

# 基于表面等离子体的太赫兹光束方向 调控的模拟研究\*

胡海峰 蔡利康 白文理 张 晶 王立娜 宋国峰<sup>†</sup>

(中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

(2010年2月9日收到; 2010年4月20日收到修改稿)

本文根据碲化铟(InSb)材料在THz波段下复介电常数对温度的响应特性, 采用了带有光栅的碲化铟-介质-碲化铟的表面等离子体波导结构, 实现了1THz频率光束的准直出射, 并能够通过调整结构两侧光栅的温度差来控制出射光束的角度. 由时域有限差分方法得到光束偏转角度与温度差之间的关系. 理论上利用表面等离子体波导模式的光栅耦合机理解释光束方向改变的原因.

**关键词:** 表面等离子体, 太赫兹, 时域有限差分方法, 光束方向控制

**PACS:** 42.82.Et, 73.40.Ty

## 1. 引 言

亚波长尺寸的单孔或单狭缝的光透射现象一直以来倍受研究人员的关注, 根据光学衍射理论, 出射光束在出光结构尺寸小于波长的方向上的衍射效应将会非常显著, 导致光束的远场发散角很大. 2002年Lezec等人提出了带有周期性环形金属光栅的亚波长单孔结构<sup>[1]</sup>, 其中环形光栅的调制作用可以很大程度上降低出射光束发散角, 同时提高出光功率. 近来, 有研究发现当出光狭缝两侧带有不同结构的调制光栅时, 可以在保持出射光束形状不变的前提下, 实现出射角度的改变<sup>[2,3]</sup>. 由于金属结构的介电常数与几何形状难以改变, 因此要实现出射角度的主动控制是很难的. 另一方面, 对于一些半导体材料(如碲化铟、砷化镓等)来说, 其在THz波段内的介电性质与金属材料在可见光波段的介电性质相近<sup>[4]</sup>, 不同的是, 半导体材料的介电常数会随着掺杂浓度与类型的不同而改变<sup>[5]</sup>, 外界环境条件也会对半导体材料的复介电常数产生影响. 利用半导体材料的这种独特性质, 人们通过控制外界的光照<sup>[6]</sup>、温度<sup>[4]</sup>、磁场<sup>[7,8]</sup>等条件, 实现了各种主动调控表面等离子体效应的太赫兹光学器件. 如

果利用半导体材料制作调制光栅结构, 就可以对THz波段的光束方向进行主动调控.

本文主要基于上述思想, 提出了一种可以通过改变温度来调控光束发射角度的碲化铟-介质-碲化铟结构, 利用时域有限差分(finite difference time domain, FDTD)方法分别研究了温度对于单侧光栅结构与双侧光栅结构的光束出射角度的影响, 并且利用表面等离子体波导表面模式的光栅耦合机理对这一现象进行解释.

## 2. 温度对碲化铟材料的介电性质的影响

确定不同温度下的半导体材料的介电常数是研究器件性能对温度依赖特性的基础, 半导体材料太赫兹波段与金属在可见光波段的介电常数相近, 都近似满足Drude模型<sup>[9]</sup>

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \tau^{-2}} + i \frac{\omega_p^2 \tau^{-1}}{\omega(\omega^2 + \tau^{-2})}, \quad (1)$$

式中,  $\varepsilon_{\infty}$  是高频介电常数,  $\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / \varepsilon_0 m^*}$  是等离子体频率,  $\tau$  是碰撞弛豫时间,  $m^*$  为载流子的有效质量.  $\omega_p$  与载流子浓度相关, 而  $\tau$  通过  $\mu = \tau e / m^*$  与材料迁移率相关, 因此可见对于不同掺杂浓度与掺

\* 国家自然科学基金(批准号:60876049 和 60906028)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail:sgf@semi.ac.cn

杂类型对于  $\omega_p$  和  $\tau$  的影响很大,本文所采用的材料是本征的碲化铟材料<sup>[10]</sup>,它是一种窄带隙的半导体材料,其禁带宽度室温下仅为 0.17 eV. 由于该材料中电子的迁移率远大于空穴的迁移率,因此认为表面等离子体效应主要由电子浓度与迁移率所决定<sup>[10]</sup>,对于本征材料而言,载流子浓度与迁移率随温度变化由下面的经验公式<sup>[11]</sup>给出:

$$n_i = 6.0 \times 10^{14} T^{3/2} e^{-0.29/2kT} (\text{cm}^{-3}),$$

$$\mu_n = 77,000 (T/300)^{-1.66} (\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s})$$

另外,电子的有效质量为  $m^* = 0.014m_0$ ,  $\epsilon_\infty$  为 15.7. 由此便可以求出不同温度下的本征碲化铟材料的色散关系,通过与相关文献中的 THz 时域光谱测试得到的数据相比较<sup>[10]</sup>,发现 Drude 模型参数在温度为 270 K 与 300 K 之间的温度范围符合较好,在实际中这个温度范围也比较容易得到,因此本文中选取这段温区进行研究. 经过计算得到 1 THz 下碲化铟材料复介电常数随着温度的变化关系如图 1 所示.

