

新型高效率微带型光导开关脉冲产生器 输出特性的研究*

石顺祥 鲍吉龙 王永昌 杨德顺 詹玉书

(西安电子科技大学应用物理系, 西安 710071)

赵 伟 杨鸿儒 杨斌洲 张小秋

(中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710068)

摘 要 介绍了一种新型的高效率微带型光导开关超短电脉冲产生器结构. 从理论上研究了这种产生器在高偏压工作的情况下, 超短光脉冲和光导开关参量对输出电脉冲特性的影响, 并给出了实验结果.

关键词 光导开关, 超短光脉冲, 超短电脉冲产生.

1 引 言

近些年来, 由于光导开关在许多技术领域内有重要的应用, 受到了人们的广泛重视^[1]. 但是, 至今报道的微带型光导开关电路基本上都是 1975 年 Auston 提出的结构^[2], 如图 1 所示. 这种电路结构的电压转换效率很低, 输出电脉冲峰值最多只能达到偏置电源电压的 50%. 所以提高电路的电压转换效率, 是光导开关应用中的重要研究课题. 1982 年 Chang 等人^[3]实验研究了具有光导开关的同轴线型 Blumlein 脉冲产生器, 指出在理想条件下, 这种电路的输出电脉冲幅值可以等于充电电压. 但是, 这种同轴线型器件的结构, 与目前在光导开关应用中经常采用的微带线形结构不匹配, 限制了它的应用和推广.

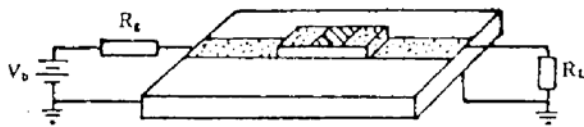


Fig. 1 General microstrip photoconductive switch

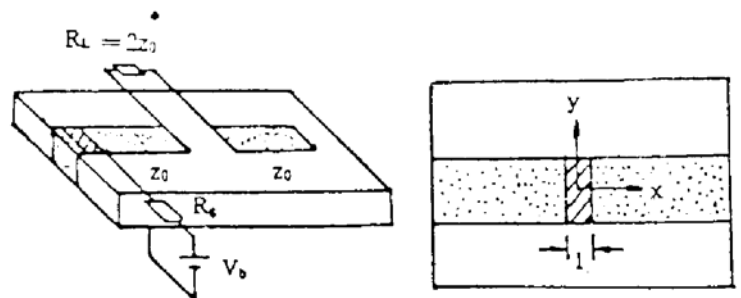


Fig. 2 High efficiency ultrashort pulse generator with microstrip photoconductive switch

收稿日期: 1993年2月15日

* 国家自然科学基金资助项目.

作者将 Blumlein 电路引入到微带线结构中, 研制了一种如图 2 所示的高效率微带型光导开关超短电脉冲产生器, 理论上, 它的最大电压转换效率为 100%. 有关这种脉冲产生电路特性的理论分析, 将在另一篇文章中专门讨论. 本文仅从光电子学观点, 在理论上讨论入射光脉冲和光导开关对该产生器的输出电压特性的影响, 通过数值计算给出一些对设计和应用该产生器有意义的结论, 并且给出一些实验结果.

2 理论分析

从图 2 所示的超短电脉冲产生器的输出电压瞬时变化规律为

$$V_{out}(t) = V_b \{z_0 g(t) / [1 + z_0 g(t)]\} \quad (1)$$

$V_{out}(t)$ 与光电导 $g(t)$ 的特性有直接关系. 因此, 研究输出电压的瞬时特性, 就必须研究光电导的变化特性. 由半导体光电子学理论可知, 光致电导的一般表示式可以近似地由光电导中电能损耗率导出^[4]:

$$g(t) V_g^2 = \int dx dy dz E \cdot J,$$

式中 V_g 为光导开关缝隙两端的电压, E 为缝隙中的电场强度, J 为缝隙中的电流密度. 根据欧姆定律 $J = \sigma E$, 及半导体材料的电导率 $\sigma = n e \mu_n + p e \mu_p$, 光电导的表示式为

$$g(t) = \frac{1}{V_g^2} \int dx dy dz (n e \mu_n + p e \mu_p) |E|^2 \quad (2)$$

式中 n 、 p 和 μ_n 、 μ_p 分别为光致电子、光致空穴的浓度和迁移率, e 为电子电荷. 所以, 只要知道光导开关缝隙中的光致电子、空穴浓度的变化规律, 就可以求出光电导 $g(t)$.

