

GaAs 光电导天线辐射太赫兹波功率的计算*

贾婉丽 施 卫† 屈光辉 孙小芳

(西安理工大学理学院应用物理系, 西安 710048)

(2008 年 1 月 6 日收到, 2008 年 5 月 18 日收到修改稿)

在 Larmor 公式的基础上建立了适合计算光电导天线辐射太赫兹波功率的数学模型, 利用此数学模型通过蒙特卡罗方法分别计算了不同实验条件下 GaAs 光电导天线辐射太赫兹电磁波功率. 计算结果表明, 增加光电导天线的偏置电场或触发光能量, 都能够提高天线辐射太赫兹波功率, 大孔径光电导天线能够承载更多的光生载流子, 因而可以产生比小孔径光电导天线功率更高的太赫兹波.

关键词: 光电导天线, Larmor 公式, 太赫兹波功率

PACC: 0660J, 5235H, 4280W

1. 引 言

上世纪 80 年代, 随着超快激光脉冲技术的发展, 人们利用激光脉冲作用在直流偏置的光电导开关, 产生的电脉冲以偶极天线的形式向自由空间辐射, 并用另一偶极天线接收, 发现了光电导开关能够产生太赫兹 (THz) 频率的电磁波^[1,2]. 随后的研究发现, 太赫兹电磁波具有极为广泛的潜在应用价值, 这一技术领域已成为近年来科学研究的焦点. 光电导开关作为辐射天线能够产生超宽带太赫兹电磁波, 可以应用于雷达和微波通讯、生物成像等方面^[3,4]. 大孔径光电导天线^[5] (large aperture photoconductive antenna) 是高功率太赫兹波的有效产生源, 有非常广的应用背景, 特别是应用于太赫兹时域光谱技术^[6]. 然而大孔径光电导天线产生太赫兹波功率的提高却受天线饱和效应限制, 研究光电导天线辐射太赫兹波的功率及其相应的物理机理对进一步提高光电导天线太赫兹波辐射源功率有重要的指导意义. 本文利用蒙特卡罗方法^[7,8], 通过对 GaAs 光电导体内的光生载流子在偏置电场作用下的输运过程进行模拟, 计算了光生载流子在这一输运过程中辐射太赫兹波的功率.

2. 理论模型

在太赫兹电磁波的各种应用中, 人们最为关注的是太赫兹辐射源辐射太赫兹波的频带宽度和功率的大小, 因为不同频带的辐射源应用的范围不同, 但大多数应用范围都需要高功率的太赫兹源. 一个加速电子产生的太赫兹辐射功率 P 可由拉莫尔 (Larmor) 公式表示为^[9,10]

$$P = \frac{3e^2 a^2}{2c^3} \gamma^4, \quad (1)$$

其中, e 为电荷电量, a 为载流子加速度, c 为光速, γ 为载流子运动质量与静止质量之间的比率. 当高斯型的激光脉冲照射到一个直流偏置的光电导体, 其体内产生大量的光生电子-空穴对, 这些光生电子-空穴对在偏置电场作用下分离并加速向两电极方向运动, 某一时刻光电导天线辐射的太赫兹波功率是由全体加速载流子共同辐射形成的, 由于 GaAs 空穴的有效质量远大于电子的有效质量, 并且空穴的迁移率远小于电子的迁移率, 因而可以忽略空穴对光电导体辐射太赫兹波功率的贡献. 假设某一时刻全体载流子数 (电子) 为 $N(t)$, 因而总电荷量就为 $N(t)e$, 载流子的加速度应为某一时刻全体载流子平均加速度. 由于光电导体内的光生载流子漂移速度远远小于光速, 所以光电导体的 $\gamma = 1$. 为了加以区别, 光电导天线辐射的太赫兹波功率我们用

* 国家自然科学基金 (批准号: 30390160, 10376025 和 50477011); 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2007CB310406) 资助的课题.

