

文章编号: 0253-2239(2001)11-1372-05

高压 GaAs 光导开关的锁定及延迟效应机理分析*

龚仁喜^{1), 2)} 张义门¹⁾ 石顺祥¹⁾ 张同意¹⁾

1), 西安电子科技大学微电子所, 西安 710071
2), 广西大学电气工程学院, 南宁 530004

摘要: 利用二维器件模拟程序 MEDICI 对 GaAs 光导开关(PCSS's)的动态非线性特性,特别是高场下呈现出锁定及延迟效应的工作机制进行了仿真研究。仿真结果表明深能级陷阱能显著影响开关中的电场、载流子、电流密度等分布,引起电流的延迟,使开关中某些区域的电场动态增强,并足以达到雪崩的强度,从而引起载流子雪崩倍增,并在外电路的作用下,使开关进入锁定状态。仿真结果与实验现象基本相符,由此得出结论:高压 GaAs 光导开关实验中所观察到的锁定及延迟等现象均与开关材料中故意或非故意引入的深能级陷阱密切相关。

关键词: 光导开关; 深能级陷阱; 机理分析; 锁定; 延迟

中图分类号: O472+.8 文献标识码: A

1 引 言

光导开关是一种新型的半导体光电器件,具有优良的光学和电学特性,已被广泛地应用于超宽带冲击雷达、超快大功率脉冲源、超高功率微波等领域^[1]中,并呈现迅速拓展的趋势。近年来,发现用某些半导体材料(如 GaAs 和 InP)制作的这种开关在不同的工作条件下,可呈现两种截然不同的特性:线性特性和非线性特性(也称线性工作模式和非线性工作模式^[2])。线性模式的工作机理已为人们所认识。非线性模式的机理较为复杂,虽已进行过大量研究,并提出过多种理论^[3~5],但迄今尚不能比较全面地解释实验中所观察到的各种现象。其呈现的主要特性可归纳为^[2]: 1) 高场特性; 2) 锁定特性; 3) 延迟特性; 4) 小光能触发特性; 5) 高增益特性。近来我们对这种特性进行了深入地研究,发现它与偏置条件、入射光强、材料中所含的深能级陷阱等诸多因素有关,比较好地解释了这些特性的物理机理。

2 实 验

按图 1 所示的实验装置对 GaAs 光导开关进行非线性特性的实验研究。开关的结构如图 2 所示。

实验器件用电阻率大于 $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ 的 EL₂ 补偿高阻砷化镓 GaAs(EL₂: GaAs)材料制作,它非故意

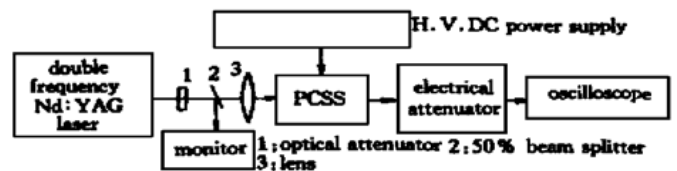


Fig. 1 Experimental block diagram of nonlinear characteristics of PCSS's. 1: optical attenuator; 2: 50% beam splitter; 3: lens

