

中红外下半导体掺杂调制的表面 等离子体透射增强效应*

花 磊 宋国峰† 郭宝山 汪卫敏 张 宇

(中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

(2008 年 3 月 26 日收到, 2008 年 6 月 3 日收到修改稿)

理论研究了平面电磁波通过 n 型重掺 GaAs 薄膜的透射谱. 当 GaAs 薄膜两表面刻上亚波长的周期性沟槽结构时, 透射谱在中红外波段出现了异常的透射增强现象. 把这一现象归因于表面等离子体模式和波导模式的耦合. 通过优化结构参数可以得到最大的透射效率. 此外, 发现随着掺杂浓度的升高, 透射谱线中的透射峰逐渐向高频方向移动, 最优化后透射峰值随掺杂浓度的升高而逐渐降低. 这是由于掺杂浓度的改变, 导致了不同的等离子体频率和电子碰撞频率, 从而影响了激发模式和薄膜对电磁波的吸收.

关键词: 表面等离子体, 掺杂半导体, 增强透射, 掺杂调制

PACC: 7320M, 7280E, 4225B, 3320E

1. 引 言

近年来, 由于表面等离子体激元(SPP)在电子学和光子学上潜在的应用价值, 基于 SPP 的亚波长光学得到了广泛的研究^[1-4]. Ebbesen 等人通过实验发现: 当光束通过带有亚波长小孔阵列的金属薄膜时, 在特定的频率处会出现异常的透射增强效应^[5]. 人们把这种现象归因于 SPP 与表面周期性结构的共振. 但是, 这种异常的透射增强效应只能出现在低于材料的等离子体频率的频段内^[6]. 金属的等离子体频率通常在紫外波段. 在可见光波段, 金属的介电常数很小, 从而使得 SPP 的衰减长度只在 100 nm 的数量级上. 因此, 在一定条件下金属在其表面会出现光场“压缩”的效应. 而在中红外波段, 金属的介电常数很大, SPP 衰减长度也很大, 不能很好地压缩光场, 从而很难出现透射增强现象. 众所周知, 大部分半导体的等离子体频率在远红外或 THz (10^{12} Hz) 频段, 针对半导体在 THz 频段的 SPP 研究近年来取得了很大的进展^[7-9]. 重掺半导体的电子浓度一般比本征半导体高几个数量级, 在中红外或远红外频段, 重掺半导体的介电常数与金属在可见光频段的大小相近, 重掺半导体可能具备金属在可见光频段的特性, 因此我们考虑用重掺的半导体来研究中红外的 SPP

透射增强现象. 由于等离子体频率与材料的电子浓度成比例, 而半导体的电子浓度可以通过掺杂浓度来进行调节, 用重掺半导体研究 SPP 特性, 可以通过调节掺杂浓度和工作温度来改变它的电子浓度和迁移率, 从而方便地调整激发的 SPP 模式. 此外, 与金属相比, 半导体的 SPP 器件能够通过半导体工艺很好的实现与其他半导体器件集成, 使其在中红外波的滤波器、发射器和探测器的应用上具有巨大的潜在价值.

本文通过对不同掺杂浓度下 n 型 GaAs 薄膜的透射增强效应的理论模拟, 研究了重掺半导体的掺杂浓度对激发的 SPP 的调节作用.

2. 光场通过重掺 n 型 GaAs 后的增强透射效应

当一束角频率为 ω 的电磁波照射到复介电常数为 $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$ 、等离子体频率为 ω_p 的材料上时, 金属和半导体的复介电常数可以很好的用 Drude 模型来表示^[6], 即

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\omega_\tau} \right), \quad (1)$$

其中 ϵ_∞ 为材料在高频极限下的相对介电常数, ω_τ

* 国家自然科学基金(批准号 60876049)资助的课题.

