

文章编号: 1001-9014(2010)06-0452-05

金属线栅结构中太赫兹波偏振特性的研究

栗芳芳¹, 李 栋¹, 舒时伟¹, 马国宏^{1*}, 葛 进², 胡淑红², 戴 宁²

(1. 上海大学 理学院 物理系, 上海 200444;

2. 中国科学院上海技术物理研究所 红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

摘要: 利用飞秒微加工和磁控溅射技术, 在熔融石英衬底上设计并制作了不同结构的金属线栅, 通过太赫兹时域光谱系统研究了线栅结构对太赫兹波偏振透射特性的影响, 并用有限时域差分法对实验结果进行了模拟验证. 分析了影响 *S* 和 *P* 两个偏振方向太赫兹波透射的物理机制. 为制作太赫兹波段偏振器件提供了有益的参考.

关键词: 金属线栅; 太赫兹; 飞秒激光; 偏振度

中图分类号: O436.3 **文献标识码:** A

POLARIZED TERAHERTZ WAVE TRANSMISSION THROUGH WIRE GRATINGS

LI Fang-Fang¹, LI Dong¹, SHU Shi-Wei¹, MA Guo-Hong^{1*},
GE Jin², HU Shu-Hong², DAI Ning²

(1. Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China;

2. National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: Metallic wire gratings in terahertz frequency were designed and fabricated by femtosecond micromachining and sputtering technique. The polarized transmission spectra of the gratings were characterized by terahertz (THz) time domain spectroscopy. The theoretical simulations based on FDTD method show a good agreement with experimental results. The physical origin of impacting transmittance in *S* and *P* polarization was analyzed. The results obtained from this work provide a useful reference for the production of THz polarization devices.

Key words: metallic wire grating; terahertz; femtosecond laser pulse; degree of polarization

引言

太赫兹技术是一门新兴的学科, 这一波段的光学偏振元件还没有像其它波段那样成熟, 因而太赫兹波段偏振器件的研究对于太赫兹科学与技术的发展有着重要意义. 目前, 太赫兹波段的偏振片主要有两种: 液晶偏振片和金属线栅型. 太赫兹波段液晶偏振片^[1]是通过在熔融石英衬底上添加一层向列型液晶, 制作成 Feussner 型偏振片, 波长为 0.2 ~ 1 THz, 且消光系数很高, 美中不足的是液晶层和衬底很难压紧封装. 太赫兹波段的线栅型偏振特性的研究刚刚起步, Suneet Kumar Awasthi^[2]等进行过探

讨, 但只能在 0.1 ~ 0.15 THz 范围内取得较好的偏振效果; 随后, Itsunari Yamada 等人^[3]又测量了 Brewster 角对线栅偏振特性的影响; 最近, 又有人设计了^[4]一种双层金属膜的线栅结构得到了更高的偏振度. 但对影响偏振透射本质的东西没有进行深入讨论. 线栅偏振片的偏振特性与金属线的宽度, 金属的复折射率以及线栅的空间周期等因素有关. 无衬底的金属线直接构成的线栅结构, 很难制作出规整的周期结构, 而为了提高线栅两个偏振方向上的消光比, 对金属线栅周期和金属线宽大小有严格要求. 此外, 由于亚波长微结构在光学器件领域潜在的应用前景, 也使得太赫兹波段的亚波长微结构研究,

收稿日期: 2008-12-21, 修回日期: 2009-06-18

Received date: 2008-12-21, revised date: 2009-06-18

基金项目: 国家自然科学基金(10774099); 上海科委应用基础研究计划(09530501100); 上海市高等学校特聘教授(东方学者)岗位计划和中科院红外物理国家重点实验室资助.

作者简介: 栗芳芳(1982-), 男, 河南焦作人, 硕士研究生, 主要从事太赫兹光谱分析和器件的研究, E-mail: lff207@shu.edu.cn.