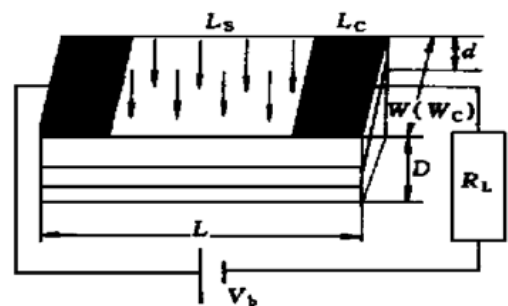


Fig. 2 Schematic diagram of PCSS's

掺杂,具有天生的 EL₂ 缺陷,其浓度一般为 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \sim 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ^[6]。EL₂ 缺陷在 GaAs 带隙中引入能级,能级的位置位于 $E_c - 0.688 \text{ eV}$ 处 (E_c 为导带底的能量),室温时对电子和空穴的俘获截面分别为^[7] $\sigma_n = 4.68 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\sigma_p = 2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 。开关电极间的缝隙宽度为 1 mm,实验中采用了绝缘透明胶以提高器件耐压能力。开关外加的偏置电压为 2 kV ~ 8 kV,激励光源为对撞锁模 Nd: YAG 倍频激光器,其输出能量和脉宽均可调节,光脉冲经过 50% 分束镜后,一束光通过长焦距透镜照射到开关上,另一束通过 R_f720 型能量计进行监

* 国家自然科学基金(69781002)资助课题。

收稿日期: 2000-04-17; 收到修改稿日期: 2000-11-03

测。光导开关的输出电脉冲经 40 dB 宽带(0~ 10 GHz)衰减器衰减后用 Tektronix. 7934 示波器显示。调节光脉冲的宽度到 40 ps, 获得的 GaAs 光导开关在不同偏置电压 V_b 和入射光能 E_i 条件下的部分实验输出电流波形如图 3 所示。其响应有如下的规律:

1) 光导开关首先对光脉冲有一个快速的响应

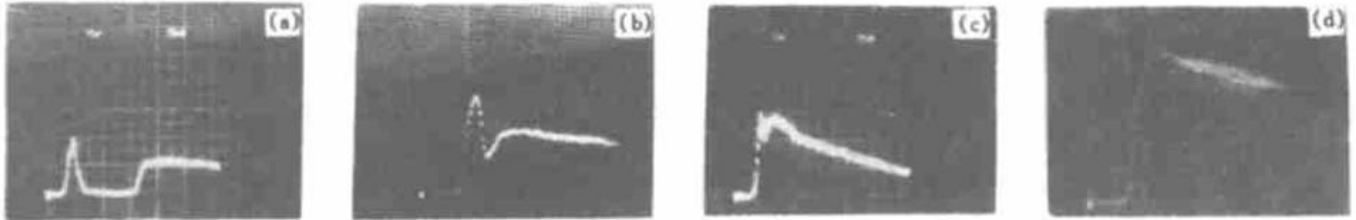


Fig. 3 Output current waveforms of high-voltage PCSS's. (a) $V_b = 2400$ V, $E_i = 10.5$ μ J; (b) $V_b = 2400$ V, $E_i = 63.1$ μ J; (c) $V_b = 3600$ V, $E_i = 10.5$ μ J; (d) $V_b = 3600$ V, $E_i = 100.5$ μ J. Horizontal division: 20 ns/div, Vertical division: 8 A/div

实验观察到的快速输出脉冲是由半导体对光的快速响应特性决定的。半导体对光的响应是极其迅速的,几乎是光脉冲作用到开关上的同时,就在开关体内产生了电子-空穴对。由于有外加电场,这些电子和空穴将分别朝阳极和阴极漂移,在漂移过程中有一部分电子和空穴相遇复合而消失,同时还有一部分电子被 EL₂ 陷阱所俘获,但是在光脉冲“熄灭”之前,产生率总是大于复合率,因此光电流是在逐渐增大的。当光脉冲“熄灭”后,电子空穴对的产生率变为零,复合率大于产生率,光生载流子将逐渐减少,光电流也逐渐下降,这个过程与线性工作模式的情况基本上是相同的。值得注意的是这里所指的“复合”包括光生载流子相互之间的多种复合(如辐射复合、肖克莱-里德-霍尔复合等)和光生载流子被 EL₂ 陷阱的“俘获”过程。EL₂ 不仅充当了陷阱,同时也起复合中心的作用,但由于电子的俘获截面要比空穴的大得多,因此主要起电子陷阱的作用。由于其密度较高,大部分电子将被其俘获。但是陷阱的俘获作用是一个渐进过程,电子浓度、空穴浓度及陷阱能级上电子的浓度都在随时间变化着。同时开关的结构和体内缺陷,决定了开关中的电场分布不可能是完全均匀的。因此,载流子在不同区域的运动速度也不可能完全相同。GaAs 的电子漂移具有负微分迁移率的速度-电场关系,当电场大于耿氏阈值场(3.6 kV/cm 左右)时,场强越强,电子的漂移速度反而越低。这样便造成了某些区域电子的积累和空间分布的变化,而电子分布的变化反过来又会影响电场、电位等的分布,导致电场、电位等在空间分布上的变化。变化的结果使某些区域的电场逐渐增