† E-mail: SGF@red.semi.ac.cn

为材料中电子的碰撞频率, $\omega_p = \sqrt{N_e e^2 / (\epsilon_0 m^*)}$ 为等离子体频率, N_e 为载流子浓度, e 为电子电荷, ϵ_0 是真空中介电常数, m^* 是电子有效质量.

从公式中可以看出当 $\omega = \omega_\tau$ 时,介电常数可以近似地写成

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right). \quad (2)$$

当 $\omega > \omega_p$ 时, $\epsilon > 0$, 此时材料表现出电介质的光学性质, 电磁场基本上都能透过材料(由于忽略了复介电常数的虚部, 材料的吸收也就不在考虑之中); 当 $\omega < \omega_p$ 时, $\epsilon < 0$, 此时材料表现出光绝缘体的特性, 电磁场基本上透不过材料而全被反射(同样不考虑吸收). 此外, 也可以在材料表面做出周期性的拓扑结构, 等效于改变材料的有效等离子体频率, 从而突破这一条件的限制^[10].

本文中用到的 n 型 GaAs 薄膜的 Drude 参数可由实验测得的折射率 n 和消光系数 k 经过数值拟合得出. 图 1 给出了掺杂电子浓度为 $4.85 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 n 型 GaAs 的复介电常数的曲线拟合结果. 表 1 列出了我们拟合出的掺杂电子浓度分别为 $2.16 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $4.85 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 和 $8.73 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时的 n 型 GaAs 的 Drude 模型参数.

表 1 拟合出的三种不同电子浓度下的 Drude 参数

$N_e / 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$\omega_p / (1/\lambda, \text{cm}^{-1})$	$\omega_\tau / (1/\lambda, \text{cm}^{-1})$
2.16	503	52
4.85	752	68
8.73	965	80

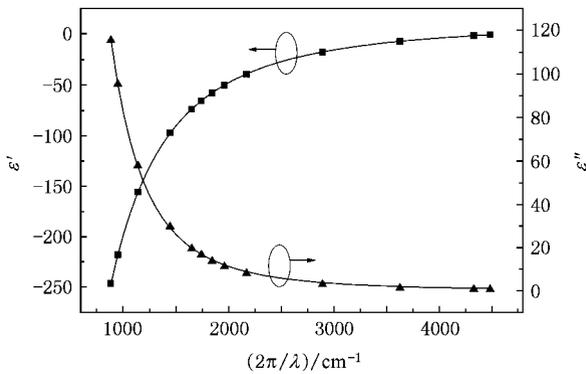


图 1 掺杂电子浓度为 $4.85 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 n 型 GaAs 薄膜的复介电常数和 Drude 模型拟合曲线

本文研究所采用的周期性结构如图 2(a) 所示, n 型 GaAs 薄膜上下两表面刻出了一维周期性的沟槽结构, w 为沟槽的宽度, D 为周期. 为了方便描

述, 我们人为的把这种结构分成三层, 每层的厚度分别为 h_1 , h_2 和 h_3 . 在这里只考虑上下结构对称的情况, 也就是上下沟槽的宽度、周期和厚度相等. 照射光波为 TM 模 (H_y, E_x, E_z) 的平面电磁波, 入射光场沿 z 方向穿过 GaAs 薄膜后的电场强度可被探测. 我们采用时域有限差分算法 (FDTD) 进行模拟实验. 沿着沟槽周期的方向 (x 方向) 采用周期性边界条件 (PBC), z 方向上采用完全匹配层 (PML) 的边界条件. 由于在 y 方向上材料性质和结构都是同性的且 $E_y = 0$, 我们只考虑在 xz 平面上的二维 FDTD 计算.