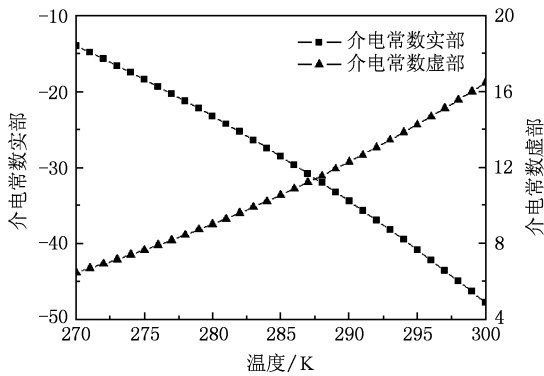


图 1 本征的碲化铟材料在 1 THz 下的复介电常数随着温度的变化曲线

### 3. 模拟结构及分析

在实际器件模拟中,本文考虑引入半导体-介质-半导体 THz 表面等离子体波导结构,如图 2 (a)–(c)所示,最下面一层是碲化铟材料,在中间位置带有一个亚波长狭缝,中间一层为介质层,上面一层是相同的碲化铟材料,上层结构的单侧(图 2(a))或双侧(图 2(b))带有由周期性亚波长狭缝构成的光栅结构. 这样介质层与上下两层碲化铟组成了等同于金属-介质-金属(M-I-M)的波导结构,入射光由下层狭缝进入波导结构,令中间的介

质层厚度远小于入射波长,这样光在进入波导结构后仅会存在 TM 对称表面模式<sup>[12]</sup>,光场以该模式由中间分别向左右两侧进行横向单模传播,然后再通过上层中狭缝组成的透射光栅进入自由空间. 波导中 TM 表面对称模式复传播常数满足下面复本征方程<sup>[12]</sup>:

$$\tan(\gamma_1 d) = \frac{2\bar{T}_2}{1 - \bar{T}_2^2}, \quad (2)$$

式中

$$\bar{T}_2 = (\epsilon_1/\bar{\epsilon}_2)(\bar{\gamma}_2/\bar{\gamma}_1),$$

$$\bar{\gamma}_1 = (k_0^2 \epsilon_1 - \bar{\beta}^2)^{1/2},$$

$$\bar{\gamma}_2 = (\bar{\beta}^2 - k_0^2 \bar{\epsilon}_2)^{1/2},$$

$\bar{\beta}$  是模式复传播常数,  $k_0$  为自由空间波矢,  $d$  为介质层厚度,  $\epsilon_1$  为介质层的介电常数,  $\bar{\epsilon}_2$  为碲化铟材料的复介电常数. 通过求解上面的本征方程,可以得到表面模式的复传播常数,进而为分析图 2 结构的出射光束方向特性奠定基础.

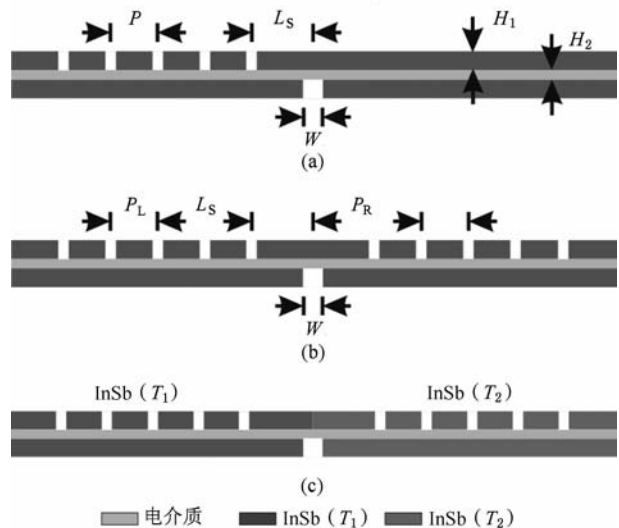


图 2 器件结构示意图 (a)单侧光栅结构; (b)双侧光栅结构,两侧温度相同; (c) 双侧光栅结构,两侧温度不同,左侧温度为  $T_1$ ,右侧温度为  $T_2$