过程,经一段时间延迟,电流逐进增大到某一个值后,就基本稳定了下来(即出现了“锁定”);

2) 在外加电压相同的条件下,入射光能越大,电流上升越快,到达稳定值的时间越短,即延迟时间越短,当光能较大时,甚至看不到延迟;

3) 在入射光能相同的条件下,外加电压越高,电流上升越快,延迟时间也越短。

强,与此同时,随着电场的增强,陷落在 EL₂ 上的电子也逐渐被激发出来,并参与传导,当电场最终达到 GaAs 材料的雪崩临界电场时,这些电子获得足够大的能量,与晶格原子发生强烈地碰撞,导致大量的晶格原子电离,引起载流子雪崩倍增,电流迅速增大。但电流不能无限增大,这是因为一方面电流受到外电路负载电阻的限制,另一方面受电源所能提供的能量的限制。所以,当电流增大到一定值后,便基本稳定了下来,这就是实验观察到的“锁定”情形。

3 模型方程

所采用的模型方程包括载流子连续性方程、电流密度方程、泊松方程^[8]和陷阱动力学方程。

1) 载流子连续性方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_{opt} + G_{imp} - R_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_{opt} + G_{imp} - R_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_p. \quad (2)$$

2) 电流密度方程

$$\mathbf{J}_n = q\mu_n n \mathbf{E} + qD_n \nabla n, \quad (3)$$

$$\mathbf{J}_p = q\mu_p p \mathbf{E} - qD_p \nabla p, \quad (4)$$

$$\mathbf{J}_T = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0} + (v_{sn}/|\mathbf{E}|)(|\mathbf{E}|/E_{cr})^4}{1 + (|\mathbf{E}|/E_{cr})^4}$$

$$\mu_p = \frac{\mu_{p0}}{1 + \mu_{p0}|\mathbf{E}|/v_{sp}}$$

$$\mu_{n0} = 8500 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}, \mu_{p0} = 400 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}, v_{sn} = 6.5 \times 10^6 \text{ cm/s}, v_{sp} = 7.7 \times 10^6 \text{ cm/s}, E_{cr} = 4000 \text{ V/cm}^{[9]}.$$

3) 泊松方程

$$\nabla^2 \phi = - (q/\epsilon)(p - n + N_T^+). \quad (6)$$

4) 陷阱动力学方程

$$\partial N_T^+ / (\partial t) = r_p - r_n, \quad (7)$$

$$r_p = C_p(N_T - N_T^+)p -$$

$$C_p N_v N_T^+ g \exp\left[\frac{E_v - E_T}{kT}\right],$$

$$r_n = C_n N_T^+ n -$$

$$C_n N_c(N_T - N_T^+) g^{-1} \exp\left[\frac{E_T - E_c}{kT}\right].$$

5) 载流子的产生

$$G_{opt} = (1 - R)\Phi F(t)\alpha \exp(-\alpha y), \quad (8)$$

$$G_{imp} = (\alpha_n |J_n| + \alpha_p |J_p|)/q, \quad (9)$$

$$\alpha_n = \alpha_p = 3.34 \times 10^5 \exp\left[-\left|\frac{6.83 \times 10^5}{|E|}\right|^2\right],$$