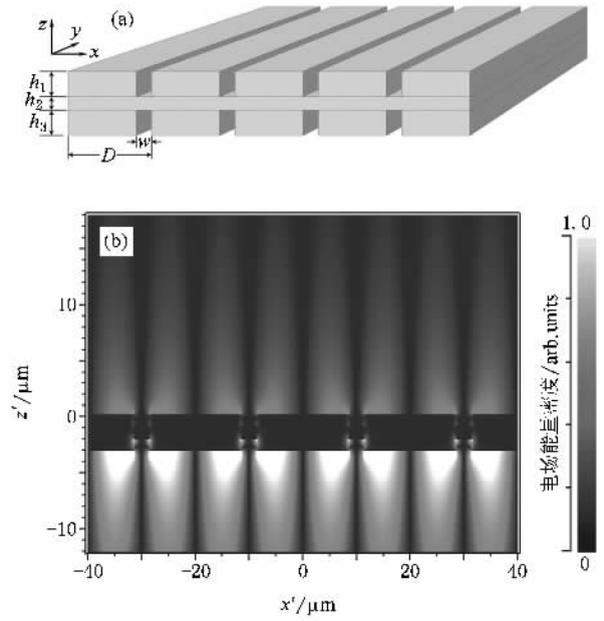


图 2 (a) 上下表面刻有周期性沟槽结构的 GaAs 薄膜示意图; (b) 透射谱峰值处的电磁波穿过 (a) 图结构后电场强度的分布

图 3 中实线给出了具有光滑表面的 GaAs 薄膜的透射谱. 此时 GaAs 薄膜的电子浓度为 $4.85 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 厚度为 $1.2 \mu\text{m}$, 透射谱对入射电场强度进行了归一化. 从图中可以看出: 当入射光频率低于等离子体频率 752 cm^{-1} 时, 只有极少的光场透过薄膜. 这是因为在这一条件下复介电常数的实部为负数, 薄膜表现出光子绝缘体的特性, 反射了大部分的入射光. 图 3 中实线表示的透射谱线上并没有出现基于 F-P 效应的透射峰, 这是因为相对于我们所考虑的波段波长来说, 薄膜的厚度是非常小的, 不满足 F-P 振荡的条件. 同样也没有出现基于 SPP 振荡的透射峰, 这是因为 SPP 的色散曲线与真空中自由传播的电磁波的色散曲线在任何频率上都没有交叉点^[11], 这也说明不能通过简单的照射薄膜表面的方式来激

发 SPP 模式.

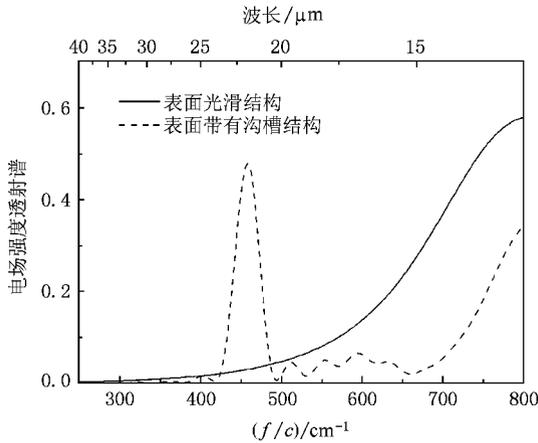


图3 光场分别透过光滑表面(实线)和表面带有周期性沟槽结构(虚线)的材料的透射谱线

要想使得真空中自由传播电磁波模式与 SPP 模式耦合,一种有效的方法是把薄膜表面刻成周期性的结构.本文中采用的周期性结构如图 2(a)所示.由于薄膜表面存在周期性的结构,SPP 模式的能带从布里渊区边界折叠回 Γ 点,从而使波矢 k_{SPP} 发生改变,改变量为 $\pm(2\pi/D)n$,其中 n 为整数, D 为结构的周期.这样,SPP 的色散曲线和自由电磁波的色散曲线就会在某些频率下相交,使得 SPP 与自由电磁波能够相互耦合.图 3 中虚线给出了同等掺杂浓度下表面带有沟槽结构的 GaAs 薄膜的透射谱,结构参数为周期 $D = 20 \mu\text{m}$,沟槽深度 $h_1 = h_3 = 1 \mu\text{m}$,沟槽宽度 $w = 3 \mu\text{m}$,中间层厚度 $h_2 = 1.2 \mu\text{m}$.如图 3 中虚线所示,透射谱线在 458 cm^{-1} ($21.8 \mu\text{m}$)附近出现了一个透射峰,峰值为 0.478,为对应波长的电磁波透过光滑结构后的透射效率的近 20 倍.图 2(b)给出了峰值处波长的电场强度在 xz 平面上的瞬态分布情况.这说明我们的薄膜结构出现了异常的透射增强现象.这种结构对频率低于等离子体频率的电磁波具有滤波的作用,即只让峰值附近频率的波透过,其他大部分频率的波被反射或吸收.考虑到前后我们所采用的结构的不同,我们得出的结论是,这种异常的透射增强现象得益于表面结构的周期性.

