

不同抽运光强激发窄带隙半导体产生太赫兹辐射的研究*

王海艳¹⁾ 赵国忠^{1)†} 王新强²⁾

1) (首都师范大学物理系, 太赫兹光电子学教育部重点实验室 北京 100048)

2) (北京大学物理学院, 微结构与介观物理国家重点实验室 北京 100871)

(2010年4月6日收到; 2010年6月22日收到修改稿)

研究了窄带隙材料 InAs 和三种不同掺杂浓度的 InN 在不同抽运光强激发下产生太赫兹 (THz) 波的辐射特性. 实验结果表明: 在相同的抽运光强下, InN 和 InAs 辐射的 THz 信号强度在同一量级, InAs 较 InN 辐射效率要高一些. 随着抽运光强的增大, 这几种材料的发射光谱变得更宽, 当抽运光增大到一定强度时, 它们的发射光谱半极大值全宽 (HMF_W) 趋于恒定. InN 比 InAs 更容易在较低功率的抽运光作用下获得宽带太赫兹光谱. 研究也表明, 不同掺杂浓度对辐射 THz 波的强度及辐射效率有很大影响. 这项研究对于探索半导体表面辐射太赫兹波的机理具有一定的科学意义, 同时也为寻找低成本和高效率的 THz 辐射源提供一定的参考.

关键词: InN, InAs, 太赫兹, 抽运光强

PACS: 32.70.-n, 32.70.Jz, 31.50.Df, 67.25.du

1. 引言

太赫兹 (THz) 通常指的是频率在 0.1—10 THz (波长在 30 μm —3 mm) 之间的电磁波, 利用 THz 波可以实现对物质的无损检测. 超快飞秒激光的发展, 为 THz 波的产生提供了可靠的激发源, 同时也提供了 THz 脉冲光源很多独特的性质, 如瞬态性、宽带性、相干性、低能性等, 使得 THz 波在许多领域都表现出了巨大的应用潜力^[1-4]. 因此寻找低成本、高效率的 THz 辐射源是一项很有意义的工作.

到目前为止, 产生 THz 波最常用的机理有三种^[5]: 光电导效应、光整流效应和半导体表面场效应. 光电导方法就是使用高速光电导材料来作为瞬态电流源, 从而向外辐射 THz. 常用的光电导材料有高电阻率的砷化镓 (GaAs)^[6] 和磷化铟 (InP). 光整流是一种非线性效应, 是电光效应的逆过程. 光整流效应常用 ZnTe 作发射极. 近年来, 研究发现用飞秒激光激发半导体表面是一种非常有效的产生 THz 波的方法^[7]. 半导体表面场包括耗尽层电场和丹伯

尔 (Dember) 电场两种类型^[5]. InP 的耗尽层电场较强, 曾在一段时间内被认为是辐射 THz 波效率最高的半导体. 随着 Dember 电场逐渐被人们所认识, 窄带隙半导体因其强烈的光吸收和高的电子迁移率就表现出了巨大的潜力, 人们发现 InAs 的辐射效率比 InP 还要高, 使得 InAs 在许多情况下成为半导体表面场效应辐射 THz 波的发射极的首选^[8]. 近几年来, InN 逐渐被人们研究, 发现 InN 也是最具潜力的 THz 发射源之一^[9,10].

InAs 和 InN 都是窄带隙半导体材料, 其辐射出的 THz 波主要是由于光生载流子在 Dember 电场作用下加速运动产生的. 近期文献中, 用 InAs 产生 THz 波, 比相同条件下 GaAs 的辐射强度高三个量级. 另外, 通过改变 InN 的生长环境, 可以发现它辐射出的 THz 强度和 InAs 处于同一个量级上, 并且有可能超过 InAs^[11]. 因此, 这两种材料作为更加高效、宽谱、高强度的 THz 辐射材料正得到广泛的研究. InAs 和 InN 作为发射极所辐射出的 THz 信号与激发脉冲的入射角度、波长、掺杂类型及掺杂浓度等的关系, 文献中已有报道^[12-17]. 但对于激发脉冲光