* 通讯作者: ghma@staff.shu.edu.cn

如单缝、阵列、凹槽等都成了最近几年的研究热点。

文中利用飞秒激光三维微加工技术,在熔融石英衬底上制作了较为严格周期结构的金属线栅。利用太赫兹时域光谱技术研究了一维周期性线栅对太赫兹波偏振透射特性的影响。着重分析了对 S (电场 E 方向和线栅平行) 和 P (电场 E 方向和线栅垂直) 两个偏振方向透射特性产生影响的物理机制。通过太赫兹波与金属线栅相互作用的研究,为进一步制作高偏振度的太赫兹线栅型偏振器件提供了有益的参考。

1 实验

1.1 金属线栅的制备

金属线栅的结构由两部分组成:周期性的平行金属线条和附着金属线条的衬底。选择铝作为制作金属线栅的材料,铝在太赫兹波段 1THz 时复介电常数约为 $-33000 + i640000$,其阻抗约为 $2.67 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$,接近理想金属的特性。

利用磁控溅射(JPG-450)的方法在干净的熔融石英衬底上沉积铝膜。通过控制沉积时间和溅射功率来控制铝膜的厚度。金属膜不宜太薄以免导致部分太赫兹波透射。如果铝膜太厚则会出现 $F-P$ ^[5] 腔纵向共振,这可能会导致高频处出现透射振荡现象,从而影响偏振器件的性能。金属薄膜厚度的选取要求大于 THz 波的趋附深度,又要求在太赫兹频段不出现纵向 $F-P$ 共振。因此,根据 $F-P$ 腔纵向共振理论振荡峰的位置在 $\lambda = 2n_e h/m$,其中 m 为正整数, n_e 为空气折射率, h 为薄膜厚度,文中选取的铝膜厚度为 $(250 \pm 10) \text{nm}$ (太赫兹波段的电磁波对于金属铝的趋肤深度在 110nm 左右)。实验结果表明厚度为 250nm 的铝膜太赫兹波透射已经为零。

与常规制作金属线栅的刻蚀方法不同,文中采用了飞秒脉冲激光刻蚀方法来制作金属线栅。激光刻蚀技术具有非接触、无污染和可实现微米线度精细加工的特点。微加工使用了尼康公司的飞秒激光三维微加工平台系统,激光脉冲宽度 100fs,中心波长 800nm,重复频率 1kHz,照射到样品表面的刻蚀功率 15 mW。在刻蚀过程中通过控制激光刻线的速度、以及焦点到薄膜表面的距离来控制刻蚀的线宽。实验中,刻蚀过程用的是显微镜 5 倍的物镜。然后调节激光的焦点到所刻蚀的金属薄膜表面(通过 CCD 调节,直至 CCD 界面找到该表面清晰的像)。为了得到刻蚀的线宽 30 μm ,将激光焦点上移 50 μm ,刻线速度调节为 100 $\mu\text{m/s}$ 。实验刻蚀的金属线栅的面积为 1cm \times 1cm。

为了研究一维金属线栅结构对太赫兹电磁波透

射偏振特性的影响,以熔融石英为衬底制作了 A、B、C、D、E 五个不同结构的线栅, L 为线栅周期, a 为刻蚀宽度。定义线栅的占空比为 $f = a/L$ 。五个样品的参数见表 1。

表 1 线栅结构的周期、金属线宽及所对应的占空比参数
Table 1 The parameters of periodicity, width of metal stripe and the corresponding duty cycle for 5 metallic wire grating structures

样品	A	B	C	D	E
$L(\mu\text{m})$	50	60	90	210	50
$a(\mu\text{m})$	30	30	30	30	20
$f = a/L$	0.6	0.5	0.33	0.146	0.4