† E-mail: swshi@mail.xaut.edu.cn

$P_{\text{Thz}}(t)$ 表示, 即

$$P_{\text{Thz}}(t) = \frac{3N^2(t)e^2 a(t)^2}{2c^3}, \quad (2)$$

其中, $a(t)$ 为全体载流子在 t 时刻的平均加速度. 按照加速度的定义 $a(t)$ 可以表示为

$$a(t) = \frac{d v(t)}{dt}, \quad (3)$$

$v(t)$ 为全体载流子在 t 时刻的平均速度. 全体载流子在某一时刻的平均速度由单个载流子速度的平均值统计得到, 即

$$v(t) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{v}_i, \quad (4)$$

n 表示被统计的载流子个数, \bar{v}_i 表示单个载流子在 t 时刻的平均速度, 可以表示为

$$\bar{v}_i = \frac{1}{t_{\text{total}}} \sum_{j=1}^m v_j t_j, \quad (5)$$

t_{total} 为模拟中所选定的一个时间步长, t_j 为一个时间步长内第 j 次飞行的时间, v_j 为第 j 次飞行的速度, 可由电子飞行前后能量的变化决定, 即

$$v_j = \frac{1}{\hbar} \nabla E(k), \quad (6)$$

而电子每次飞行前后能量的变化又是关于波矢 k 的函数.

(2) 式表明, 光电导天线辐射太赫兹波功率由加速载流子数目和全体载流子平均加速度决定, 因而触发光脉冲、偏置电场和电极间隙都有可能影响光电导天线辐射太赫兹波功率.

本文应用(2)和(3)式对小间隙(以 $30 \mu\text{m}$ 为例)和大间隙(以 0.5 mm 为例)的 GaAs 光电导天线在各种实验条件下辐射的太赫兹波功率进行模拟. 光生载流子在向电极两端运动过程中, 发生的主要散射机理包括电离杂质散射、吸收和发射光学声子散射, Γ, L, X 三个能谷之间的谷间吸收和发射声子散射, 吸收和发射声学波声子散射, 载流子与载流子之间的散射等等. 天线尺寸分别为 $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ 和 $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$, 相应的网格划分分别为 150×150 和 200×200 . 此模拟不考虑太赫兹波传播过程中功率损耗. 总的模拟时间为 5 ps , 电场调节时间为 50 fs .

3. 模拟结果与分析

3.1. 相同的触发光能, 不同的偏置电场太赫兹波功率的比较

图 1 太赫兹波功率输出曲线模拟条件为触发光

波长 800 nm , 单脉冲能量为 $2.5 \mu\text{J}$, 偏置电场分别为 2 kV/cm 和 10 kV/cm . 天线尺寸为 $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$, 网格划分为 200×200 . 图 1 实线为 10 kV/cm 偏置电场得到的功率曲线, 虚线为 2 kV/cm 偏置电场得到的功率曲线. 可以看出, 在相同的触发光脉冲能量下, 偏置电场高天线辐射的太赫兹波峰值功率就高. 在理想的情况下, $2.5 \mu\text{J}$ 的触发光能, 10 kV/cm 的偏置电场下, 0.5 mm 电极间隙的光电导 GaAs 天线能够输出 0.0955 W 的太赫兹波峰值功率, 2 kV/cm 的偏置电场下, 相同间隙的 GaAs 光电导天线输出的太赫兹波峰值功率约为 0.059 W . 偏置电场增高天线辐射太赫兹波峰值功率增大的原因在于: 从(2)式分析得到, 在光生载流子数相同的条件下, 天线的输出功率与载流子加速度的平方成正比. 在较高的偏置电场下, 天线体内的光生载流子能够获得较大的电场力, 相应的加速度就大, 因而天线能够辐射较高的太赫兹波输出功率.

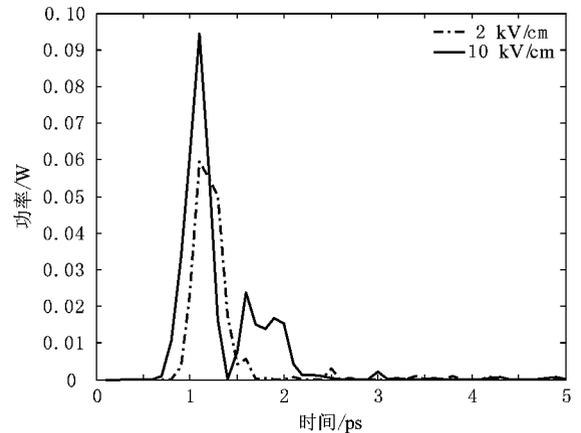


图 1 $2.5 \mu\text{J}$ 光脉冲触发光电导天线太赫兹波功率输出(实线为 10 kV/cm , 虚线为 2 kV/cm)

