

光照下高电子迁移率晶体管特性分析*

吕永良 周世平

(上海大学物理系, 上海 201800)

徐得名

(上海大学通信工程系, 上海 201800)

(1999 年 10 月 3 日收到; 1999 年 11 月 12 日收到修改稿)

以光照下耗尽型 AlGaAs/GaAs 高电子迁移率晶体管为例, 考虑了光生载流子对半导体内电荷密度的影响和光压效应, 采用器件的电荷控制模型, 分析了光照对器件夹断电压、二维电子气浓度、 $I-V$ 特性以及跨导的影响. 与无光照的情况相比较, 夹断电压变小, 二维电子气浓度增大, 从而提高了器件的电流增益, 增大了跨导.

关键词: 高电子迁移率晶体管, 光压, 电荷控制模型, 二维电子气

PACC: 7865K, 7240, 7340L

1 引 言

高电子迁移率晶体管 (HEMT) 或调制掺杂场效应管 (MODFET) 是一种非常重要的微波器件, 它们具有速度快、噪音低等特性, 研究表明, 在液氮温度下器件本征响应时间在皮秒级, 这与液氮温度下的约瑟夫森结相当. 而且在数十吉赫兹的高频下还能获得非常好的低噪音特性. 同时, 这类晶体管一般采用 III-V 族化合物 (如 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$) 异质结构, 可方便地应用于单片集成电路 (MMICs) 和光电集成电路 (OEICs) 中. 近年来一些研究表明^[1-6], 对诸如 HEMT 器件引入光照, 能得到一些人们比较感兴趣的结果, 如提高 HEMT 放大器的增益、实现光调谐、振荡器的光电注入锁定等. 这些光控技术在许多现代通信系统、相控阵雷达和特殊微波集成电路中都有十分重要的应用^[7]. 然而, 对由于外部注入, 如光辐照引起的器件非平衡态输运行为的分析有待深入, 而建立一个广泛接受的物理数学模型有待进一步探索.

本文考虑了异质结场效应管栅极肖特基结两端的光压效应, 以及光生载流子对半导体内电荷浓度的贡献, 在电荷控制模型框架下, 分析了光照对场效应管的夹断电压、二维电子气浓度、 $I-V$ 特性、跨导等器件特性的影响. 分析和计算结果可作为光控异

质结器件设计的参考依据.

2 光生载流子、光压

图 1 为 HEMT 器件的简单的结构示意图. 图 2 为典型的 AlGaAs/GaAs HEMT 的能带剖面图. 低

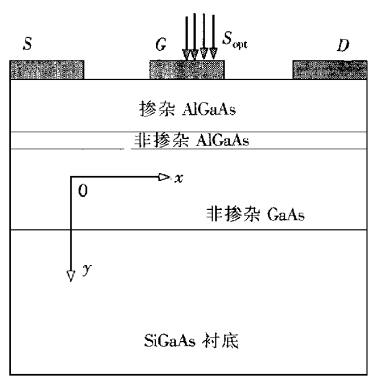


图 1 HEMT 器件基本结构

掺杂或非掺杂的 GaAs 作为异质结构的窄带隙材料, 高度掺杂的 $n^+-\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 作为宽带隙材料. 由于 AlGaAs 导带边的能量高于 GaAs 导带边的能量, AlGaAs 中的电子向 GaAs 一侧转移, 使能带弯曲, 并且由于导带不连续, 界面 GaAs 一侧形成一个近似的三角势阱. 进而, 在这种势作用下, 诱发近界面处存在一层二维电子气. AlGaAs 上接源、栅、漏三

* 国家自然科学基金 (批准号 69671013) 资助的课题.

