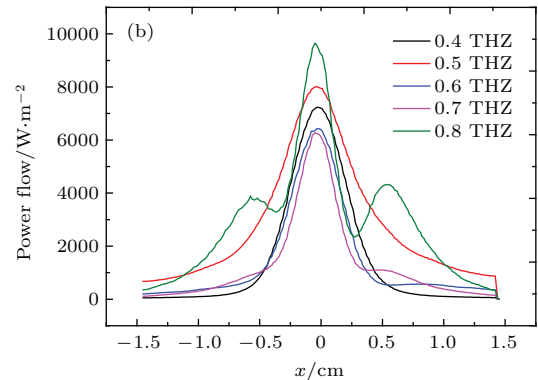
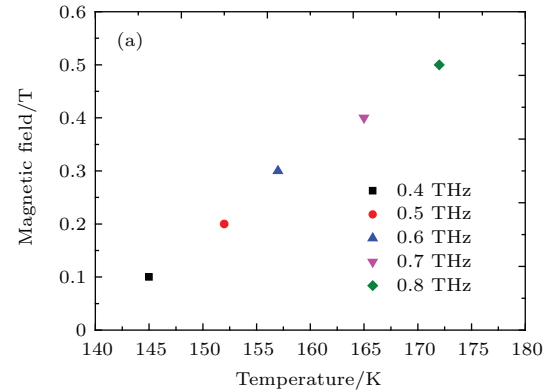


图 7 (网刊彩色)(a) 不同频率入射, 波焦点处能流密度最大值与温度、磁场强度的关系; (b) 能流密度沿 x 方向的空间分布

Fig. 7. (color online) (a) The optimization of the power flow at focusing position depend on the temperature and magnetic field; (b) the spatial distributions of the power flow along the x direction.

4 结 论

本文基于铋化锗材料介电常数在太赫兹波段的响应特性, 研究讨论了金属-空气-铋化锗-金属的非对称周期性阵列结构对不同频率太赫兹波透射光束聚焦的增强效应. 在外加磁场强度 $B = 0.6$ T、温度 $T = 172$ K 时, 0.8 THz 的透射光束聚焦焦点处能流密度达到 10200 W/m^2 , 能流密度透过率比没有外加磁场时大 28 倍. 对于不同频率的入射波, 其焦点处的能流密度最大透过率取决于所施加的不同磁场强度和温度, 通过主动调节磁场强度和温度, 实现了从 0.4—0.8 THz 宽频带的聚焦, 而且焦点处的透过率相比于无外加磁场时的普通狭缝聚焦增强 20 倍以上. 该宽频段、可调谐、高透过率的太赫兹聚焦器件在太赫兹成像、近场光学等方面具有广泛应用前景.