大部分人把这种异常的透射增强效应归因于 SPP 机理,近年来也有一些人提出了其他的透射机理. Ruan 和 Qiu 指出有两种可能的机理导致这种透射增强现象:基于结构中各个单元的局部波导共振机理和基于结构周期性的 SPP 共振机理^[12].为了探究到底是哪种机理在本研究中起作用,我们进一步

研究了透射谱和周期的关系.在模拟实验过程中设定 $h_1 = h_3 = 1 \mu\text{m}$, $h_2 = 1.2 \mu\text{m}$, $w = 3 \mu\text{m}$.图 4 中虚线给出了不同周期下穿过薄膜的透射谱.我们发现随着周期 D 的增加,透射峰的位置逐渐红移.一般地,SPP 共振位置可以由下面表达式给出^[13]:

$$n\lambda_{\text{peak}} = D\sqrt{\frac{\epsilon_s}{\epsilon_s + 1}}, \quad (3)$$

其中 λ_{peak} 是共振波长, n 为整数, D 为周期, ϵ_s 为掺杂半导体复介电常数的实部.图 4 中插图给出了透射峰的位置与周期的关系,可以看出两者在我们考虑的波段内基本上呈线性关系.上面我们也提到,在周期性结构的表面上,SPP 模式的能带从布里渊边界折叠到 Γ 点,SPP 模式是周期结构常数的方程.在我们设计的结构中,当一束光波沿 z 方向入射到薄膜表面时,入射光在 h_3 层由于周期性结构耦合形成 SPP 模式,SPP 模式同时与薄膜内的波导模式耦合,波导模式再在 h_1 层耦合回 SPP 模式,SPP 在周期性结构的散射下发射出透射光.正是这种 SPP 模式和波导模式的耦合机理导致了光波穿过没有任何小孔或狭缝的结构时出现了异常的透射增强效应^[14].

局域的波导共振机理只和沟槽的存在有关系,和周期性没有关系^[12].我们使结构中的沟槽在 GaAs 薄膜表面杂乱无序的分布,即没有所谓的周期性.此时得到图 4 中实线所表示的透射曲线.从谱线中可以看到,频率在 500 cm^{-1} 到 600 cm^{-1} 之间稍有起伏,但和周期性的结构相比,透射率要小很多.其对应频率下的透射率甚至小于图 3 中光滑表面下的透射率,这说明沟槽结构所带来透射率的增强不足以抵消因沟槽层的增加而带来的额外的吸收损耗.因此,我们肯定,在本文中异常的透射增强现象起主要作用的是耦合的 SPP 共振机理,而非局域的波导共振机理.