又根据半导体光电子学理论, 光致载流子浓度遵从下面的连续性方程^[5]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot S_n - \frac{n}{\tau_n} + f_n, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -\nabla \cdot S_p - \frac{p}{\tau_p} + f_p, \quad (3)$$

式中的 S_n 、 S_p 分别为光致电子流、光致空穴流, 其表示式为

$$S_n = -\mu_n n E - D_n \nabla n, \quad S_p = \mu_p p E - D_p \nabla p \quad (4)$$

等式右边第一项反映了电场的作用(漂移效应), 第二项反映了浓度梯度的贡献(扩散效应). 将(4)式代入(3)式, 连续性方程变换为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \mu_n \nabla \cdot (n E) + D_n \nabla \cdot (\nabla n) - \frac{n}{\tau_n} + f_n, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\mu_p \nabla \cdot (p E) + D_p \nabla \cdot (\nabla p) - \frac{p}{\tau_p} + f_p, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中 D_n 、 D_p 分别为光致电子、空穴的扩散系数; τ_n 、 τ_p 分别为光致电子、空穴的复合寿命. 假设半导体材料内没有陷阱杂质, 并且光导开关电极为欧姆接触, 可以认为 $\tau_n = \tau_p = \tau$; f_n 、 f_p 分别为电子、空穴浓度的产生率, 对于光致电子、空穴对, 有 $f_n = f_p = f$, 其表示式为^[4]

$$f = \frac{\alpha p(x, y, z, t)}{h\nu} = \frac{\alpha p_0(x, y, t)(1 - R)e^{-\alpha z}}{h\nu} \quad (6)$$

式中 α 为光沿 z 方向透射半导体材料的吸收系数, R 为光导开关缝隙表面的反射率, $h\nu$ 为入射光子能量, $p_0(x, y, t)$ 为入射光强度. 假设入射的超短光脉冲沿 x 方向高斯分布, 其表示式为

$$p_0(x, t) = \frac{I_0}{\sqrt{\pi T}} \exp \left\{ - \left[\left(\frac{t}{T} \right)^2 + \frac{2x^2}{w_0^2} \right] \right\} \quad (7)$$

参量 T 与光脉冲宽度 t_p 的关系为 $T = t_p/2 \sqrt{\ln 2}$. 高斯光束束腰 w_0 与光导开关的缝隙间隔 l 应满足最佳聚焦条件 $w_0 = 0.67l$. 实际上, 由于光束的高斯分布对光电导的影响较小^[4], 可以认为光导开关缝隙中的电场沿 x 方向均匀分布, 并且为 $E = V_g/l$. 在高偏压工作的情况下, 满足 $|\mu_n n E| \gg |D_n \nabla n|$ 时, 可以只考虑漂移效应的贡献, 忽略扩散效应的影响. 此时, 连续性方程可以简化为

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mu_n \frac{V_g}{l} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{n}{\tau} + f, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -\mu_p \frac{V_g}{l} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\tau} + f, \quad (8)$$

显然, 一旦激励光脉冲、光导开关结构确定, 就可以计算出光致电子、空穴的变化规律, 从而也就可以计算出光导开关超短电脉冲产生器的输出电脉冲瞬时特性.