### 4. 单侧光栅结构

首先考虑单侧光栅结构如图 2(a)所示,利用 FDTD 方法对该结构的出射光场分布进行模拟计算,经过优化后,选取的具体模拟参数为上下两层碲化铟层厚度均为  $H_2 = 50 \mu\text{m}$ 、中间介质层厚度

$H_1 = 10 \mu\text{m}$ , 介质层介电常数设定为 1, 下层狭缝宽度  $W = 100 \mu\text{m}$ , 上层光栅周期  $P = 170 \mu\text{m}$ , 光栅占空比为 1:8, 光栅第一个狭缝距离结构中心偏移  $L_s = 130 \mu\text{m}$ , 入射光频率选为 1 THz, 并采用 TM 偏振

入射. 材料温度从 270 K 到 300 K, 温度每变化 1 K 计算出该温度下的  $|E|^2$  场分布, 并通过场分布的变化得到光束偏转角度随着温度的变化. 其中 270, 280, 290 和 300 K 时的场分布在图 3 中给出.

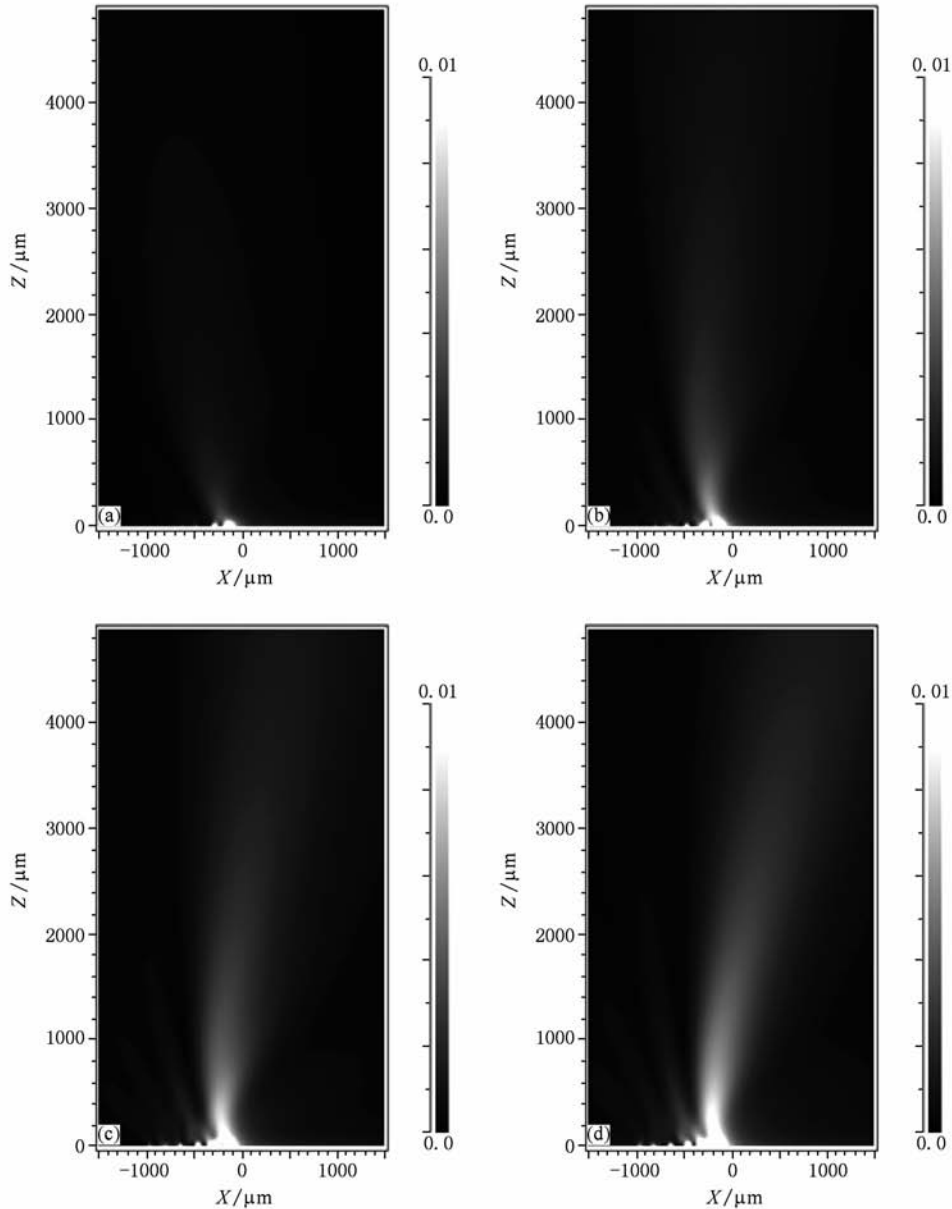


图 3 不同温度时的单侧光栅结构的出射光场中  $|E|^2$  分布 (a)270 K; (b)280 K; (c)290 K; (d)300 K

根据模拟结果发现, 随着温度的升高, 出射光束不断向无光栅结构的右侧偏转; 出射光束的光场强度显著增强. 利用表面等离子体波导中表面模式的光栅耦合机理可以解释这一现象. 根据该模式与自由空间平面波的动量匹配关系<sup>[13]</sup> (仅考虑光栅的一阶效应):

$$\beta = -k_0 \sin\theta + \frac{2\pi}{P}, \quad (3)$$

$\beta$  是表面模式的复传播常数  $\bar{\beta}$  的实部,  $k_0$  为自由空间波矢,  $\theta$  是平面波的出射角度,  $P$  为光栅周期. 可见在特定波长的情况下光束出射角度是与模式的实传播常数和光栅周期密切相关的. 当光栅周期不

变时,通过改变 $\beta$ 便可以改变出射光束的角度.利用波导本征方程(见(2)式)求解出不同温度下 $\beta$ 以及对应出射角度.将由此种解析方法得到的结果与前面FDTD模拟结果进行比较(见图4),发现两者相当符合.另外,通过波导本征方程还可以得到模式传播常数的虚部,温度较低时,虚部较大,即表面模式的衰减严重,随着温度的升高,虚部不断减小,该模式损耗降低,这与图3中出射光束随温度升高显著增强的结果也是符合的.根据以上两点可以判断在该结构中表面模式的光栅耦合机理是光束方向改变的主要原因.