1.2 金属线栅 THz 的光谱表征

利用透射式太赫兹时域光谱系统(THZ-TDS)对金属线栅的太赫兹波偏振特性进行了测试,光谱系统的光源是掺钛蓝宝石振荡器(Mai Tai HP, Spectra Physics)产生激光的中心波长为 800nm,重复频率为 80MHz,脉宽为 100fs 的脉冲激光。飞秒脉冲通过分束片后分成功率 35mW 的泵浦光和 30mW 探测光。其中泵浦光用来激发太赫兹波发射器,经过一维延迟线后的探测光用来触发太赫兹波探测器,得到太赫兹波的时域谱^[6]。发射器和探测器都是由低温生长的 GaAs 制成的光电导天线。在实验中,为太赫兹发射器提供了一个约 45V 的直流偏压,产生的太赫兹波被一对聚乙烯透镜聚焦和准直,通过样品后准直到探测器上。探测器产生的电场与太赫兹波辐射的电场强度成正比。

2 实验结果及讨论

通过改变泵浦光和探测光的相对时间延迟,可以分别获得未镀膜石英衬底的时域谱和具有金属线栅结构样品的时域透射谱见图 1。由于石英衬底厚度的差异,使得不同样品透射峰的位置存在微小的差异,但是并不影响傅里叶变换后的频谱信息。时域谱后面(在 19ps 左右)出现的微小二次反射峰是由光路中衬底晶体界面反射引起的,在处理数据时我们把它取为零,这样处理并不影响实验结果和频谱分辨率。

实验中所用的熔融石英衬底厚度为 $h = (1.16 \pm 0.01) \text{mm}$ 。由于实验误差线栅的周期和刻蚀的宽度存在 1 μm 的差异。以没有镀膜的衬底为参考,将检测得到的时域光谱通过傅里叶变换后可以得到对应的频率透射谱。利用式(1)可以获取金属狭缝的透射系数信息,进而分析出金属线栅对入射太赫兹

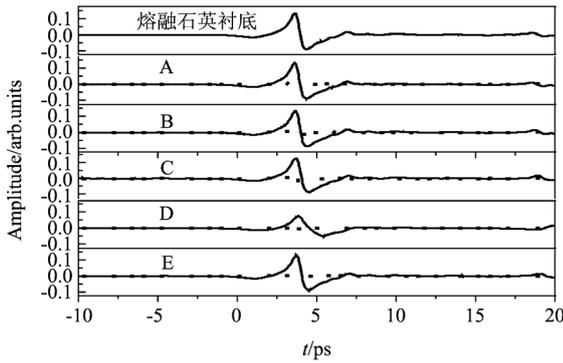


图1 太赫兹波通过参考衬底和五个样品透射的时域谱(实线为P偏振,虚线为S偏振)

Fig. 1 The time domain spectroscopy of THz transmission through 5(A B C D E) metallic wire gratings on fused silica substrate(Solid line symbols for P wave polarization , Hollow Line symbols for S wave polarization)

波的调制作用.

$$T(\nu) = \frac{E_{\text{Transmitted}}(\nu)}{E_{\text{Reference}}(\nu)}, \quad (1)$$

其中 $E_{\text{Transmitted}}(\nu)$ 代表透过金属线栅结构的太赫兹电场, $E_{\text{Reference}}(\nu)$ 代表透过未镀膜衬底的太赫兹电场. 实验中制备了五种不同结构的线栅结构. 其中 A、B、C、D 四种结构的刻蚀宽度相同 ($a = 30\mu\text{m}$), 周期 L 逐渐变大. 图 2 给出了 A、B、C、D 四个样品 P 偏振方向归一化透射率的实验结果(图 2 中实线). 从图 2 可以看到 P 偏振方向的透过率随频率增加而降低. 对于同一频率, 其透过率随线栅周期增加而下降. 对于周期为 $210\mu\text{m}$ 线栅, 约在 0.7THz 和 1.4THz 的位置出现了两个透射的极小值. 我们认为该透射极小值来源于线栅结构 woods 反常, 根据瑞利对 woods 反常的解释, 对一维线栅结构来说, 在光栅平面切线方向的衍射级会消失, 这个消失的衍射级位置称为瑞利波长. 瑞利波长的位置表示为