作者在不同的激励光脉冲参量、不同的光导开关结构的条件下, 对上面的基本方程进行了数值计算, 得到了图 3~图 6 所示的输出电脉冲特性. 在计算中, 除了图中专门标志的数据以外, 所取的一般数据为: 激励光波长 $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$, 光脉冲能量 $W = 1 \text{ mJ}$, 光脉冲宽度 $t_p = 50 \text{ ps}$, 由 Cr:GaAs 制成的光导开关缝隙间隔 $l = 1 \text{ mm}$, 迁移率 $\mu_n = 0.4 \text{ m}^2/\text{SV}$, $\mu_p = 0.035 \text{ m}^2/\text{SV}$, 载流子寿命 $\tau = 100 \text{ ps}$, 偏置电压 $V_b = 100 \text{ V}$.

图 3(a) 示出了光脉冲宽度一定, 输出电脉冲随光脉冲能量的变化规律. 可以看出, 随着光脉冲能量的增加, 输出电脉冲的幅值逐渐增加, 当光脉冲能量增加到一定程度时, 输出电脉冲幅值趋于饱和, 而这种饱和现象由图 3(b) 所示的 $(V_{out})_{max} \sim W$ 关系曲线看得更加清楚.

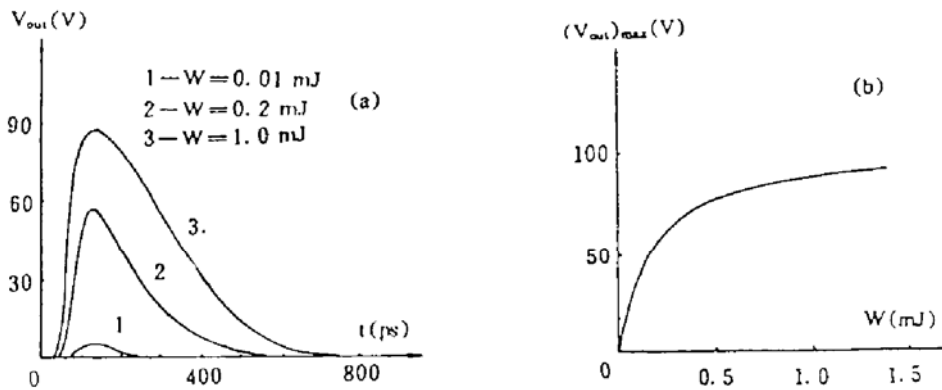


Fig. 3 The output electric pulse versus laser energy

实际上, 由(6)式可以看出, 在光脉冲宽度一定的情况下, 随着光脉冲能量的增加, 光致载流子浓度的产生率增加, 因而由(8)式和(2)式, 光电导也将增大. 而随着光电导的增大, 由(1)式可以看出, 将存在两种极端情况: 一种情况是当光脉冲能量较小, 光电导 $g(t)$ 较小, 且满足 $z_0 g(t) \ll 1$ 时, $V_{out}(t) = V_b z_0 g(t)$, 即输出电压随 $g(t)$ 成比例地增加, 这就是光导开关的小信号工作情况, 对应着图 3(b) 曲线中的起始上升部分; 另外一种情况是光脉冲能量较大, 光电导 $g(t)$ 较大, 且满足 $z_0 g(t) \gg 1$ 时, 输出电脉冲幅值等于偏置电源电压 V_b , 与 $g(t)$ 无关, 这就是光导开关的饱和工作情况, 对应着图 3(b) 曲线中的平坦部分. 进一步, 由图 3(a) 中的输出电脉冲波形还可以看出, 随着光脉冲能量的增大, 输出电脉冲的上升时间加快. 这是由于光致载流子浓度的产生率增大造成的.

图 4 中的波形说明了在给定光脉冲能量时, 改变光脉冲宽度所引起的输出电脉冲的变化规律. 由该图可以看出, 激励光脉冲的宽度越窄, 输出电脉冲的上升沿越陡. 这是因为在光脉冲能量不变的情况下, 光脉冲宽度窄, 相应的光功率就高, 因而由(6)式可知, 光致载流子

浓度的产生率就大, 光电导的上升速率、输出电脉冲的前沿上升速率就加快. 一般情况下, 若不计电路参量的影响, 输出电脉冲的上升时间主要由超短光脉冲宽度决定.