此外,透射峰值随着周期的改变而发生改变,在 $D = 18 \mu\text{m}$ 时达到最大值,说明结构的周期同时也影响着 SPP 的耦合效率.既然周期性的沟槽结构引起了异常的透射增强效应,那么沟槽的结构参数必然会影响到透射谱.为此,我们研究了沟槽的深度对透射光强度的影响.图 5 所示的是在不同的沟槽深度下的透射谱线.此时,我们只考虑上下结构对称的情况,即 $h_1 = h_3$.模拟实验中设定 $D = 18 \mu\text{m}$, $w = 3 \mu\text{m}$, $h_2 = 1.2 \mu\text{m}$.图 5 中插图显示,随着沟槽深度的增加,透射峰值先增加后减小.当 $h_1 = h_3 = 1.3 \mu\text{m}$ 时,透射峰攀升到最大值,高达 64.6%.同时,峰的

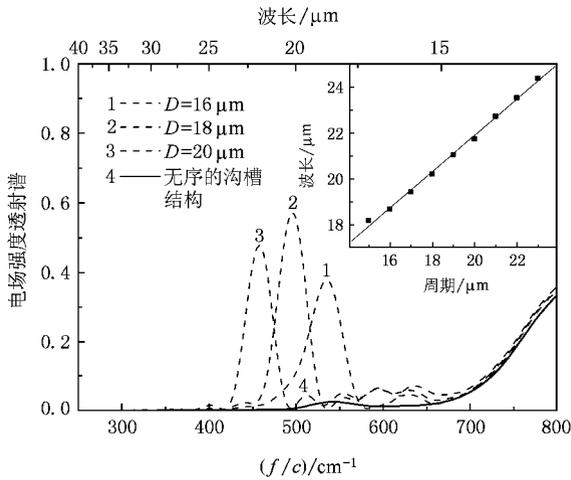


图4 三条虚线表示不同周期下的透射谱线(实线表示 GaAs 薄膜表面的沟槽结构呈无序分布时的透射谱线,插图表示周期结构中透射峰位置与周期的关系)

位置也随着沟槽厚度的增加而有轻微的红移.这是因为沟槽的深度影响了 SPP 的色散曲线^[15],从而激发出不同的 SPP 模式.

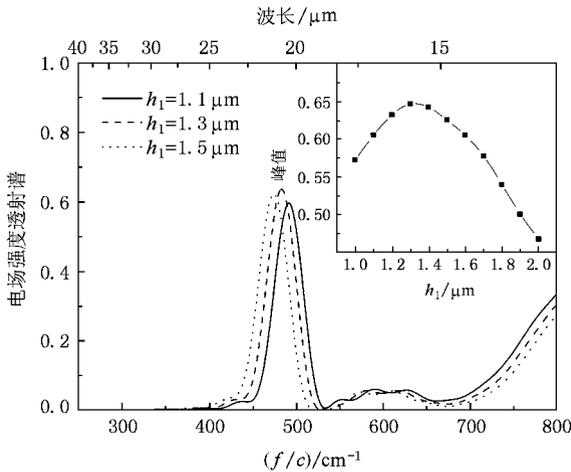


图5 不同沟槽深度下的透射谱线(插图表示透射峰值与沟槽深度的关系)

3. 掺杂浓度调节下的透射增强效应

上面提到,半导体材料的等离子体频率与电子浓度成正比.随着掺杂半导体电子浓度的提高,等离子体频率向高频方向偏移.同时,电子的色散关系 $E(k)$ 发生改变,使得电子有效质量发生改变.此时,等离子体频率不再单一地与电子浓度成正比.另外,杂质掺杂浓度的增大导致电子的碰撞频率 ω_c 增大,在我们考虑的波长范围内 $\omega = \omega_c$ 有可能不再成立.

因此可以预测,能够发生表面等离子体透射增强现象的频段不会单一地随掺杂浓度的提高而向高频偏移.

表2为 n 型 GaAs 在不同掺杂浓度下的 Drude 模型参数^[16].从表中我们看到,在所考察的掺杂电子浓度范围内,等离子体频率和电子碰撞频率基本上随着电子浓度的增加而增大.表3为 p 型 GaAs 在不同掺杂浓度下的 Drude 模型参数^[17].同样,我们可以看到等离子体频率和碰撞频率都随着掺杂浓度的提高而升高.但是 p 型 GaAs 的电子碰撞频率与等离子体频率相当,这时等离子体对电磁波有较大的吸收^[18],导致入射光的透射效率较低.因此在我们所考虑的波长范围内 n 型 GaAs 材料更适合于我们的研究.