$$\lambda_R = \frac{L}{m}(n \pm \sin\theta), \quad (2)$$

其中 L 为线栅结构周期, θ 为入射角, m 为正整数, n 为衬底折射率. 这里熔融石英折射率取 1.95 , $m = 1, 2$ 时对应的波长分别为 $425\mu\text{m}$, $212.5\mu\text{m}$. 对应频率分别为 0.706THz , 1.412THz . 为进一步确认实验结果的可靠性, 利用有限时域差分(FDTD)的方法(EASTFDTD 软件)对实验进行了数值模拟(图 2 空心线). 模拟过程采用了和实验相同的线栅结构, 金属材料作为理想导体处理. 在太赫兹波段铝的介电常数虚部非常大, 因此这样考虑是合理的. 从图 2 可以看到实验和模拟符合得很好. 但是, 实验上 woods

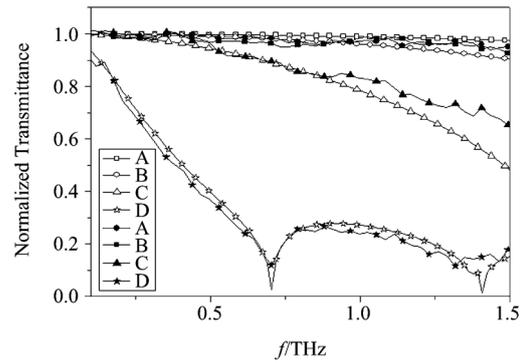


图2 A、B、C、D 四个样品 P 偏振方向的太赫兹波透射率(空心线为模拟结果,实线为实验结果)

Fig. 2 THz transmission spectra of 4(A B C D) metallic wire gratings on fused silica substrate with P wave polarization (Solid line symbols for the result of experiment , Hollow Line symbols for the result by FDTD simulation)

反常调制的极小透过率不是 0, 要比模拟结果高, 这主要是由于所制作的线栅结构存在的误差使得线栅结构每个周期内的占空比 f 存在微小的差异, 这样线栅周期 woods 反常调制将不再严格到使最小值为零, 这在文献[6]中也有讨论. 根据式(2)可以推测, 在高频处其他几条透过率曲线也必然出现透射极小点, 只是由于超出了测量范围而没有观察到.

此外, 实验结果和模拟结果都可以看出低频部分 P 偏振的透射率 (T_p) 接近 1, 和 Bethe 理论比较表明这种亚波长线栅结构也存在增强透射现象. 由于铝膜很薄, 只有几百个纳米, 这种情况下太赫兹波不会发生纵向的 F-P 共振. 同时我们也试图将表面等离子体极化理论^[7]引入来解释 P 偏振的透射增强, 由表面等离子体极化理论所预测的线栅结构的透射增强峰应出现在

$$\lambda_{\text{spp}} = \frac{L}{m} \left(\sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \pm \sin\theta \right), \quad (3)$$

其中 m 为正整数, L 为线栅的周期, ϵ_m, ϵ_d 分别为金属和衬底的介电常数, θ 为入射角, 这里为正入射 $\theta = 0$. 但是在太赫兹波段 $\epsilon_m \gg \epsilon_d$. 因此有

$$\lambda_{\text{spp}} = \frac{L}{m} (\sqrt{\epsilon_d} \pm \sin\theta) = \lambda_R. \quad (4)$$

正好和瑞利的衍射极小值重合, 可见在太赫兹波段表面等离子体共振并不能用来解释透射增强现象. 相反, 由于表面等离子体共振波长与瑞利波长交叠, 能量耦合到了消失的衍射级中, 此时表面等离子体波的表象好像是抑制透射的. 这里我们认为这种透射增强是由于金属波导的横向半波共振 (half-wavelength resonance)^[8]所引起的. 根据二维孔的亚

波长微结构形状共振机制,以矩形孔为例,其共振峰应该出现在 $\lambda = 2n_{\text{eff}}b$ 其中, b 为矩形孔长边的长度, n_{eff} 为有效折射率. 在线栅结构中,线栅结构的情形相当于矩形孔的长边为无限长(也就是文献[9]中狭缝的情况),这样透射共振很自然地会出现在接近于 0THz 的地方. 从图 2 可以看出,样品的透射峰是出现在 0THz 附近的. 因此,为了减小低频波段 woods 反常对 P 偏振透射的调制,就应该尽量减小线栅的周期.