图 5 的输出电脉冲波形, 说明在激励光脉冲参量一定的情况下, 光导开关缝隙间隔 l 与输出电压的关系. 一般说来, 光导开关的缝隙间隔 l 由器件的耐压能力决定, 对高偏压工作情况, l 的大小直接影响输出电脉冲特性. l 增大, 将使输出电脉冲幅值下降. 这是由于随着 l 的增大, 开关缝隙中的电场减小, 载流子的漂移速度下降, 因而光电导减小、输出电压降低.

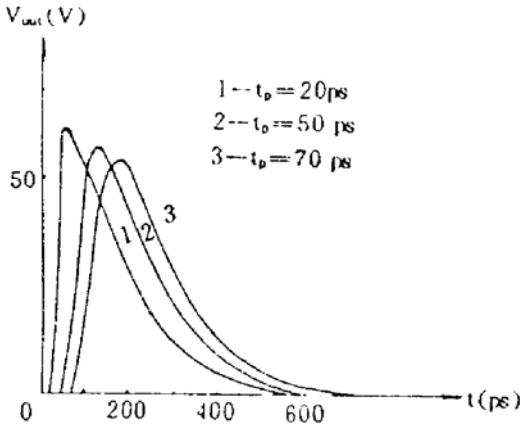


Fig. 4 The effect of the optical pulse width on the output electric pulse

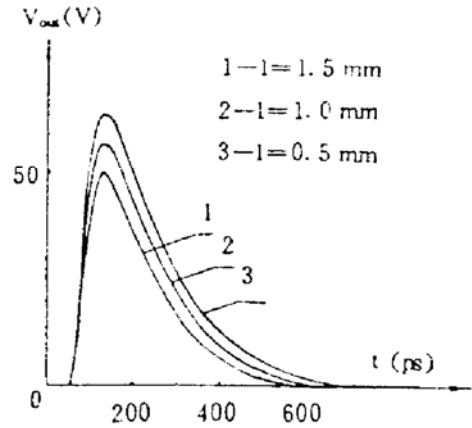


Fig. 5 The effect of the gap length on the output electric pulse

图 6 说明了半导体材料的载流子复合寿命对输出电脉冲的影响. 由不同载流子复合寿命的输出电脉冲波形的变化可以看出, 载流子的复合寿命主要影响输出电脉冲的下降沿, 寿命短, 则下降变快. 这种影响由方程(8)给出的载流子浓度变化关系式可以很清楚地看出.

从理论分析可以看出, 在高偏置电压工作的情况下, 为了提高输出电脉冲幅值和上升速率, 应使光导开关工作在饱和状态下, 激励光脉冲宽度应当尽量窄, 在保证耐压的前提下, 光导开关缝隙间隔应尽量窄一些. 为了减小输出电脉冲宽度, 半导体材料的载流子复合寿命应当小一些.

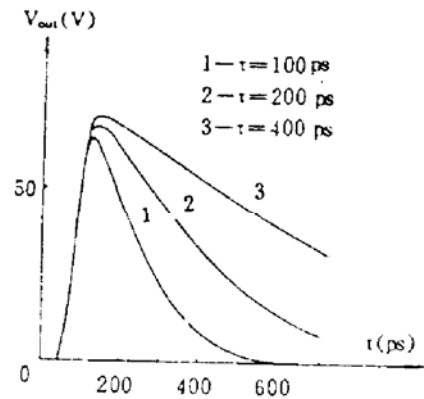


Fig. 6 The effect of carrier recombine lifetime for the output electric pulse

3 实 验

本文利用倍频的 CPM YAG 激光脉冲激励由 Cr : GaAs 材料制成的光导开关, 对图 2 所示的超短电脉冲产生器进行了初步的实验. 激励光脉冲序列的脉冲间隔为 10 ns, 脉冲宽度小于 50 ps, 光导开关的缝隙间隔 $l = 1$ mm, 偏置电源电压为 30 V.