参考文献

- [1] Leitenstorfer A, Hunsche S, Shah J, Nuss M C, Knox W H 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 1516
- [2] Carr G L, Martin M C, McKinney W R, Jordan K, Neil G R, Williams G P 2002 *Nature* **420** 153
- [3] Rochat M, Ajili L, Willenberg H, Faist J, Beere H, Davies G, Linfield E, Ritchie D 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1381
- [4] Hu M, Zhang Y X, Yan Y, Zhong R B, Liu S G 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3877
- [5] Deng X H, Yuan J R, Liu J T, Wang T B 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 074101 (in Chinese) [邓新华, 袁吉仁, 刘江涛, 王同标 2015 物理学报 **64** 074101]
- [6] Withayachumnankul W, Abbott D 2009 *IEEE Photon. J.* **1** 99
- [7] Wang Y, Wang X, He X J, Mei J S, Chen M H, Yin J H, Lei Q Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **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]
- [8] Mao Q, Wen Q Y, Tian W, Wen T L, Chen, Z, Yang Q H, Zhang H W 2014 *Opt. Lett.* **39** 5649
- [9] He J L, Liu P G, He Y L, Hong Z 2012 *Appl. Opt.* **51** 776
- [10] Huang Z, Parrott E P J, Park H, Chan H P, Pickwell-MacPherson E 2014 *Opt. Lett.* **39** 793
- [11] Chen S, Fan F, Wang X H, Wu P F, Zhang H, Chang S J 2015 *Opt. Express* **23** 1015
- [12] Miyamaru F, Hayashi S, Otani C, Kawase K, Ogawa Y, Yoshida H, Kato E 2006 *Opt. Lett.* **31** 1118
- [13] Xiao X A, Wu J B, Miyamaru F, Zhang M Y, Li S B, Takeda M W, Wen W J, Sheng P 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 011911
- [14] Sasaki T, Noda K, Kawatsuki N, Ono H 2015 *Opt. Lett.* **40** 1544
- [15] Arikawa T, Wang X F, Belyanin A A, Kono J 2012 *Opt. Express* **20** 19484
- [16] Kim S, Lim Y, Kim H, Park J, Lee B 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 013103
- [17] Shi H F, Wang C T, Du C L, Luo X G, Dong X C, Gao H T 2005 *Opt. Express* **13** 6815
- [18] Meng Q D, Gui L, Zhang X L, Zhang L W, Geng D F, Lü Y Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 118503 (in Chinese) [孟庆端, 贵磊, 张晓玲, 张立文, 耿东峰, 吕衍秋 2014 物理学报 **63** 118503]
- [19] Guo N, Hu W D, Chen X S, Meng C, Lü Y Q, Lu W 2011 *J. Electron. Mater.* **40** 1647
- [20] Bai J, Hu W D, Guo N, Lei W, Lü Y Q, Zhang X L, Si J J, Chen X S, Lu W 2014 *J. Electron. Mater.* **43** 2795
- [21] Zhu F M, Li X E, Shen L F 2014 *Appl. Opt.* **53** 5896
- [22] Li W, Kuang D F, Fan F, Chang S J, Lin L 2012 *Appl. Opt.* **51** 7098
- [23] Hu B, Wang Q J, Kok S W, Zhang Y 2012 *Plasmonics* **7** 191
- [24] Fan F, Chen S, Wang X H, Chang S J 2013 *Opt. Express* **21** 8614
- [25] Hu B, Wang Q J, Zhang Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 1895
- [26] Halevi P, Ramos-Mendieta F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1875

InSb based subwavelength array for terahertz wave focusing*

Gu Wen-Hao Chang Sheng-Jiang[†] Fan Fei Zhang Xuan-Zhou

(Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

(Received 24 August 2015; revised manuscript received 24 September 2015)

Abstract

With the continuous development of terahertz (THz) technology in recent years, many kinds of THz functional devices including switchers, filters, modulators, isolator and polarizers have been demonstrated. However, researches of the focusing devices in the terahertz frequency range are rarely reported. In this paper, we propose a subwavelength metal-air-InSb-metal periodic array structure to perform terahertz wave focusing. The dependence of permittivity of InSb in the THz regime on external magnetic field and temperature is calculated theoretically. Based on the magneto-optical effect of the semiconductor material InSb and asymmetrical waveguide structure, the influences of external magnetic field and temperature on the focusing and transmittance characteristics of the device are studied in detail. Numerically simulated results show that the structure proposed above can not only improve the transmittance greatly but also perform focusing perfectly. Calculations on the transmission properties show that in a certain range of temperature, the power flow transmittance at the focus point increases with the increase of temperature. In the meantime, for a certain temperature, with increasing the external magnetic field, the power flow continuously increases as well and reaches a maximum value at a certain magnetic field. For example, for a temperature of 172 K and a magnetic field of 0.6 T, the maximum power flow transmitted at the focus point is 10200 W/m^2 at 0.8 THz, which is about 28 times larger than that without magnetic field at the same temperature. In addition, the simulation results also show that when the temperature and external magnetic field are fixed at 172 K and 0.5 T, respectively, the power flow transmittances for the incident waves at different frequencies are different. There is a peak value of the transmittance appearing at a specific frequency of 0.8 THz. Moreover, when the incident wave frequency is far from 0.8 THz, the transmittance decreases dramatically. It is worth noting that by choosing different temperatures and external magnetic fields, the structure proposed can not only enhance the transmittance over 20 times at the focus point, but also manipulate effectively the THz wave in a broad operating bandwidth of 400 GHz from 0.4 THz to 0.8 THz. These properties indicate that the proposed structure can act as an ideal tunable, broadband, and high transmittance focusing device in the terahertz regime.

Keywords: terahertz, InSb, magneto-plasmons, focus

PACS: 07.57.Pt, 78.55.Cr, 78.20.Bh

DOI: 10.7498/aps.65.010701

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2014CB339800), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61171027, 61505088), the Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 15JCQNJC02100), and the Project of Science and Technology Program of Tianjin, China (Grant No. 13RCGFGX01127).

[†] Corresponding author. E-mail: sjchang@nankai.edu.cn