S 的偏振透射情况见图 3,与 P 偏振相比,其透射率很低,而且和 P 偏振不同的是随着频率的增大透射率逐渐升高. 这是因为对于金属狭缝来说只支持 S 偏振的消逝模式传播^[10]. 对于理想金属来说,亚波长金属狭缝存在一个截止波长 $\lambda_c = \frac{a}{2}$. 当波长大于 λ_c 时, S 波呈指数衰减,但是考虑到金属的电导率并非无限大,因此,实验上所测的透射率要比用理想金属模拟的结果高. 这种情况和可见光 S 偏振的电磁波在狭缝中传播类似. 而且随着周期的减小, S 偏振的透射率也有所升高. 这主要是由于线栅的占空比($f = a/L$)变大所引起的.

实验中,为了验证截止波长 λ_c 对 S 偏振的调制作用,我们另外设计了一个周期 $L = 50\mu\text{m}$, $a = 20\mu\text{m}$ 的线栅结构. 样品 C ($L = 90\mu\text{m}$, $a = 30\mu\text{m}$) 和 E ($L = 50\mu\text{m}$, $a = 20\mu\text{m}$) 的太赫兹波段透射结果见图 4,空心线为模拟结果,实心线为实验结果,其中上面四条为 P 偏振方向透射率,下面四条为 S 偏振方向透射率. C、E 两种线栅结构的占空比 f 分别为 $f_C = 0.33$, $f_E = 0.4$. 因为占空比 $f_C < f_E$,在 S 和 P 两个

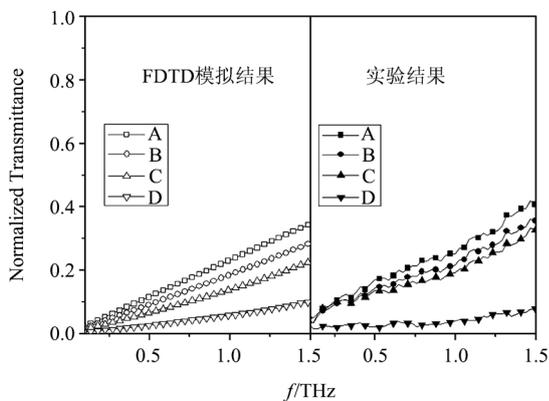


图 3 四个样品 S 偏振方向的太赫兹波透射率光谱
Fig. 3 THz transmission spectra of 4 metallic wire gratings on fused silica substrate with S wave polarization. (Solid line symbols for the result of experiment. Hollow Line symbols for the result by FDTD simulation)

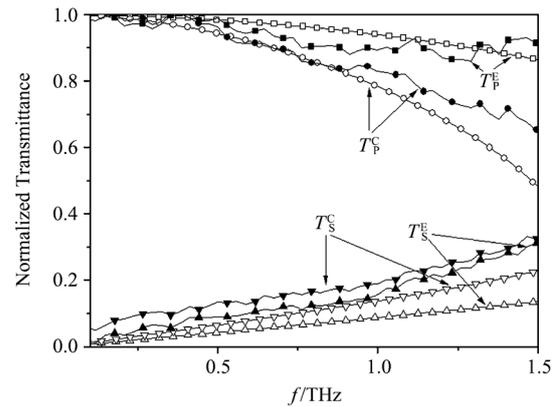


图 4 样品 C 和 E 透射率光谱的对比图.
Fig. 4 THz transmission spectra of sample C and E.