* 国家自然科学基金 (批准号: 50971094), 北京市自然科学基金 (批准号: 1092007) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: guozhong-zhao@mail.cn. edu. cn

强对 InAs 和 InN 所辐射出的 THz 信号的影响,还没有相关报道. 本文对 InAs 和 InN 在不同激发脉冲光强的激发作用下所辐射出的 THz 波特特性进行了研究,包括辐射振幅、光谱宽度和峰值大小等,并对其物理机理进行了一些理论解释,发现不同抽运光强的飞秒脉冲激发 InAs 和 InN 表面辐射的 THz 波表现出了不同的性质.

2. 实验装置及实验方法

实验中采用的系统光路图如图 1 所示,由钛蓝宝石激光器产生中心波长为 800 nm,脉宽为 100 fs,重复频率为 82 MHz 的飞秒脉冲激光,在通过偏

振分束镜后分为两束,一束不改变方向,通过电动平移台,经透镜会聚后照射在发射晶体 (InAs 和 InN) 上,由半导体表面辐射产生 THz 脉冲,经抛物面镜收集、准直后聚焦到 THz 探测元件 ZnTe 晶体上;另一束作为探测光,经过多次反射后以合适的光程与 THz 信号共线会合后聚集在探测晶体上. 根据电光取样进行探测,最后再经过差分探测器输出到锁相放大器上. 因为空气中水蒸汽对 THz 信号的吸收很强,为了避免水蒸汽的影响,把 THz 传播的光路(图中虚线框内)用有机玻璃罩密封起来并充入氮气,实验过程中有机玻璃罩内的相对湿度约为 3.8%,温度为 294.5 K.

为了研究激发光的强度对 InAs 和 InN 表面辐

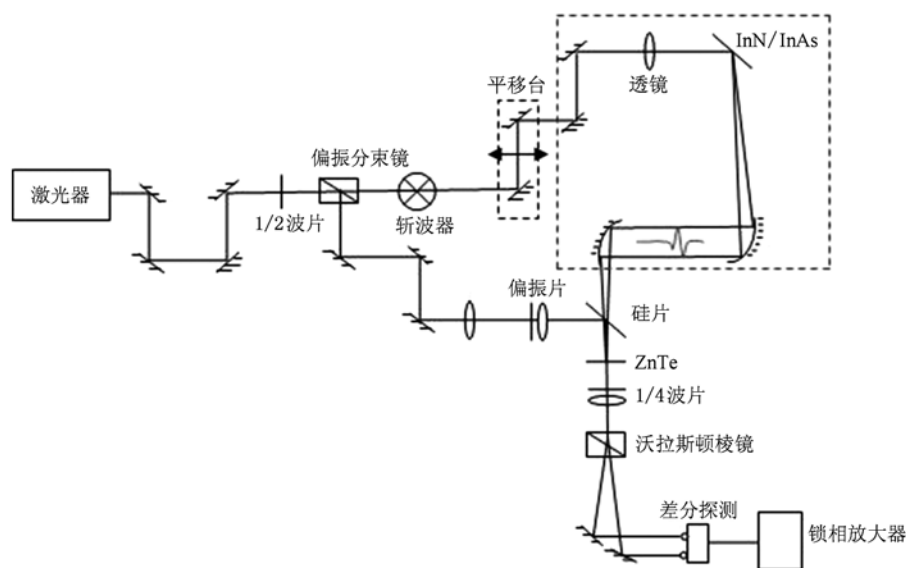


图 1 半导体表面辐射太赫兹系统示意图

射 THz 电磁波的影响,我们在不同的激发脉冲光强的激发下,测量了从 InAs 和 InN 表面所辐射的 THz 电磁波的时域光谱,并对时域光谱做了傅里叶变换. 首先将系统优化到最佳状态,测量探测光和抽运光的功率,此时测得探测光的功率是 30mW,抽运光的功率是 320 mW;然后保持探测光的功率 30 mW 不变,在抽运光路中加入衰减片,每减少 10 mW 测量一次,从而研究了激发光光强 (10—320 mW) 对 InAs 和 InN 辐射 THz 波的影响.