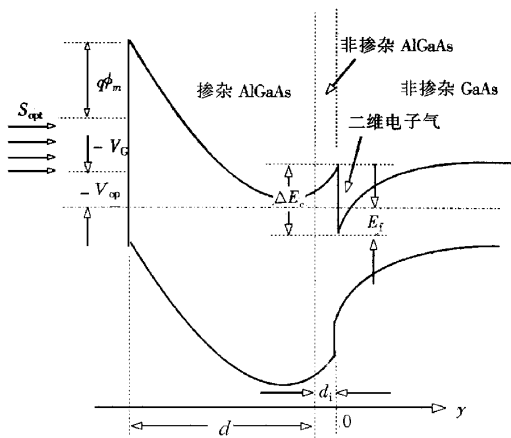


图2 HEMT 能带剖面图

个平面电极. 源、漏电极做成欧姆接触, 栅电极做成肖特基接触. 通过调节栅极电压, 可以控制二维电子气的浓度. 为了降低 AlGaAs 中的电离杂质对二维电子气的库仑散射作用, 提高二维电子气的迁移率, 在高掺杂的 AlGaAs 层与非掺杂的 GaAs 层之间生长一层数纳米的高纯 AlGaAs 隔离层. 光照通过光纤从栅电极引入. 这里假设栅电极对光是透明或半透明的, 入射光子能量等于或大于 AlGaAs 的带隙宽度, 并且只考虑带间跃迁产生的光生电子-空穴对.

光被 AlGaAs 层吸收, 产生电子-空穴对. 它们对器件的影响作两方面的考虑. 一方面, 光生电子-空穴对改变了空间的净电荷密度, 对泊松方程产生贡献. 另一方面, 由于栅极下面的区域是肖特基耗尽的, 同金属-半导体场效应管 (MESFETs) 的栅极肖特基耗尽类似, 光吸收会产生光压效应. 光生电子、空穴浓度可分别表示为^[4,8]

$$n(y) = \tau_n \alpha \frac{S_{\text{opt}} \lambda}{hc} \exp[-\alpha(d-y)], \quad (1)$$

$$p(y) = \tau_p \alpha \frac{S_{\text{opt}} \lambda}{hc} \exp[-\alpha(d-y)], \quad (2)$$

其中已经假定量子效率为 1, 即一个光子产生一对电子、空穴, τ_n, τ_p 分别为 AlGaAs 中过剩电子和空穴的寿命, 在本文所考虑的不太高的光注入强度范围内, 认为两者寿命为常数, S_{opt} 为光照功率密度, λ 为光照的波长, h 为普朗克常数, c 为真空中的光速, α 为 AlGaAs 材料的光吸收系数, d 为 AlGaAs 层的厚度.

光压的作用相当于一项正向的附加栅极偏压, 故在能带图中, 将它与栅压 V_G 一样记为负的, 它的效果会减小栅极耗尽区的厚度. 因而, 在这种理解

下, 光压最大值不会超过肖特基结的内建电压. 光压 V_{op} 的计算公式如下^[4,8,9]:

$$V_{\text{op}} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_0 + \Delta p}{p_0} \right), \quad (3)$$

其中 k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度, q 为电子电荷大小, p_0 为无光照平衡时的空穴浓度, Δp 为光照产生的空穴浓度. 与 (2) 式中 $p(y)$ 有所不同, Δp 指的是光生空穴的近似平均浓度. 只要 AlGaAs 层足够薄, 满足 $ad \ll l$, 可以认为光生空穴是均匀分布的. Δp 的计算公式为

$$\Delta p = \frac{\tau_p}{d} \frac{S_{\text{opt}} \lambda}{hc} [1 - \exp(-\alpha d)], \quad (4)$$

其中 α 为 AlGaAs 层的光吸收系数, d 为 AlGaAs 层厚度. 计算 p_0 时, 用公式 $p_0 = n_i^2/n_0$, n_i 为非掺杂 AlGaAs 的本征载流子浓度, n_0 为无光照平衡时的电子浓度. 文献 [4, 10] 认为 n_0 可以取掺杂浓度 N_D , 但这样计算出的光压明显偏高. 我们认为, 由于存在肖特基接触, AlGaAs 层中的大量电子向栅电极转移, 电子是近似耗尽的, 这时 n_0 难以确定. 本文将采用文献 [2] 用实验方法通过外推得到的光压数据.

3 电荷控制模型

调节栅极偏压可以改变势阱中的二维电子气浓度^[11,12]. 以耗尽型为例, 未加栅压时, AlGaAs 层中的施主已基本耗尽, 栅极一侧的耗尽层与 GaAs 一侧的耗尽层刚好连接起来. 加上负的栅极偏压后, AlGaAs 中的耗尽层要相应地加宽, 或异质结界面上的势垒降低. 换言之, 加上负偏压时, 半导体中必须有相应的正电荷增加或负电荷减少. 耗尽型器件 AlGaAs 层本身已经耗尽, 正电荷无法增加, 只能是沟道中的二维电子气浓度降低. 本文推导得到的 (12) 和 (14) 式就是这种电荷控制模型的数学描述.