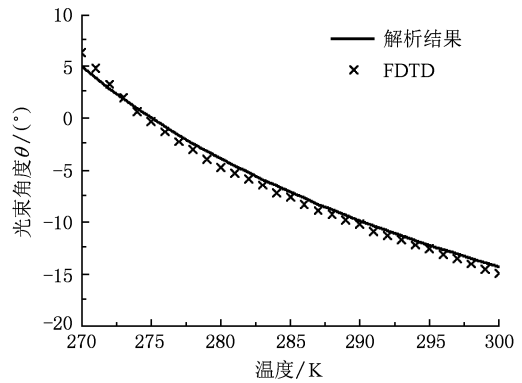


图4 利用解析计算与FDTD模拟分别得到的光束出射角度随温度变化曲线

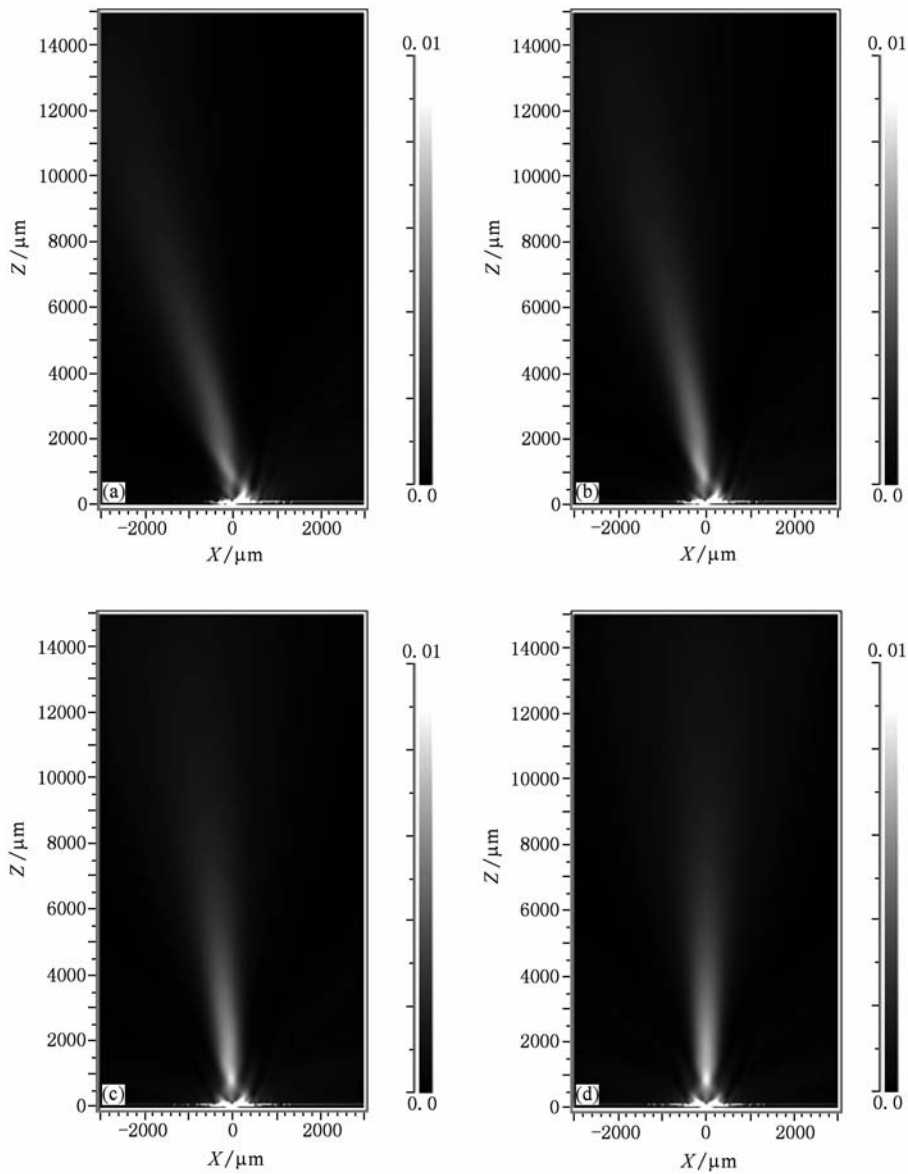


图5 双侧光栅结构各个温差下的光场 $|E|^2$ 分布( $T_1$ 为左侧结构温度, $T_2$ 为右侧结构温度) (a)  $T_1 = 270$  K,  $T_2 = 300$  K; (b)  $T_1 = 275$  K,  $T_2 = 295$  K; (c)  $T_1 = 280$  K,  $T_2 = 290$  K; (d)  $T_1 = 285$  K,  $T_2 = 285$  K

## 5. 太赫兹光束的准直与方向调控

上面通过单侧光栅结构已经实现了对光束方向的控制,但是出射光束的性质却很不理想,为实现光束的准直出射,进一步采用了双侧光栅结构,如图 2(b), (c) 所示. 在模拟中采用与上面单侧光栅结构相同的结构参数,并且在结构右侧加入与左侧完全对称的结构. 当铋化锑材料左右两侧温度相同时(见图 2(b)),由于上层光栅汇聚效果的对称性,出射光束为准直光束,偏转角度为零度. 而当铋化锑材料左右两侧处于不同的温度时(见图 2(c)),通过 FDTD 模拟结果发现由于两侧光栅的汇聚效果不同,会出现光束的偏转,但准直光束形状