3. 实验结果

作为比较,我们研究了抽运光强对 InAs 和三

种不同掺杂浓度的 InN 材料辐射 THz 波的影响. 其中 InAs 是 (100) 取向的 p 型半导体,载流子浓度为 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$,在 800 nm 的飞秒脉冲照射下,穿透深度是 142 nm,电子迁移率和电子的多余能量分别是 $30000 \text{ cm}^2/(\mu\text{Vs})$ 和 1.18 eV. 我们所研究的 InN 样品是 Mg 部分掺杂的 InN,晶体取向是 (0001),厚度约 $2.3 \mu\text{m}$ ^[18],各样品参数如表 1 所示. 改变抽运光强,对这几种材料辐射 THz 波的时域谱进行了测量. 值得注意的是,和 InAs 相比,InN 薄膜的晶体质量相对很差,贯通位错密度在 $10^9\text{--}10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 量级,比 InAs 高出 5—6 个数量级.

表1 InN 样品参数表

样品	掺杂浓度/cm ⁻³	迁移率/cm ² ·V ⁻¹ s ⁻¹
E1017	3.00 × 10 ¹⁷	346
E791	1.04 × 10 ¹⁸	1438
E1001	1.94 × 10 ¹⁸	800

图2即为InAs和InN辐射出的THz信号时域谱的峰值随抽运光强的变化关系.从图中可以看出,这几种材料产生的THz信号的峰值均随抽运光强近似呈线性变化,并且抽运光强越强,产生的THz信号的峰值越大,我们给出了拟合后THz信号的峰值随抽运光强变化的经验公式如下:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{THz}}(\text{InAs}) &\propto 1.236 \times 10^{-9} P_{\text{pump}} + 2.786 \times 10^{-9}, \\
 E_{\text{THz}}(\text{InN} - \text{E1001}) &\propto 3.076 \times 10^{-10} P_{\text{pump}} + 9.041 \times 10^{-9}, \\
 E_{\text{THz}}(\text{InN} - \text{E1017}) &\propto 2.90 \times 10^{-10} P_{\text{pump}} - 1.70 \times 10^{-9}, \\
 E_{\text{THz}}(\text{InN} - \text{E791}) &\propto 2.292 \times 10^{-10} P_{\text{pump}} - 4.80 \times 10^{-9},
 \end{aligned}$$

式中 P_{pump} 的单位是mW.可以发现,随着样品生长条件的改变,经验公式也相应发生了变化.另外,我们可以从图中可以看出,在相同的抽运光强下,InAs比InN辐射出的THz信号更强,辐射效率更高,这个从我们拟合出的经验公式中也可以体现出来.很明显在经验公式中,InAs比InN的斜率更大,即辐射效率更高.对于InN来说,不同的掺杂浓度对其辐射效率的影响很大,E1001号样品和E791号样品的掺杂浓度都在10¹⁸量级,而E1017号样品的掺杂浓度在10¹⁷量级,研究发现,掺杂浓度在10¹⁸量级时,信号强度较大^[19].从图中可以看出,E1017号样品的辐射强度比E791号更大,效率更高,因此适当改变材料的生长条件,可以大大提高THz的辐射效率.

另外,为了研究谱宽和光强的关系,我们对所测得的时域谱做了傅里叶变化.图3和图4是对时域谱做了快速傅里叶变换得到的频域谱,可以看出,随着抽运光强的增大,辐射强度增加,频谱也变得 wider.