对于栅极下 AlGaAs 层区域, 由于该层近似耗尽, 并考虑光生载流子的贡献, 一维的泊松方程可以写为

$$\frac{d^2 \varphi}{dy^2} = -\frac{q}{\epsilon} [N(y) - n(y) + p(y)], \quad (5)$$

其中 φ 为 AlGaAs 空间电荷区的电压, ϵ 为 AlGaAs 的介电常数, y 轴为垂直异质界面, 指向基底方向, $N(y)$ 为 AlGaAs 层的掺杂浓度, 本文研究的器件为均匀掺杂, 掺杂浓度为 N_D . 隔离层的掺杂浓度为零. 当 $-d_1 < y < 0$ 时, $N(y) = 0$. 当 $-d < y < -d_1$ 时, $N(y) = N_D$. d_1 为隔离层的厚度. 设 V 为肖特

基接触面与异质结界面的电势差, V 可由这两个面之间泊松方程的两次积分计算:

$$V = \frac{q}{\epsilon} \int_0^d dy \int_0^y [N(y') - n(y') + p(y')] dy' - E_i d, \quad (6)$$

E_i 为异质结界面上的电场. 另外, V 还可以通过图 2 的能带剖面图计算:

$$V = \phi_m - V_G - V_{op} - (\Delta E_c - E_f), \quad (7)$$

其中 ϕ_m 为栅极肖特基势垒高度, V_G 为栅极偏压, V_{op} 为光压, ΔE_c 为 AlGaAs 与 GaAs 导带边的不连续, E_f 为费密能级与 GaAs 一侧势阱底之差 (以 V 为单位). (6) 与 (7) 式计算分别得到的 V 应该是自洽的, 经积分整理, 得

$$qn_s = \epsilon E_i = \frac{\epsilon}{d} (V_G - V_{off}), \quad (8)$$

$$V_{off} = \phi_m - \frac{q}{2\epsilon} N_D (d - d_i)^2 - V_{op} - V_{ph} - (\Delta E_c - E_f), \quad (9)$$

$$V_{ph} = \frac{q \left[\frac{S_{opt}\lambda}{hc} \right] (\tau_n - \tau_p)}{\alpha \epsilon} \exp(-\alpha d) \cdot [1 + \alpha d - \exp(\alpha d)], \quad (10)$$

其中 n_s 为异质界面上的二维电子气密度, V_{op} 为光压, V_{ph} 为光生载流子对泊松方程积分的贡献, V_{off} 即为该 HEMT 器件的夹断电压. 以上计算需要得到费密能级与势阱底的差值 E_f . 本文采用文献 [13] 的近似公式. 在 EHEMT 器件中, 异质结界面上的二维电子气浓度一般都满足 $n_s > 5 \times 10^{11} / \text{cm}^2$ 的条件, 在这个条件下, n_s 与 E_f 有如下所述的近似线性关系:

$$E_f = E_f'(T) + an_s, \quad (11)$$

其中 $a = 0.125 \times 10^{-16} \text{ Vcm}^2$, 当温度 T 为 300 K 时, $E_f' = 0$, 当温度为 77 K 或更低时, $E_f' = 0.025 \text{ V}$. 将 (11) 和 (9) 式代入 (8) 式, 可得

$$n_s = \frac{\epsilon}{qd + \epsilon a} (V_G - V_{off}'), \quad (12)$$

$$V_{off}' = \phi_m - \frac{q}{2\epsilon} N_D (d - d_i)^2 - V_{op} - V_{ph} - (\Delta E_c - E_f'). \quad (13)$$

(12) 式是在不考虑沟道中的电压时得到的, 事实上, 当漏源之间加电压时, 必须考虑沟道电压. 若考虑沟道电压, (12) 式需加以修正:

$$n_s(x) = \frac{\epsilon}{qd + \epsilon a} [V_G - V_{off}' - V_c(x)], \quad (14)$$

其中 $V_c(x)$ 为沟道电压, x 正方向为源极指向漏极方向. 此式表明, 沟道电压 $V_c(x)$ 以及二维电子气

浓度 $n_s(x)$ 都随 x 变化. 由此得到了在光照下的栅极偏压对异质结界面二维电子气浓度的控制模型.