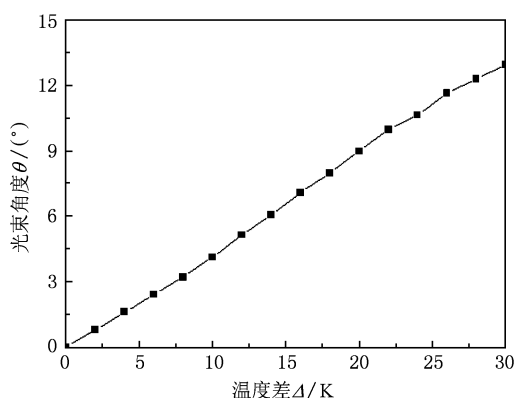


图 6 双侧光栅结构光束的出射角度随着温度差  $\Delta$  的变化关系 (左侧结构的温度为  $285\text{ K} - \Delta/2$ , 右侧结构温度为  $285\text{ K} + \Delta/2$ )

不发生变化,如图 5(a)–(d) 所示,左右两侧材料温度分别为  $T_1$  和  $T_2$ ,图 5(a) 中  $T_1 = 270\text{ K}$ ,  $T_2 = 300\text{ K}$ , (b) 中  $T_1 = 275\text{ K}$ ,  $T_2 = 295\text{ K}$ , (c) 中  $T_1 = 280\text{ K}$ ,  $T_2 = 290\text{ K}$ , (d) 中  $T_1 = 285\text{ K}$ ,  $T_2 = 285\text{ K}$ ,可以看到随着两侧材料温度差的增加,光束不断向温度低的一侧偏转.