对于光谱的宽度,许多文献中都以信号的半极大值全宽或极大值的1/e来定义光谱的宽度,在这篇文章中,我们取信号的半极大值全宽来定义光谱的宽度.图5示出了这几种材料在不同抽运光强的

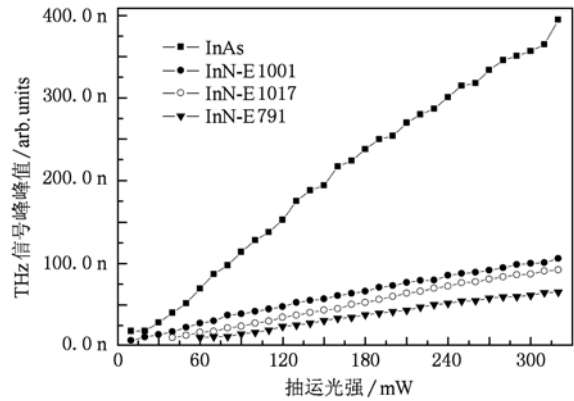


图2 从InAs和InN辐射THz信号的峰峰值随抽运光强的变化

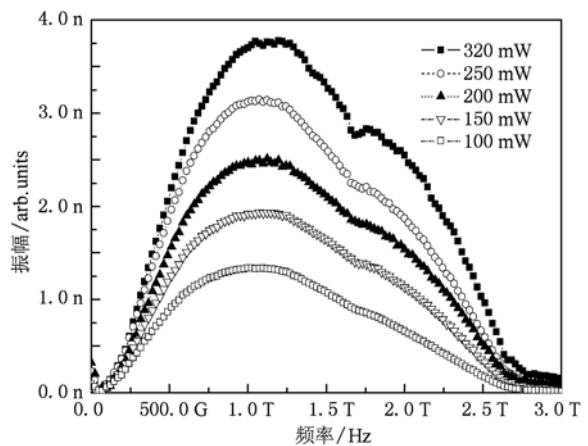


图3 从InAs辐射THz信号的频域谱

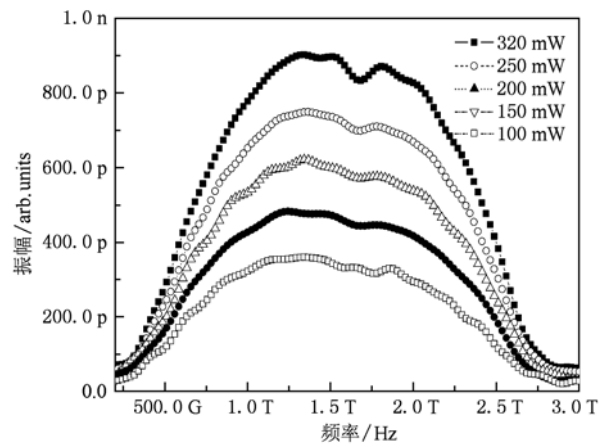


图4 从InN-E1001辐射THz信号的频域谱

激发下产生的THz信号的半极大值全宽值,从图中可以看出,InAs的半极大值全宽稳定在1.72 THz附近,E791号及E1001号InN的半极大值全宽稳定在1.80 THz附近,E1017号样品的半极大值稳定在

1.72 THz 附近,与 InAs 类似. 为此,我们定义稳定谱宽的 95% 作为谱宽的边界,经计算,InAs 和 E1017 号 InN 的谱宽边界是 1.634 THz, InAs 在功率为 110 mW 时即可达到这样的谱宽边界,而 E1017 号 InN 在 75 mW 时即可达到,比 InAs 显示出了更好的光谱特性. 另外, E791 号及 E1001 号 InN 的谱宽边界是 1.71 THz, E1001 号 InN 在功率为 35 mW 时即可达到这样的谱宽边界,而 E791 号需要 75 mW 才能达到.