4 I-V 特性

沟道电流可由下式计算:

$$I_{DS} = qn_s(x)Zv(x), \quad (15)$$

其中 Z 为栅电极宽度 (z 方向), $v(x)$ 为沟道中电子的漂移速度. 速度与电场的关系采用文献 [13] 的模型: $v(x) = v_s [1 - \exp(-\mu E_x / v_s)]$, v_s 为饱和漂移速度, μ 为沟道中的电子迁移率. E_x 为沟道中 x 方向的电场强度, 可以改写为 $dV_c(x)/dx$. 代入 (15) 式, 得

$$I_{DS} = \frac{q\epsilon Z v_s}{qd + \epsilon a} [V_G - V_c(x) - V_{off}'] \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{\mu E_x}{v_s}\right) \right]. \quad (16)$$

将此式整理, 得

$$\frac{dV_c(x)}{dx} = -\frac{v_s}{\mu} \ln \left\{ 1 - \frac{I_{DS}}{\frac{q^2 \epsilon Z v_s}{q^2 d + \epsilon a} [V_G - V_{off}' - V_c(x)]} \right\}. \quad (17)$$

令

$$G = \frac{q\epsilon Z v_s}{qd + \epsilon a}, t(x) = \frac{I_{DS}}{G[V_G - V_{off}' - V_c(x)]}, \quad (18)$$

对 (17) 式等号两边从 $x=0$ 到 $x=L$ 积分, 得

$$I_{DS} \int_{t_0}^{t_L} \frac{dt}{t^2 \ln(1-t)} = -\frac{v_s L G}{\mu}, \quad (19)$$

其中

$$t_0 \equiv t(0) = \frac{I_{DS}}{G[V_G - V_{off}' - V_c(0)]},$$

$$t_L \equiv t(L) = \frac{I_{DS}}{G[V_G - V_{off}' - V_c(L)]}, \quad (20)$$

$$V_c(0) = I_{DS} R_S, \quad V_c(L) = V_{DS} - I_{DS} R_D, \quad (21)$$

其中 V_{DS} 为漏源极之间所加的电压, R_S 为源极与沟道间的电阻, R_D 为漏极与沟道间的电阻. 由此, (19) 式描述了本文所研究的 HEMT 器件在光照下的 I - V 特性.

5 沟道电导、跨导

根据 (19) 式, 经过进一步的推导与计算, 可以得

到沟道电导和跨导的表达式^[14]：

$$\frac{\partial I_{\text{DS}}}{\partial V_{\text{D}}} = \frac{I_{\text{DS}} \ln(1 - t_0)}{\left[V_{\text{G}} - V'_{\text{off}} + \frac{v_{\text{s}} L}{\mu} \ln(1 - t_0) \right] \ln(1 - t_{\text{L}}) - (V_{\text{G}} - V'_{\text{off}}) \ln(1 - t_0)}, \quad (22)$$

$$g_{\text{m}} = \frac{\partial I_{\text{DS}}}{\partial V_{\text{G}}} = \frac{I_{\text{DS}} [\ln(1 - t_{\text{L}}) - \ln(1 - t_0)]}{\left[V_{\text{G}} - V'_{\text{off}} + \frac{v_{\text{s}} L}{\mu} \ln(1 - t_0) \right] \ln(1 - t_{\text{L}}) - (V_{\text{G}} - V'_{\text{off}} - V_{\text{DS}}) \ln(1 - t_0)}. \quad (23)$$

当沟道电流达到饱和时,即 $\partial I_{\text{DS}}/\partial V_{\text{DS}} = 0$. 考察 (22) 式,要使该式等于零,只能是 (22) 式等号右边分式分子中 $\ln(1 - t_0) = 0$ 或分母中 $\ln(1 - t_{\text{L}})$ 等于无穷大. 前者要求 $t_0 = 0$ 从而 $I_{\text{DS}} = 0$,这与电流达到饱和相矛盾;只有满足后者,从而 $t_{\text{L}} = 1$.