表2 n 型 GaAs 在各种掺杂浓度下的光学参数^[16]

$N_c/10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$\omega_p/(1/\lambda, \text{ cm}^{-1})$	$\omega_c/(1/\lambda, \text{ cm}^{-1})$
1.8	45	50
86	300	62
330	570	61
700	795	69

表3 GaAs :C 在各种掺杂浓度下的光学参数^[17]

$N_c/10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$\omega_p/(1/\lambda, \text{ cm}^{-1})$	$\omega_c/(1/\lambda, \text{ cm}^{-1})$
3.9	360	580
5.2	510	820
20.4	930	900
65.8	1510	1070
90.6	1780	1190
136	2150	1610

本文中采用了开始提到的三种掺杂浓度的 GaAs 薄膜来进行研究,薄膜上下两表面均刻成如图 2(a) 所示的周期性沟槽结构.通过对结构参数如沟槽周期 D 及沟槽深度 h_1 (h_3) 的优化(优化后的结构参数见表4),得到各自掺杂浓度下最优的透射效率,如图6所示.图6中三条曲线分别代表电子浓度为 $2.16 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (点线) $4.85 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (虚线) 和 $8.73 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (实线) 的 n 型 GaAs 薄膜的透射谱线.三种浓度对应薄膜的等离子体频率 ω_p 分别为 503 cm^{-1} , 752 cm^{-1} 和 965 cm^{-1} .我们发现随着浓度的增加,在等离子体频率以下,三条曲线分别在 325 cm^{-1} , 485 cm^{-1} 和 595 cm^{-1} 处出现了异常的透射峰.这是因为不同的电子浓度导致了不同的等离子体频率,引起不同的复介电常数,从而激发了不同的 SPP 模式.同时可以看到,随着掺杂浓度的提高,最优化后的透射峰值逐渐降低,这是由于高的掺杂浓度导

致高的电子碰撞频率,从而引起高的电磁波吸收损耗.通过掺杂浓度来改变透射频率,这对器件在滤波

器、中红外波发射器和探测器上的应用都有巨大的价值.

表 4 三种不同掺杂电子浓度下优化后的结构参数

$N_e/10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$D/\mu\text{m}$	$h_1(h_3)/\mu\text{m}$	$h_2/\mu\text{m}$	$w/\mu\text{m}$
2.16	26	2.3	1.2	3.0
4.85	18	1.3	1.2	3.0
8.73	15	1.0	1.2	3.0

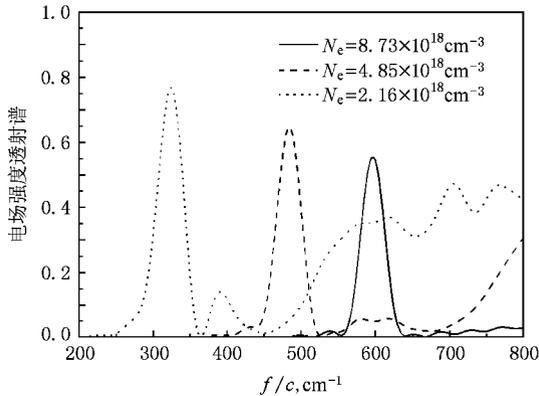


图 6 三种不同掺杂浓度下的透射谱线

4. 结 论

本文理论研究了平面电磁波透过 n 型重掺杂 GaAs 薄膜的透射谱.当 GaAs 薄膜两表面刻上亚波长的周期性沟槽结构时,透射谱在中红外波段出现了异常的透射增强现象.我们把这一现象归因于表面等离子体模式和波导模式的耦合.通过优化结构参数,可以得到最大的透射效率.此外,我们发现随着掺杂浓度的升高,透射谱线中的透射峰逐渐向高频方向移动,而优化后透射峰值随掺杂浓度的升高而逐渐降低.这是由于掺杂浓度的改变导致不同的等离子体频率和电子碰撞频率,从而影响了激发模式和薄膜对电磁波的吸收损耗.研究表明,通过调节半导体的掺杂浓度,可以人为地控制基于表面等离子体效应的工作频率.我们相信这种透射增强的结构器件对中红外波的滤波器、发射器和探测器都有巨大的潜在应用价值.