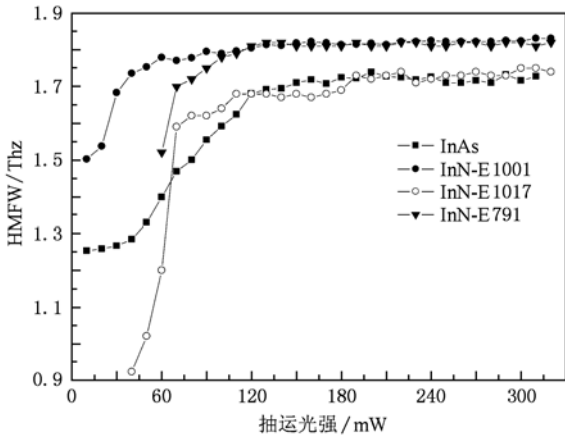


图5 InAs 和 InN 辐射 THz 信号的半极大全宽谱宽值比较

因此,我们发现,在相同的抽运功率下,InN 比 InAs 的发射光谱半极大全宽值更宽一些,并且先到达边界谱宽. 对这三种 InN 来说,不同的掺杂浓度对其谱宽有很大的影响, E1017 号 InN 掺杂浓度是 10^{17} 量级,其光谱宽度最窄,而 E791 号和 E1001 号 InN 的掺杂浓度都是 10^{18} 量级,其光谱宽度几乎相同,因此,通过改变掺杂浓度,可以大大提高样品的 THz 辐射效率及其光谱宽度. 当掺杂浓度达到一定量级时,光谱宽度也会趋于恒定.

4. 分析和讨论

从 InAs 和 InN 辐射 THz 波主要是由于 Dember 电场引起的,我们从半导体表面场辐射 THz 波的机理出发进行了分析. 飞秒脉冲照射在半导体 InAs 和 InN 晶体上,在被照射的表面附近将产生高浓度的电子-空穴对,因而沿光照方向将存在电子和空穴的浓度梯度,并导致相应的扩散. 由于电子和空穴的迁移率不同,样品光照面和背面间将存在异性电荷的积累,从而在样品中沿光照方向形成一个电场,即 Dember 电场^[20]. Dember 电场在穿透深度内产生

Dember 电压. 飞秒脉冲激发 InAs 和 InN 表面产生的光生载流子,在 Dember 电场的作用下加速运动,形成瞬态光电流,从而辐射出 THz 电磁波. 静态的 Dember 电压可以表示为^[21]

$$V_D = \frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln\left(1 + \frac{(b+1)\Delta n}{n_0 b + p_0}\right), \quad (1)$$

其中, $b = \mu_e/\mu_p$, μ_e 和 μ_p 分别是电子迁移率和空穴迁移率, n_0 和 p_0 分别是电子和空穴的初始浓度, T 是激发状态下电子和空穴的温度, Δn 是电子和空穴的浓度差,也可以叫做光生载流子的浓度. 另外, InAs 和 InN 均为窄带隙半导体,穿透深度 d 较小,因此产生的 Dember 电场 $E_D (= V_D/d)$ 也较大.

在图 2 中,这两种材料产生的 THz 信号的峰峰值均随抽运光强近似呈线性变化,对于这种现象,我们做了如下分析:

将(1)式看作 V_D 和 Δn 的关系式,为了方便计算,把(1)式作如下变换,令

$$V_D = a \ln(1 + m\Delta n), \quad (2)$$

其中, $a = \frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+1}$, $m = \frac{b+1}{n_0 b + p_0}$, 将(2)式用麦克劳林公式展开

$$\begin{aligned} V_D(\Delta n) &= V_D(0) + V_D'(0)\Delta n + \frac{V_D''(0)}{2!}\Delta n^2 \\ &+ \dots + \frac{V_D^{(n)}(0)}{n!}\Delta n^n \\ &= a \ln(1) + am\Delta n - \frac{m^2}{2}\Delta n^2 \\ &+ \dots + (-1)^{n+1} \frac{m^n}{n!}\Delta n^n \\ &= am\Delta n - \frac{m^2}{2}\Delta n^2 \\ &+ \dots + (-1)^{n+1} \frac{m^n}{n!}\Delta n^n, \end{aligned} \quad (3)$$

当 Δn 较小时,上式可以近似为 $V_D = am\Delta n$, 将 a 和 m 的值代入,得

$$\begin{aligned} V_D &= \frac{K_B T}{e} \frac{b-1}{b+1} \frac{b+1}{n_0 b + p_0} \Delta n \\ &= \frac{K_B T}{e} \frac{b-1}{n_0 b + p_0} \Delta n. \end{aligned} \quad (4)$$

从(4)式可以看出,当 Δn 较小时,丹伯尔电场与载流子浓度近似成正比.