$$t_{\text{Ls}} = \frac{I_{\text{DS,sat}}}{G(V_{\text{G}} - V'_{\text{off}} - V_{\text{DS,sat}} + I_{\text{DS,sat}} R_{\text{D}})} = 1, \quad (24)$$

$$t_{0\text{s}} = \frac{I_{\text{DS,sat}}}{G(V_{\text{G}} - V'_{\text{off}} - V_{\text{DS,sat}} R_{\text{S}})}. \quad (25)$$

代入 (19) 和 (23) 式,得到饱和电流与栅极偏压的关系和沟道电流饱和时的跨导：

$$I_{\text{DS}} \int_{t_{0\text{s}}}^1 \frac{\text{d}t}{t^2 \ln(1 - t)} = - \frac{v_{\text{s}} L G}{\mu}, \quad (26)$$

$$g_{\text{m,sat}} = \frac{I_{\text{DS,sat}}}{V_{\text{G}} - V'_{\text{off}} + \frac{v_{\text{s}} L}{\mu} \ln(1 - t_{0\text{s}})}. \quad (27)$$

这样就得到了光照下器件的沟道电导、跨导、电流饱和时的跨导等特性.

6 计算结果与讨论

本文计算的各种参数见表 1,光压的大小参照文献[2]给出的数据,光压约等于 0.57 V. 将各种参数代入 (12) 和 (14) 式,计算表明,相同栅压时,光照减少了夹断电压(夹断电压本身已是负值,因此,光照反而增大夹断电压的绝对值),提高了沟道中的二维电子气浓度.

表 1 计算采用的各种参数

L	1 μm	μ	0.68 m^2/Vs	R_{S}	12 Ω
Z	100 μm	ΔE_{c}	0.32 V	R_{D}	12 Ω
d	50 nm	ϕ_{m}	1.11 V	α	$7 \times 10^5/\text{m}$
d_{i}	5 nm	τ_{n}	$1 \times 10^{-6} \text{s}$	ϵ	$12.2 \epsilon_0$
v_{s}	$2 \times 10^5 \text{m/s}$	τ_{p}	$1 \times 10^{-8} \text{s}$	N_{D}	$1 \times 10^{24}/\text{m}^3$

(19) 式描述的只是沟道电流未饱和时的 I - V 特性,饱和电流与栅极偏压的函数关系须由 (26) 式计算. 计算结果如图 3 所示,虚线为没有光照的情况,实线为有光照时的 I - V 特性. 由图 3 可以看出,对 HEMT 器件引入光照,能够显著地增大沟道饱和电流,提高器件的增益特性. 这一点可以作为放大器件增益的光控.

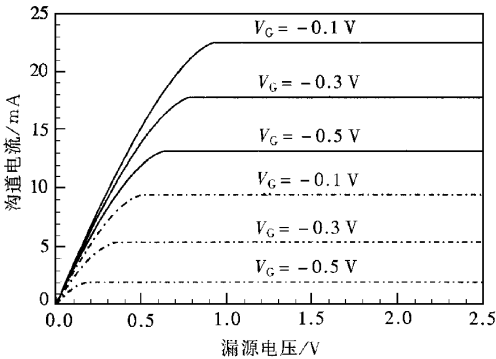


图 3 不同栅压下光照对 I - V 曲线的影响

图 4 示出光照对器件跨导的影响,实线和虚线分别对应有光照和无光照时,器件的跨导随栅极偏压的变化曲线. 曲线说明,当栅极偏压在 -0.5 到 -0.1 V 的区间变化时,加光照比无光照时的跨导最大可增大 8 mS,而且跨导随栅压变化较平缓.

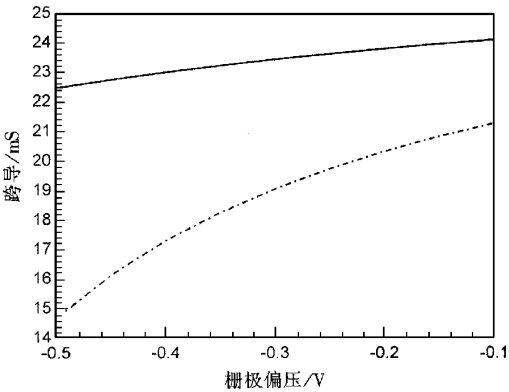


图 4 光照对器件跨导的影响

7 结 论

本文以耗尽型 HEMT 为例,考虑了光生载流子对半导体内电荷密度的影响和光压效应,采用器件的电荷控制模型,对光照下器件的夹断电压、二维电子气浓度、 $I-V$ 特性、跨导等等进行了分析和计算.结果表明,光照能够减小器件的夹断电压,提高沟道中的二维电子气浓度,从而大幅提高器件的电流增益,增大跨导.这种器件可作为单片集成电路或通信系统中的高速光探测器以及光控增益放大器等.