3.2. 相同的偏置电场, 不同的触发光能量太赫兹波功率的比较

图 2 曲线是模拟偏置电场为 10 kV/cm , 触发光脉冲能量分别为 $1 \mu\text{J}$ 和 $2.5 \mu\text{J}$, 0.5 mm 电极间隙的天线辐射的太赫兹波功率. 图 2 显示, 能量为 $2.5 \mu\text{J}$ 的触发光脉冲照射 10 kV/cm 偏置的光电导天线输出的太赫兹波峰值功率约为 0.0955 W , 而 $1 \mu\text{J}$ 触发光脉冲照射 10 kV/cm 偏置的天线输出峰值功率约为 0.0155 W . 假设 GaAs 光电导天线对光的吸收率都为 0.95 , 则 $2.5 \mu\text{J}$ 触发光能转换为光电导天线体内的光生载流子数约为 $1 \mu\text{J}$ 光能转换的载流子数的 2.5 倍. 按(2)式可以推得在偏置电场相同的情况

下 $2.5 \mu\text{J}$ 的触发光脉冲能量转换为太赫兹波峰值功率约为 $1 \mu\text{J}$ 光能转换为太赫兹波峰值功率的 6.25 倍. 但模拟结果显示 $2.5 \mu\text{J}$ 光脉冲能量转换为太赫兹波的峰值功率 0.0955 W , $1 \mu\text{J}$ 光能转换太赫兹波峰值功率为 0.0155 W , 即峰值功率 0.0955 W 约为 0.0155 W 的 6 倍. 说明在光能较高的情况下, 光电导天线辐射的太赫兹波不完全按载流子增长倍数的平方关系增长. 这是因为较高能量的光脉冲作用光电导体, 产生的光生电子-空穴对比低光能下的电子-空穴对数量多, 对于同间隙的光电导天线体内局部区域的光生载流子浓度也高. 由于光生电子-空穴对在外加偏置电场力的作用下分离, 形成与外加偏置电场反向的空间电荷电场, 对偏置电场起着削弱的作用(叫空间电荷电场屏蔽效应^[11,12]), 所以在相同的偏置电场下, 较高光能触发的天线体内光生载流子所受的电场力比低光能触发的天线体内光生载流子所受的电场力小, 相应全体载流子的平均加速度就小, 可见光电导天线辐射太赫兹波功率并不按载流子数目增长倍数增长.

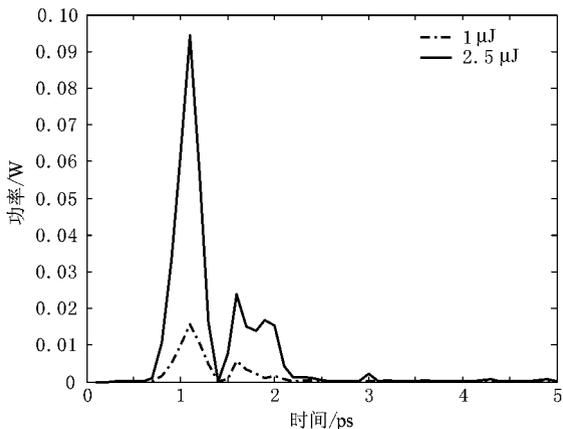


图 2 在 10 kV/cm 偏置电场作用下, 应用两种光能触发光电导天线输出的太赫兹波功率(实线为 $2.6 \mu\text{J}$, 虚线为 $1 \mu\text{J}$)

3.3. 辐射天线间隙与太赫兹波饱和现象

模拟电极间隙分别为 $30 \mu\text{m}$ 和 0.5 mm 两种天线, 在 2 kV/cm 直流偏置电场下, 入射光能分别为 $1.96 \times 10^{-8} \text{ J}$, $3.92 \times 10^{-8} \text{ J}$, $7.84 \times 10^{-8} \text{ J}$, $11.76 \times$

10^{-8} J , $15.68 \times 10^{-8} \text{ J}$, $1.96 \times 10^{-7} \text{ J}$, $3.92 \times 10^{-7} \text{ J}$, $7.84 \times 10^{-7} \text{ J}$, $11.76 \times 10^{-7} \text{ J}$, $15.68 \times 10^{-7} \text{ J}$ 和 $1.96 \times 10^{-6} \text{ J}$, 光斑以覆盖整个电极间隙方式触发天线, 两种天线辐射太赫兹波峰值功率如图 3. 显然, 间隙为 $30 \mu\text{m}$ 的天线随着触发光能的增加, 太赫兹波峰值功率趋近饱和. 这说明大间隙光电导天线能承载更多的光生载流子因而可以产生大功率的太赫兹波; 小间隙的光电导天线在相同光能触发下, 体内载流子浓度相对大, 空间电荷电场屏蔽较强, 所以由小间隙光电导天线辐射的太赫兹波峰值功率随光能增加趋于饱和, 太赫兹波峰值功率明显偏小.