1). 用能量为 0.6 mJ 的光脉冲序列照射光导开关, 利用 Tex. 7104 示波器拍摄了输出电脉冲的波形, 如图 7(a)所示. 为了进行比较, 并对图 1 所示的普通结构的脉冲产生器, 在同样的实验条件下, 拍摄了如图 7(b)所示的输出电脉冲波形. 通过测量, 普通电路的最大脉冲

峰值为 12.6 V, 即最大电压转换效率为 42%, 而本文提出的电路的最大脉冲峰值为 27 V, 最大电压转换效率达 90%, 完全证实了本文提出的超短电脉冲产生器的高效率特性.

2). 通过衰减的方法, 改变照射到光导开关上的光脉冲能量, 测得最大输出电脉冲幅值与输入能量的关系曲线, 如图 8 所示. 该曲线的变化趋势与图 3(b)所示的理论曲线大体相符. 当输入能量大于 0.4 mJ 时, 开始表现出饱和特性.

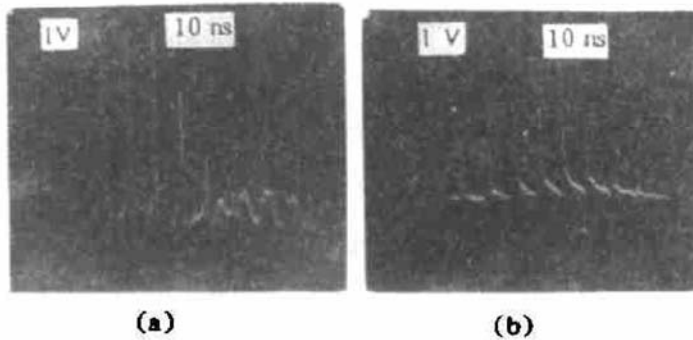


Fig. 7 The photograph of the output electric pulse waveforms

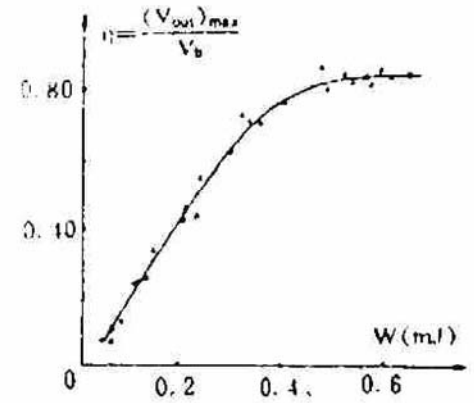


Fig. 8 Switch voltage efficiency versus incident energy

参 考 文 献

- [1] *Proc. SPIE*, 1990, 1378, *Proc. SPIE*, 1992, 1632
- [2] D. H. Auston, Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 1975, 28(3): 101~103
- [3] C. S. Chang *et al.*, Ultrafast optoelectronic switching in Blumlein pulse generator. *Appl. Phys. Lett.*, 1982, 41(5): 392~394
- [4] D. H. Auston, *Picosecond Optoelectronic Devices*, edited by C. H. Lee, 1984, 73, Academic press, chapter 4
- [5] 刘恩科, 朱秉升, 半导体物理学, 第五章, 上海科学技术出版社, 1984

A Research of Temporal Behaviour for a New High-Efficiency Photoconductive Switch Pulse Generator

Shi Shunxiang Bao Jilong Wang Yongchang Yang Deshun Zhan Yushu

(Department of Applied Physics, Xidian University, Xian 710071)

Zhao Wei Yang Hongru Yang Bingzhou Zhang Xiaoqin

(Xian Institute of Optics and Precision Mechanics, Xian 710068)

(Received 15 February 1993)

Abstract A new high-efficiency microstrip photoconductive switch ultrashort electric pulse generator is presented in this paper. In the case of high voltage operation, the effect of photoconductive switch and ultrashort optical pulse upon output electric pulse of the generator is studied in theory. And the experimental results are given.

Key words photoconductive switch, ultrashort optical pulse, ultrashort electric pulse generation.