在  $30\text{ K}$  的温差下,准直光束的出射角度偏转可以达到  $13^\circ$ ,为了进一步确定温度差对出射角度的影响,将左侧光栅的温度设定为  $T_1 = 285\text{ K} - \Delta/2$ ,右侧光栅温度设定为  $T_2 = 285\text{ K} + \Delta/2$ ,这样得到具体的温度差  $\Delta$  对应的出射角度关系如图 6 所示.

## 6. 结 论

本文利用半导体材料复介电常数随温度变化的特点,引入了铋化锑-介质-铋化锑的表面等离子体波导结构,通过调控温度实现了对  $1\text{ THz}$  频率光束的出射方向的控制. 利用对单侧光栅结构的研究,证实了这种方向调控的功能主要源于上层铋化锑的光栅结构的耦合机理,进一步采用双侧光栅结构可以在保持光束形状不变的前提下,实现准直光束的方向调控. 当温度差为  $30\text{ K}$  时,光束的偏转角度可以达到  $13^\circ$ . 利用不同种类以及不同的掺杂浓度的半导体材料制备该结构,可以对  $\text{THz}$  波段以及中红外波段的光束进行方向的调控,并有希望与量子级联激光器(QCL)相结合,制备出方向可控的半导体集成  $\text{THz}$  源.

- [1] Lezec H J, Degiron A, Devaux E, Linke R A, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J, Ebbesen T W 2002 *Science* **297** 820
- [2] Zheng G G, Li X Y 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 075002
- [3] Kim H, Park J, Lee B 2009 *Opt. Lett.* **34** 2569
- [4] Gomez Rivas J, Bolivar P H, Kurz H 2004 *Opt. Lett.* **29** 1680
- [5] Hua L, Song G F, Guo B S, Wang W M, Zhang Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7210 (in Chinese) [花磊、宋国峰、郭宝山、汪卫敏、张宇 2008 物理学报 **57** 7210]
- [6] Hendry E, Garcia-Vidal F J, Martin-Moreno L, Gomez Rivas J, Bonn M, Hibbins A P, Lockyear M J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 123901
- [7] Hu B, Gu B Y, Zhang Y, Liu M 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 121103
- [8] Yin H P, Hui P M 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 011115
- [9] Gomez Rivas J, Schotsch C, Bolivar P H, Kurz H 2003 *Phys. Rev. B* **68** 201306(R)
- [10] Gomez Rivas J, Janke C, Bolivar P H, Kurz H 2005 *Opt. Express* **13** 847
- [11] Madelung O 1964 *Physics of III-V compounds* (New York: John Wiley & Sons, Inc.) p111
- [12] Ma C S, Liu S Y 2007 *Theory of optical waveguide modes* (Changchun: Jilin University Press) p246 (in Chinese) [马春生、刘式塘 2007 光波导模式理论 (长春:吉林大学出版社) 第 246 页]
- [13] Yu L B, Lin D Z, Chen Y C, Chang Y C, Huang K T, Liaw J W, Yeh J T, Liu J M, Yeh C S, Lee C K 2005 *Phys. Rev. B* **71** 041405 (R)

## Simulation research on the control of terahertz beam direction by surface plasmon \*

Hu Hai-Feng Cai Li-Kang Bai Wen-Li Zhang Jing Wang Li-Na Song Guo-Feng<sup>†</sup>

(*Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

(Received 9 February 2010; revised manuscript received 20 April 2010)

### Abstract

Based on the temperature-dependent complex dielectric constant of indium antimonide, an InSb-dielectric-InSb plasmonic waveguide structure with the grating was realized. At the frequency of 1 THz, a directional beam was obtained, and its radiation direction can be controlled by changing the temperature difference between the grating structures on each side. Finite difference time domain (FDTD) method was adopted to evaluate the relationship between the off-axis angle of the beam and the temperature difference. The tunable directional beaming can be attributed to the grating coupling of the TM surface modes in plasmonic waveguides.

**Keywords:** surface plasmon, terahertz, finite difference time domain, beam direction control

**PACS:** 42.82. Et, 73.40. Ty

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60876049 and 60906028).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: sgf@semi.ac.cn