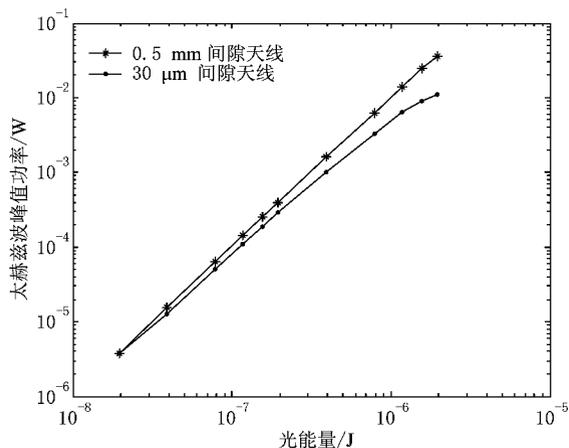


图 3 电极间隙分别为 0.5 mm 和 $30 \mu\text{m}$ 天线辐射太赫兹波峰值功率与触发光能关系

4. 结 论

通过对不同实验条件下, 不同孔径光电导天线辐射太赫兹波功率的计算, 得出以下结论: 相同的触发光能下, 较高的偏置电场作用于光电导天线, 天线体内的光生载流子由于受到较大的外加电场力作用, 将产生较高功率的太赫兹波; 相同的偏置电场下, 太赫兹波功率将随光能增加而增加, 但由于空间电荷电场屏蔽作用, 太赫兹波功率的增长并不按光生载流子数目增长的平方关系增长; 大孔径光电导天线能够承载更多的载流子, 因而可以产生比小孔径光电导天线功率更高的太赫兹波.

[1] Mourou G, Stancampiano C V, Blumenthal D 1981 *Appl. Phys. Lett.* **38** 470

[2] Mourou G, Stancampiano C V, Antonetti A, Orszag A 1981 *Appl. Phys. Lett.* **39** 295



- [3] Wang S H , Zhang C L , Zhang X C *et al* 2003 *Acta . Phys . Sin .* **52** 120 (in Chinese) 王少宏、张存林、张希成等 2003 *物理学报* **52** 120]
- [4] Hu B B , Nuss M C 1995 *Opt . Lett .* **20** 1716
- [5] Hattori T , Tukamoto K , Ookuma S *et al .* 2006 *Jpn . J . Appl . Phys .* **45** 1A22
- [6] Cho G C , Han P Y , Zhang X C 2000 *Opt . Lett .* **25** 1609
- [7] Lü J T , Cao J C 2006 *Appl . Phys . Lett .* **88** 061119
- [8] Cao J C , Lü J T 2006 *Chin . J . Semi .* **27** 304
- [9] Carr G L , C Martin M , McKinney W R , Jordan K 2002 *Phys . Med . Biol .* **47** 3761
- [10] George R N , Carr G L , Joseph F G I , Jordana K , Michael C M *et al* 2003 *Nucl . Instr . and Meth . A* **507** 537
- [11] Darrow J T , Zhang X C , Auston D H , Morse J D 1992 *IEEE J . Quantum Electron .* **28** 1607
- [12] Jia W L , Ji W L , Shi W 2007 *Acta Phys . Sin .* **56** 2042 (in Chinese) 贾婉丽、纪卫莉、施 卫 2007 *物理学报* **56** 2042]

The calculation of terahertz wave power radiated from GaAs photoconductive antenna^{*}

Jia Wan-Li Shi Wei[†] Qu Guang-Hui Sun Xiao-Fang

(Department of Physics , Xi 'an University of Technology , Xi 'an 710048 , China)

(Received 6 January 2008 ; revised manuscript received 18 May 2008)

Abstract

Based on the Larmor formula , a mathematic model is established to calculate the power of THz wave radiated form the photoconductive antenna . The power of THz waves radiated by GaAs photoconductive antenna under different experimental conditions was calculated by Monte Carlo simulations . The results show that the power of THz radiation can be improved by increasing the bias electric field or the energy of triggering light pulse , and large-aperture photoconductive antenna can emit THz wave with higher power compared with photoconductive antennas with small apertures because the former can carry more photo-generated carriers .

Keywords : photoconductive antenna , Larmor formula , terahertz wave power

PACC : 0660J , 5235H , 4280W

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos . 10390160 , 10376025 , 50477011) and the National Basic Research Program of China (Grant No . 2007CB310406) .

[†] E-mail : swshi @mail . xaut . edu . cn