值得提及,本文讨论认定沟道中为二维电子气在电场驱动下的一维运动问题,这是对应偏压适中的情况.然而同样是基于空间电荷转移模型下考虑,若偏压充分高,载流子将获得足够的能量而跨越势垒,诱发与沟道运动相垂直的扩散运动.这种电子的空间转移将使得 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 层中电子浓度增大,这等价于层中控制能带弯曲度的正电荷的减小,进而,界面处势垒高度降低.势垒高度降低会引起背向热致电流增大,从而使 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 层中电子浓度减小,势垒高度复又增大,形成一个动态循环过程.注意到该物理过程可望用一组非线性方程来描述,可以预计,反映此过程的动态行为或动力学特征将更

加繁杂、诱人,如在大块半导体中的不同谐振机制的产生^[15].相应的研究将是本文工作的后续.

- [1] C. Y. Chen *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **42**(1983), 1040.
- [2] R. N. Simon, *IEEE Trans.*, **MIT35**(1987), 1444.
- [3] H. Mitra *et al.*, *IEEE Trans.*, **ED45**(1998), 68.
- [4] G. T. Chaturvedi *et al.*, *Infrared Physics*, **23**(1983), 65.
- [5] A. A. Desalles, *Microwave and Opt. Tech. Lett.*, **3**(1990), 350.
- [6] A. Singhal *et al.*, *Solid-State Electronics*, **33**(1990), 1214.
- [7] R. N. Simons, *Optical Control of Microwave Devices* (Artech House, London, 1990), Chapters 4, 9.
- [8] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (2ed ed.) (Wiley, New York, 1981), Chapter 13.
- [9] J. Grafeuil *et al.*, *Electronics Lett.*, **15**(1979), 439.
- [10] A. A. Desalles, M. A. Romero, *IEEE Trans.*, **MIT39**(1991), 2010.
- [11] Li-sheng Yu, *Physics of Semiconductor Heterojunction* (Science Press, Beijing, 1990), Chapter 5 (in Chinese) [虞丽生, 半导体异质结物理(科学出版社, 北京, 1986), 第五章].
- [12] D. Delagebeaudeuf, N. T. Linh, *IEEE Trans.*, **ED29**(1982), 955.
- [13] C. S. Chang, *IEEE Trans.*, **ED34**(1987), 1456.
- [14] C. S. Chang, *Solid-State Electronics*, **30**(1987), 485.
- [15] G. Huepper, E. Schoell, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2372.

ANALYSIS OF PROPERTIES OF HIGH-ELECTRON-MOBILITY-TRANSISTOR
UNDER OPTICAL ILLUMINATION*

Lü YONG-LIANG ZHOU SHI-PING

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 201800, China)

XU DE-MING

(Department of Communication Engineering, Shanghai University, Shanghai 201800, China)

(Received 3 October 1999 ; revised manuscript received 12 November 1999)

ABSTRACT

We studied the dynamical behaviors of the depletion-mode AlGaAs/GaAs high-electron-mobility transistor under optical illumination. The photovoltage effect and the photogenerated carriers contribution to the space charge concentration were taken into account. The pinch-off voltage, the sheet concentration of two-dimensional electron gas (2-DEG) located at the interface of the heterojunction, the I - V characteristic curve, and the transconductance were investigated by using the charge-controlling model. We found that the pinch-off voltage was lowered and the sheet concentration of 2-DEG was increased because of the optical illumination, which, in turn, resulted in an increase in the current gain and the transconductance of the device.

Keywords : high electron mobility transistor, photovoltage, charge-controlling model, 2-dimensional electron gas

PACC : 7865K, 7240, 7340L

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69671013).