$$F(t) = U(t - T_0) - U(t - T_0 - T_w).$$

6) 载流子的复合

$$R_n = R_{opt} + R_{srh} + r_n, \quad (10)$$

$$R_p = R_{opt} + R_{srh} + r_p. \quad (11)$$

7) 外电路约束方程

$$V_{sw} = V_b - |J_T|AR_L. \quad (12)$$

以上各式中, J_n 、 J_p 、 J_T 为电子电流、空穴电流和总电流密度矢量; R_n 、 R_p 为电子和空穴复合率; G_{opt} 、 G_{imp} 为光产生率和碰撞电离产生率; E 为电场矢量; ϕ 为电位; R_{opt} 为直接复合率; R_{srh} 为肖克莱-里德-霍尔复合率; r_n 、 r_p 为 EL₂ 的电子、空穴俘获率; V_{sw} 为开关两端的电压; A 为电极面积; μ_n 、 μ_p 为电子和空穴迁移率^[9]; μ_{n0} 、 μ_{p0} 分别为电子和空穴的低场迁移率; v_{sn} 、 v_{sp} 分别为电子和空穴的饱和漂移速度; E_{cr} 为耿氏阈值电场; D_n 、 D_p 为电子和空穴扩散系数; μ_n 、 μ_p 和 D_n 、 D_p 之间满足爱因斯坦关系式; α_n 、 α_p 为电子、空穴碰撞电离率^[10]; R 为反射系数; $F(t)$ 为时间函数; $U(t)$ 为单位阶跃函数; T_0 为光脉冲作用的起始时间; T_w 为光脉冲的宽度; N_T^+ 为离化深施主浓度; N_T 为深能级陷阱浓度; ϕ 光子通量; α 吸收系数; N_c 、 N_v 为导带、价带有效态密度; E_c 、 E_v 为导带底、价带顶能量; E_T 为深陷阱能级; g 为深陷阱简并度因子(取 $g = 2$); q 为电子电荷; k 为玻尔兹曼常数; T 为绝对温度; ϵ 为 GaAs 介电常数, $\epsilon = 13.1\epsilon_0$, ϵ_0 为真空介电常数; C_n 、 C_p 为 EL₂ 的电子、空穴俘获系数; $C_p = \sigma_p V_{th}$, $C_n = \sigma_n V_{th}$, $R_{opt} = B(pn - n_i^2)$, σ_n 、 σ_p 为 EL₂ 的电子、空穴俘获截面; V_{th} 为电子热运动速度; B 为直接复合系数, $B =$

$7.2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3$; n_i 为本征载流子浓度。

4 模拟结果及分析

根据所给的模型方程,借助于二维器件模拟器 MEDICI 对光导开关进行了模拟。模拟过程中所使用的结构参数包括:器件总长度 $L = 150 \mu\text{m}$,总宽度 $W = 1 \text{ mm}$,总厚度 $D = 15 \mu\text{m}$,电极长度 $L_c = 15 \mu\text{m}$,电极宽度 $W_c = W = 1 \text{ mm}$,光作用区长度 $L_s = 120 \mu\text{m}$ (见图 2),物理参数包括:光脉冲的波长 $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$,光子通量 $\phi = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,偏置电压 $V_b = 1300 \text{ V}$,EL₂ 深能级陷阱浓度 $N_T = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \sim 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$,负载电阻 $R_L = 50 \Omega$,光脉冲作用的起始时间 $T_0 = 1 \text{ ns}$,光脉冲的宽为 $T_w = 40 \text{ ps}$ 。设光脉冲均匀地照射在开关缝隙上。