[1] Barnes W L , Dereux A , Ebbesen T W 2003 *Nature (London)* **424** 824.
 [2] Hong X , Du D D , Qiu Z R , Zhang G X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7219 (in Chinese) [洪 昕、杜丹丹、袁祖荣、张国雄 2007 *物理学报* **56** 7219]
 [3] Guo B S , Gan Q Q , Song G F 2007 *Journal of Lightwave Technology* **25** 830
 [4] Gao J X , Song G F , Guo B S , Gan Q Q , Chen L H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5827 (in Chinese) [高建霞、宋国峰、郭宝山、甘巧强、陈良惠 2007 *物理学报* **56** 5827]
 [5] Ebbesen T W , Lezec H J , Ghaemi H F , Thio T , Wolff P A 1998 *Nature (London)* **391** 667
 [6] Saxler J 2003 *Surface Plasmon Polaritons at Terahertz Frequencies on Metal and Semiconductor Surfaces* (Aachen , Natural Sciences of Aachen University) 22
 [7] Maier S A , Andrews S R , Martin-Moreno L , Garcia-Vidal F J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 176805
 [8] Rivas J G , Kuttge M , Bolivar P H , Kurz H 2004 *Phys. Rev. Lett.*

93 256804
 [9] Rivas J G , Janke C , Bolivar P H , Kurz H 2005 *Opt. Express* **13** 847
 [10] Pendry J B , Martin-Moreno L , Garcia-Vidal F J 2004 *Science* **306** 847
 [11] Genet C , Ebbesen T W 2007 *Nature* **445** 39
 [12] Ruan Z C , Qiu M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 233901
 [13] Ghaemi H F , Tineke Thio , Grupp D E , Ebbesen T W , Lezec H J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 6779
 [14] Fong K V , Hui P M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 091101
 [15] Garcia-Vidal F J , Martin-Moreno L , Pendry J B 2005 *J. Opt. - Pure and Applied Optics* **7** 97
 [16] Songprakob W , Zallen R , Liu W K , Bacher K L 2000 *Phys. Rev. B* **62** 4501
 [17] Chandrasekhar H R , Ramdas A K 1980 *Phys. Rev. B* **21** 1511
 [18] Yuan Z C , Shi J M 2004 *Nuclear Fusion and Plasma Physics* **24** 157 (in Chinese) [袁忠才、时家明 2004 *核聚变与等离子体物理* **24** 157]

Enhanced mid-infrared transmission in heavily doped n-type semiconductor film based on surface plasmons^{*}

Hua Lei Song Guo-Feng[†] Guo Bao-Shan Wang Wei-Min, Zhang Yu

(*Nano-Optoelectronics Laboratory, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

(Received 26 March 2008 ; revised manuscript received 3 June 2008)

Abstract

Transmission of electromagnetic wave in a heavily doped n-type GaAs film is studied theoretically. From the calculations, an extraordinary transmission of p-polarized waves through the film with subwavelength grooves on both surfaces at mid-infrared frequencies is found. This extraordinary transmission is attributed to the coupling of the surface-plasmon polariton modes and waveguide modes. By selecting a set of groove parameters, the transmission is optimized to a maximum. Furthermore, the transmission can be tuned by dopant concentrations. As the dopant concentration increases, the peak position shifts to higher frequency but the peak value decreases.

Keywords : surface plasmon, doped semiconductor, enhanced transmission, doping tuned

PACC : 7320M, 7280E, 4225B, 3320E

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60876049).

[†] E-mail : SGF@red.semi.ac.cn