偏振方向的透射率本应该有 $T_C < T_E$,对于 P 偏振方向的透射率依然有 $T_C < T_E$,但是 S 偏振方向的透射率却出现了相反的情况 $T_C > T_E$. 比较两种线栅结构可以发现, C、E 两线栅截止波长分别为 $15\mu\text{m}$ 和 $10\mu\text{m}$,对应的截止频率分别为 20THz 和 30THz. 可见截止波长越小对 S 偏振电磁波在低频部分的透射抑制作用越明显. 实验和模拟结果都表明除了线栅本身占空比的影响外,线栅结构的截止波长对 S 偏振的透射也有重要的调制作用.

为了进一步研究制作的线栅的偏振特性,我们计算了所制作样品的偏振度. 根据偏振度的定义 $j = \frac{T_P - T_S}{T_P + T_S}$,可以看出,如果 P 和 S 方向的电磁波的透过率相等,即 $T_P = T_S$,偏振度 $j = 0$. 如果 P 方向全部透过即 $T_P = 1$,而 S 方向的透过率为零,即 $T_S = 0$,则有 $j = 1$,此时线栅的偏振效果最好. 而从偏振度计算结果(见图 5)可以看出,当 $a = 30$ 时,占空比 $f = 0.5$ 的金属线栅偏振特性要优于 $f = 0.6, 0.33$,当占空比 $f = 0.33, 0.146$ 时,由于 woods 反常的调制作用使偏振度下降很快,整体偏振特性不好. 当线栅狭缝变小 $a = 20\mu\text{m}$ 时,由于截止波长的调制抑制了 S 偏振透射,使得偏振度得到了很好的改善. 同时根据占空比的影响,可以设想在 $a = 20\mu\text{m}$ 的情况下, $L = 40\mu\text{m}$ 时(即 $f = 0.5$)偏振效果将会更好.

3 结论

利用磁控溅射技术和激光微加工技术,在石英衬底上制作了一系列的金属线栅结构. 利用太赫兹时域光谱技术(THz-TDS)对所设计的线栅结构进行了表征,并通过有限时域差分法对实验进行了数值

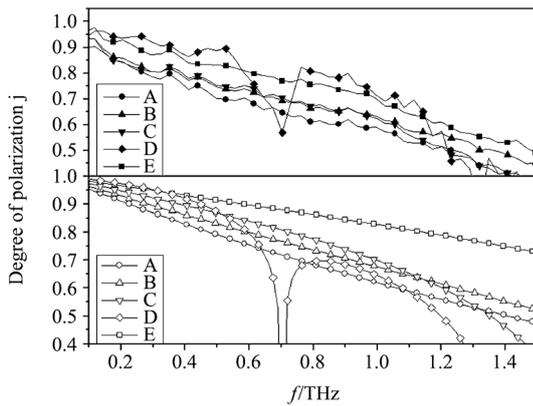


图5 五个实验样品偏振度 j 与频率的关系(空心线为通过模拟的数据计算得到的结果,实心线为通过实验数据计算得到的结果)

Fig.5 Frequency-dependence of degree of polarization for 5 various grating structures (Solid line symbols for the result of experiment, Hollow Line symbols for the result by FDTD simulation)

模拟. 研究表明,在太赫兹波段(1) P 偏振的超强透射来源于金属波导的横向半波共振; P 偏振的透射率频谱分布受 woods 反常调制;(2) S 偏振整体透射率较低,这是因为对于金属狭缝来说只支持 S 偏振电磁波的消逝模式传播,并且透射率光谱受到截止波长的调制作用;(3) 当刻蚀宽度一定时,在占空比 $f = a/L = 0.5$ 左右线栅的偏振特性较好. 因此,要改善线栅的偏振效果,需要使得线栅周期和刻蚀线宽越小越好,同时要满足占空比在 0.5 左右. 这些结论为制作太赫兹波段的线栅型偏振片提供有益的参考.