1) 光导开关输出电流随时间的变化关系

图 4 和图 5 分别是含有不同密度的 EL₂ 和不含 EL₂ 深能级陷阱的 GaAs 光导开关输出电流随时间变化的模拟结果。

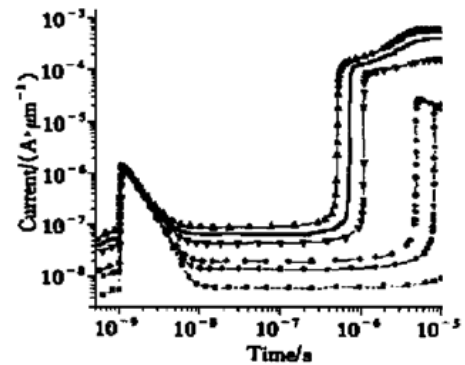


Fig. 4 Calculated output current vs. time with different trap concentrations. $V_b = 1300 \text{ V}$, $\phi = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

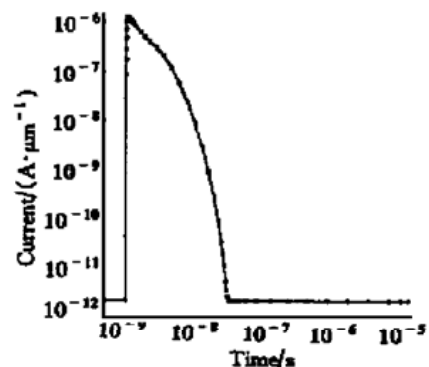


Fig. 5 Calculated output current vs. time with no trap

从图中可看出,当器件中不含 EL₂ 陷阱或密度较低(如低于 $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)时,工作于线性模式。但当其密度较高(如高于 $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)时,器件的输出呈现出线性脉冲-延迟-雪崩-“锁定”的传导特性。这与实验中观察到的现象基本相符。还可看出:陷阱密度越高,延迟时间越短,“锁定”电流越大。

这是因为陷阱密度越高,对电场分布的影响越显著,从陷阱上热激发出的可供传导并参与倍增的载流子越多,从而到达雪崩的时间越短。因此,实验和模拟结果中观察到的电流迅速上升过程实际上是雪崩过程,而到雪崩所需的时间(延迟时间)正是电场分布的调整和载流子的重新分布和积累时间,“锁定”必须满足一定的陷阱密度阈值。在模拟中,均取 $V_b = 1300 \text{ V}$, $\phi = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

2) 不同时刻开关的电场分布

图 6 是 EL_2 密度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时 GaAs 光导开关中不同时刻(稳态、光脉冲结束时、雪崩时及锁定后)的电场分布。由图可看见,光照前(稳态)和光脉冲结束($t = 1.06 \text{ ns}$)时的电场分布基本相同(两分布线基本上重叠)。但光脉冲熄灭后,器件内电场的分布随时间变化较大,阳极的电场逐渐增强,而阴极的电场则逐渐减弱,缝隙中的电场也变得很不均匀。这是因为陷阱的填充是一个渐进过程,电场分布的变化也是一个渐进过程。在光脉冲的作用期间,产生率远大于陷阱的俘获率,载流子的产生和消失基本上是成对的,陷阱的作用并不显著。但光脉冲过后,光产生率变为零,由于陷阱的存在,载流子变化的速率出现了较大的差异,导致了电场分布的较大变化,且随着陷阱逐渐地被填充,其变化也将越来越显著。由于开关两电极处的初始电场比其它区域大,可以想象这些区域的电场变化更大。原因是在这些区域电子的运动速度相对来说要慢一些,而空穴的运动速度则要快一些(尽管差别可能不是很大)。而阳极是电子的收集极,阴极的电子将朝阳极方向运动,从而形成电子在阳极的逐渐积累,在阴极的逐渐减少,引起阳极电场逐渐增强,阴极电场逐渐减弱。从图中可看到开关阳极附近的电场可高达 550 kV/cm ,远大于雪崩的临界电场(约 350 kV/cm)。因而将在此处发生强烈的雪崩碰撞电离,使电流迅速增大,看到如图 4 所示的电流迅速上升过程。