另外,假设入射光在半导体表面的反射率为 R , 在半导体中,当入射光能量 $h\nu > E_g$ 时,光的强度随着透入深度的增加按指数规律衰减^[22], 即

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x) \\ = (1 - R) I_{\text{opt}} \exp(-\alpha x), \quad (5)$$

式中, I_{opt} 为入射光强度, x 是透入的深度. 则半导体表面处的光强为 $\frac{I(x) - I(x + \Delta x)}{\Delta x}$. 当 Δx 趋于 0 时, 上式可以写成

$$\frac{I(x) - I(x + \Delta x)}{\Delta x} = - \frac{dI(x)}{dx} \\ = (1 - R) I_{\text{opt}} \alpha \exp(-\alpha x) \\ = \alpha I(x). \quad (6)$$

半导体表面单位面积光强为 $\frac{\alpha I(x)}{A}$, 式中, A 为入射光横截面积. 单位面积上光子的数目, 也即载流子浓度为

$$\Delta n = \frac{\alpha I(x)}{h\nu A} = \frac{\alpha(1 - R) I_{\text{opt}} \exp(-\alpha x)}{h\nu A}, \quad (7)$$

其中 $h\nu$ 为光子能量. 从(7)式可以看出, 载流子的浓度与入射光强度成线性变化, 也即 $\Delta n \propto I$, 光强 I 越大, 载流子浓度 Δn 越大. 结合(4)式, 可知: 抽运光强 I 在低功率时与 V_D 成线性变化, I 越大, 产生的 Demer 电压就越大, 从而 Demer 电场越大, 辐射的 THz 信号就越强, 并在低功率时与入射光强成线性变化关系.

对于半导体而言, 发射谱的光谱宽度和禁带宽度有关. 在常温下, InAs 的带宽是 0.35 eV, InN 的带宽是 0.63 eV. InAs 导带子能谷与下一个谷的能量差是 0.73 eV, 而 InN 导带子能谷与下一个谷的能量差是 2.8 eV, 因此 InN 比 InAs 的电子峰值漂移速度大, 电子的弛豫时间相对较小, 到达下一个谷的

时间较短, 从而 InN 比 InAs 具有更宽的谱宽^[22]. 另外, 当激发光强达到一定强度后, 电子的数目不再随光强的增加而发生变化, 电子的弛豫时间趋于恒定, 这时, 谱宽就会达到一个恒定值, 也就是上面所提到的恒定谱宽. 可以预言, 当激发光强度达到一定值后, 其辐射强度会趋于饱和. 但是由于我们的激光器输出功率限制, 本实验中还没有观察到这种饱和效应. 与 InAs 相比, InN 薄膜的缺陷浓度很高, 直接生长的 InN 电子浓度一般在 $10^{17} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, 远大于本征 InAs 的电子浓度. 另外, 实验测得的 InN 迁移率比 InAs 要低将近 2 个数量级, 因此理论上 InN 的 THz 辐射效率要远远低于 InAs 的. 然而, 实验上发现二者相差不大, 说明如果可以大幅度提高 InN 的晶体质量, 其 THz 波辐射效率有可能超过 InAs, 因而具有很好的发展前景.

5. 结 论

本文从窄带隙半导体产生 THz 波的机理出发, 研究了两种窄带隙材料 (InAs 和 InN) 在不同抽运光强激发下产生 THz 辐射的特性. 实验结果表明: 在相同的抽运光强下, 就目前的样品而言, InAs 比 InN 产生 THz 信号的强度要大, 辐射效率更高. 但是, 随着抽运光强的增大, THz 频谱会变得更宽, 并且 InN 比 InAs 的频谱宽度增加更快, 而且实现稳定边界谱宽需要的抽运光强度更低, 这表明 InN 是很具发展潜力的 THz 辐射源之一.