(上接 409 页)

[3] Zhang Q M, Bharti V, Zhao X. Giant electrostriction and relaxor ferroelectric behavior in electron-irradiated poly(vinylidene fluoride-trifluoroethylene) copolymer [J]. *Science*, 1998, **280**(5372):2101—2104

[4] Ducharme S, Reece T J, Othon C M, et al. Ferroelectric polymer Langmuir-Blodgett films nonvolatile memory applications [J]. *IEEE Transaction on device and materials reliability*, 2005, **5**(4):720—750.

[5] Fujitsuka N, Sakata J, Miyachi K, et al. Monolithic pyroelectric infrared image sensor using PVDF thin film [J]. *Sens. Actuators A*, 1998, **66**(3):237—243.

[6] Noda K, Ishida K, Kubono A, et al. Remanent polarization of evaporated films of vinylidene fluoride oligomers [J]. *J. Appl. Phys.*, 2003, **93**(5):2866—2870.

[7] Palto S, Blinov L, Bune A, et al. Ferroelectric Langmuir-Blodgett films [J]. *Ferro. Lett.*, 1995, **19**(3—4):65—68.

REFERENCES

- [1] Hsieh C F, Lai Y C, Pan R P, et al. Polarizing terahertz waves with nematic liquid crystals [J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(1):1174—1176.
- [2] Awasthi S K, Srivastava A, Malaviya U, et al. Broadband plate polarizer in Terahertz frequency region [J]. *Solid State Commun.*, 2008, **146**(11-12):506—509.
- [3] Yamada I, Takano K, Hangyo M, et al. Terahertz wire-grid polarizers with micrometer-pitch Al gratings [J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(3):274—276.
- [4] Sun L, Lv Z H, Wu W, et al. Double-grating polarizer for Terahertz radiation with high extinction ratio [J]. *Appl. Opt.*, 2010, **49**(10):2066—2071.
- [5] Liang D, Xing Q R, Tian Z, et al. Transmission properties of metallic grating with subwavelength slits in THz frequency region [J]. *Act. Passive Electron. Compon.*, 2007, **63139**:1—4.
- [6] Li D, Ma G H, Ge J, et al. Terahertz pulse shaping via birefringence in lithium niobate crystal [J]. *Appl. Phys. B*, 2009, **94**(4):623—628.
- [7] Barnes W L, Murray W A, Dintinger J, et al. Surface plasmon polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of subwavelength holes in a metal film [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(10):107401-1—4.
- [8] Garcia-Vidal F J, Moreno E, Porto J A, et al. Transmission of light through a single rectangular hole [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(10):103901-1—4.
- [9] Lee J W, Seo M A, Kang D H, et al. Terahertz electromagnetic wave transmission through random arrays of single rectangular holes and slits in thin metallic sheets [J]. *Rev. Lett.*, 2007, **99**(13):137401-1—4.
- [10] Guillaumée M, Dunbar L A, Santschi C, et al. Polarization sensitive silicon photodiodes using nanostructured metallic grids [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **94**(19):193503-1—3.
- [8] Meng X J, Kliem H, Lin T, et al. Electric field induced conversion in the nature of the phase transition from the first order to the second order for Langmuir-Boldgett polymer films [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **91**(10):102903.
- [9] Meng X J, Kliem H, Lin T, et al. Low-temperature dielectric properties of Langmuir - Blodgett ferroelectric polymer films [J]. *J. Appl. Phys.*, 2008, **103**(3):034110.
- [10] Huang Z M, Zhang Z H, Jiang C P, et al. Infrared optical properties of $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$ ferroelectric thin films [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **77**(22):3651.
- [11] Hu Z G, Wang G S, Huang Z M, et al. Optical properties of $Bi_{3.25}La_{0.75}Ti_3O_{12}$ thin films using spectroscopic ellipsometry [J]. *J. Appl. Phys.*, 2003, **93**(7):3811—3815.
- [12] Berge B, Wicker A, Lajzerowicz J, et al. Second-harmonic generation of light and evidence of phase matching in thin films of P(VDF-TrFE) copolymers [J]. *Europhys. Lett.*, 1989, **9**(7):657—662.