3) 不同时刻开关的总电流密度分布

图 7 是 EL_2 密度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时 GaAs 光导开关在不同时刻的总电流密度分布情况。可以看出,“锁定”后的电流密度比光生电流密度大得多。表明碰撞电离作用是非常强烈的。

4) 不同时刻开关的电子浓度分布

图 8 是 EL_2 密度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时 GaAs 光导开关中不同时刻的电子浓度分布情况。可以看出,

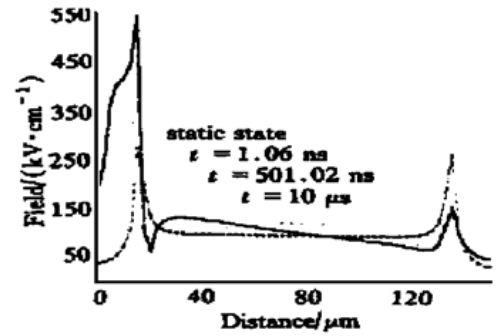


Fig. 6 x -direction field profiles at different time
 $N_T = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

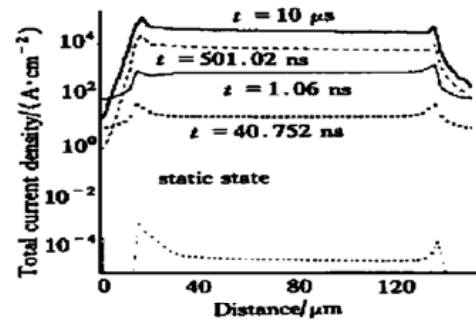


Fig. 7 x -direction total current density profiles
at different time. $N_T = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

光脉冲过后,电子密度先是随时间减小,经过一定的时间后,电子密度又重新变大。并且阳极附近的电子密度最高,这是因为此处的电场最强,碰撞电离作用最强,同时也由于阳极有收集来自阴极方向的电子的作用,造成一定电子的积累。

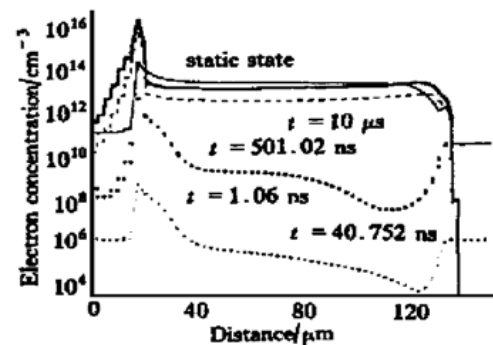


Fig. 8 x -direction electron concentration profiles
at different time. $N_T = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

5) 不同时刻开关的空穴密度分布

图 9 是 EL_2 密度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时 GaAs 光导开关中不同时刻的空穴密度分布情况。可以看出,与电子密度的分布相比,空穴密度的分布要稍均匀些。原因是在阳极附近空穴的运动速度较高(空穴的运动没有负微分迁移率的速-场关系),由雪崩碰撞电离产生的空穴迅速离开阳极向阴极运动,空穴不能在阳极积累的缘故。

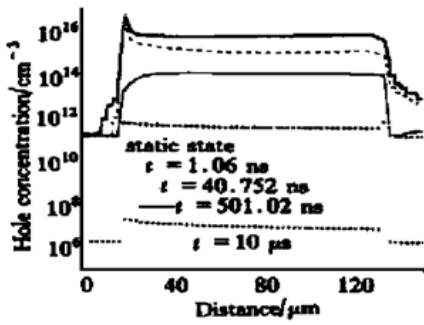


Fig. 9 x -direction hole concentration profiles at different time. $N_T = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