- [1] Cao J C, Han Y J, Li H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2169 (in Chinese). [曹俊诚、韩英军、李 华 2010 物理学报 **59** 2169]
- [2] Li E B, Liu J S, Sun B, Yao J Q 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2846
- [3] Zhang C L, Zhang Y, Zhao G Z 2008 *Terahertz Sensing and Imaging*. (Beijing: National Defence Industry Press) p3 (in Chinese). [张存林、张 岩、赵国忠 2008 太赫兹感测与成像 (北京:国防工业出版社)第3页]
- [4] Yue W W, Wang W N, Zhao G Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3094 (in Chinese) [岳伟伟、王卫宁、赵国忠 2005 物理学报 **54** 3094]
- [5] Dragoman D, Dragoman M 2004 *Progress in Quantum Electronics* **28** 1
- [6] Jia W L, Shi W, Qu G H, Sun X F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5425 (in Chinese) [贾婉丽、施 卫、屈光辉、孙小芳 2008 物理学报 **57** 5425]
- [7] Ingrid Wilke, 2007 *Proc. of SPIE*, 67720N - 1
- [8] Zhao G Z, Zhang Z W, Cui W L 2005 *Chinese Journal of Semiconductors*, **26** z1 (in Chinese) [赵国忠、张振伟、崔伟利 2005 中国半导体学报 **26** z1]
- [9] Cimalla V, Pradarutti B 2007 *Phys. Stat. Sol. (b)* **244** 1829
- [10] Matthaus G, Cimalla V 2008 *Optics Communications* **281** 3776
- [11] Ahh H, Ku Y P, Wang Y C 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 132108
- [12] Chern G D, Readinger E E, Shen H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 141115
- [13] Liu K, Xu J, Yuan T, Zhang X C 2006 *Phys. Rev. B* **73** 155330
- [14] Ahn H, Ku Y P, Chuang C H, Pan C L 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 102103
- [15] Polyakov V M, Schwierz F 2007 *Semiconductor science and technology* **22** 1016

- [16] Sun H Q, Zhao G Z, Zhang C L, Yang G Z 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 790 (in Chinese) [孙红起、赵国忠、张存林、杨国桢 2008 物理学报 **57** 790]
- [17] Chen H, Wang L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4605 (in Chinese). [陈华、汪力 2009 物理学报 **58** 4605]
- [18] Wang X Q, Che S, Ishitani Y, Yoshikawa A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 242111
- [19] Wang X Q, Zhao G Z, Zhang Q 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 061907
- [20] Liu D F, Xu D 2006 *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **27** 9
- [21] Zhang X C, Hu B B, Darrow D, Auston D H 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1011
- [22] Ji Z G 2005 *Semiconductor Physics* (Hangzhou: Zhejiang University Press) p129 (in Chinese) [季振国 2005 半导体物理(杭州:浙江大学出版社)第129页]

Terahertz radiations from narrow band gap of semiconductor irradiated by femtosecond pulses with different pump intensities *

Wang Hai-Yan¹⁾ Zhao Guo-Zhong^{1)†} Wang Xin-Qiang²⁾

1) (Key laboratory of THz Optoelectronics of Ministry of Education, Departments of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China)

2) (State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Macroscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 6 April 2010; revised manuscript received 22 June 2010)

Abstract

The characteristics of terahertz (THz) radiations from the surfaces of two kinds of narrow-band semiconductors InN and InAs excited by femtosecond laser pulses with different pump powers (from 10 to 320mW) are investigated experimentally. The results show that InAs can irradiate a stronger THz signal than that of InN under the same pump power so its radiation efficiency is higher. However, the spectral widths of THz radiations from these semiconductor surfaces increase with the increase of pump power. When the intensity of pump laser is high enough, the spectral Half-Maximum-Full-Width (HMF_W) of THz radiation tends to be a constant. Compared with InAs, InN can reach this constant HMF_W THz spectrum at a lower pump power. This research is significant for investigating the THz radiation mechanism from semiconductor surfaces, and it is also a good reference for exploring a THz radiation source with low cost and high efficiency.

Keywords: InN, InAs, THz radiation, pump intensity

PACS: 32.70.-n, 32.70.Jz, 31.50.Df, 67.25.du

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50971094), the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 1092007).

† Corresponding author. E-mail: guozhong-zhao@mail.cnu.edu.cn