结论 通过对高压 GaAs 光导开关非线性特性的理论和实验研究, 得出如下的结论: 开关中的深能级陷阱在锁定及延迟中起了极其重要的作用。其主要的的作用机制是: 通过动态地改变(或调整)开关中的电场、载流子、电流密度等分布, 使开关中某些区域的电场逐渐增强到雪崩临界电场以上, 引发载流子雪崩倍增。倍增过程受外电路负载电阻和电源限制, 而使电流趋于基本稳定, 开关进入所谓的“锁定”状态。由于深能级陷阱的动态调节能力毕竟有限, 因此还必须依赖其他的工作条件, 其中最重要的就是外加偏置电场和触发光能, 它们也必须满足一定的阈值条件。深能级的动态调节能力与其所处的能级状况(即能级的位置, 俘获和发射电子空穴的能力)及密度有关, 对于特定的陷阱能级(如 EL_2), 由于能级的状况基本确定, 所以其调节能力只取决于其密度, 这就是它的密度阈值。而电流的延迟, 则是电场分布、载流子动态调节和积累过程, 动态调节的快慢

就决定了延迟时间的长短。陷阱密度越高, 电场分布的变化越快, 雪崩到来时间越短, 延迟也越短。

参 考 文 献

- [1] 黄裕年. 用光导半导体开关产生高功率微波. 半导体光电, 1998, **19**(2): 101~106
- [2] Loubriel G M, Zutavern F J, Mar A *et al.*. Physics and applications of the lock-on effect. *Proc. of 18th IEEE Power Modulator Symposium*, Hilton Head, SC, 1988. 312~317
- [3] Hudgins J L, Bailey D W, Dougal R A *et al.*. Streamer model for ionization growth in a photoconductive power switch. *IEEE Trans. Power Electronics*, 1995, **10**(5): 615~620
- [4] 施卫, 梁振宪, 冯军. Monte Carlo 方法在高倍增 GaAs 光电导开关模拟中的应用. 西安交通大学学报, 1998, **32**(4): 1~3
- [5] Zhao H, Hur J H, Gunderson M A. Avalanche injection model for the lock-on in III-V power photoconductive switches. *J. Appl. Phys.*, 1993, **73**(5): 1807~1812
- [6] Eizenberg M, Hovel H J. Space-charge-limited current measurements in semi-insulating GaAs. *J. Appl. Phys.*, 1991, **69**(4): 2256~2263
- [7] Horio K, Satoh K. Two-dimensional analysis of substrate-related kink phenomena in GaAs MESFET's. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1994, **41**(12): 2256~2261
- [8] Sze S M. *Physics of Semiconductor Devices*. New York: Wiley Press, 1981. 50~51
- [9] Horio K, Asada K, Yanai H. Two-dimensional simulation of GaAs MESFET with deep acceptors in semi-insulating substrate. *Solid State Electron.*, 1991, **34**(4): 335~343
- [10] Rambo P W, Lawson W S. Self-consistent, 2D simulations of filament propagation in photoconducting switches. *Proc. SPIE*, 1994, **2343**: 82~91

Analysis of Lock-On and Time Delay in High-Voltage GaAs PCSS's

Gong Renxi^{1),2)} Zhang Yimen¹⁾ Shi Shunxiang¹⁾ Zhang Tongyi¹⁾

[1) Microelectronic Institute, Xidian University, Xi'an 710071

[2), Electrical Engineering School, Guangxi University, Nanning 530004

(Received 17 April 2000; revised 3 November 2000)

Abstract: A simulation of dynamic nonlinear characteristics of high-voltage optically controlled photoconductive semiconductor switches (PCSS's) is performed with 2-D simulator MEDICI, and the emphasis is put on the mechanism of lock-on and time delay under high electric field condition. It is found that the deep energy levels play an important role in lock-on and time delay. They can dynamically change the distribution of electric field, carriers and current densities in PCSS's, cause output current to delay and also strengthen the local electric field enough to cause avalanche. The simulated results agree with experimental results. It is concluded that the observed nonlinear characteristics are closely related to the introduced deep energy levels in PCSS's.

Key words: PCSS's; trap of deep energy levels; analysis of mechanism; lock-on; time delay