

# 指数掺杂 GaAs 光电阴极量子效率的理论计算\*

邹继军<sup>1)2)</sup> 常本康<sup>1)†</sup> 杨 智<sup>1)</sup>

1) 南京理工大学电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

2) 东华理工学院电子工程系, 抚州 344000)

(2006 年 10 月 2 日收到, 2006 年 10 月 14 日收到修改稿)

将 GaAs 光电阴极发射层掺杂浓度由体内到发射表面从高到低的进行指数掺杂, 能在发射层形成一个恒定的内建电场, 有利于光电子的逸出. 在考虑内建电场的作用下, 通过建立和求解少数载流子所遵循的一维连续性方程, 得到了反射式和透射式指数掺杂阴极的量子效率公式, 并利用这些公式对其量子效率进行了理论计算和仿真. 计算结果显示发射层指数掺杂能较明显的提高阴极的量子效率, 与均匀掺杂阴极相比, 能使反射式阴极积分灵敏度提高约 20%, 透射式阴极提高 30% 以上. 指数掺杂提高阴极量子效率的主要原因与内建电场有关, 光电子在内建电场作用下以扩散加漂移的方式到达阴极表面, 从而减小了后界面复合速率对阴极的影响, 同时提高了阴极的等效电子扩散长度.

关键词: 指数掺杂, 内建电场, 能带结构, 量子效率

PACC: 7960, 7280E, 7360L, 7320A

## 1. 引 言

GaAs 光电阴极作为一种负电子亲和势光电阴极, 在高性能微光像增强器、高能物理、自旋电子学等众多领域获得了广泛的应用<sup>[1-5]</sup>, 同时实际应用也对 GaAs 光电阴极的量子效率和稳定性提出了越来越高的要求. GaAs 光电阴极量子效率的提高主要依赖于材料性能和制备工艺两个方面, 人们在这些方面都进行了大量的研究工作<sup>[6,7]</sup>. 激活工艺目前主要采用的仍是“高-低温两步激活法”<sup>[8]</sup>, 只是对于不同外延方法生长的阴极材料在激活的具体工艺细节上进行了优化. 而影响阴极材料性能的主要因素是外延生长工艺和掺杂浓度. 在外延生长方面, 随着技术的不断进步, 生长的阴极材料在电子扩散长度和界面复合速率等性能参数方面都有了明显的改善, 在掺杂浓度方面, 人们研究发现获得最高量子效率的掺杂浓度范围在  $8 \times 10^{18} - 1 \times 10^{19} / \text{cm}^3$  之间<sup>[9]</sup>. 这些都对提高 GaAs 光电阴极的性能起了重要作用, 但在阴极材料的掺杂结构对阴极的性能影响方面则很少有人进行深入地探讨, 一般实用阴极都是采用均匀掺杂结构.

采用变掺杂(梯度掺杂)结构, 即由 GaAs 材料体内到发射表面掺杂浓度由高到低的进行掺杂, 能较明显地提高阴极的量子效率, 这一点已经得到我们研究成果的初步证实<sup>[10,11]</sup>. 这主要是由于在这种掺杂结构下, 在不同掺杂浓度区域交界面处, 会形成一个由体内到表面的向下能带弯曲区, 能带弯曲区对应一个正向的内建电场, 会大大提高体内电子到达表面的输运效率, 从而提高阴极的量子效率. 变掺杂阴极的内建电场是自然形成的, 不同于外加电场的场助阴极<sup>[12]</sup>, 这有利于阴极的制备. 但变掺杂结构存在各种不同的掺杂方式, 从而量子效率也会不同, 如果某种掺杂方式能在阴极发射层内形成一个均匀(恒定)的内建电场, 将对电子的逸出非常有利, 指数掺杂正好能形成这样的电场. 本文推导了指数掺杂阴极的量子效率公式, 并对其进行了理论计算和仿真研究.

## 2. 指数掺杂阴极能带结构及内建电场

梯度掺杂阴极的内建电场是非恒定的, 其能带呈梯度下降<sup>[10,11]</sup>. 为了构建一个体内恒定的内建电场, 阴极发射层 p 型掺杂浓度应按下式所计算的浓

\* 国家自然科学基金(批准号: 60678043) 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20050288010) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: bkchang@mail.njtu.edu.cn

度进行指数掺杂:

$$N(x) = N_0 \exp(-Ax), \quad (1)$$

式中  $x$  是指发射层内某点离后界面(GaAlAs/GaAs 界面)的距离,  $A$  是指数掺杂系数,  $N_0$  是初始掺杂浓度, 即后界面处的掺杂浓度,  $N(x)$  是  $x$  处的掺杂浓度.

当然在进行外延生长时掺杂浓度变化不可能严格满足(1)式, 实际生长仍是按区间进行的, 但当区间很小时就可以认为掺杂浓度是连续按指数规律变化的. 指数掺杂阴极的能带结构和内建电场可作如下推导.

p 型 GaAs 半导体材料在室温下一般处于全电离状态, 此时 GaAs 材料费米能级与掺杂浓度的关系为

$$E_F = E_V - k_0 T \ln \frac{N_A}{N_V}, \quad (2)$$

式中  $E_F$  为费米能级,  $E_V$  为价带能级,  $k_0$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为绝对温度,  $N_A$  为 p 型掺杂浓度,  $N_V$  为价带有效状态密度.

当 p 型 GaAs 掺杂浓度分别为  $N_{A1}$  和  $N_{A2}$  时相应的  $E_F$  分别为

$$E_{F1} = E_{V1} - k_0 T \ln \frac{N_{A1}}{N_V}, \quad (3)$$

$$E_{F2} = E_{V2} - k_0 T \ln \frac{N_{A2}}{N_V}. \quad (4)$$

具有不同掺杂浓度( $N_{A1}$  和  $N_{A2}$ )的同一种半导体材料在热平衡时有统一的费米能级, 因而有

$$\begin{aligned} E_{F1} = E_{F2} &\Rightarrow E_{V1} - k_0 T \ln \frac{N_{A1}}{N_V} \\ &= E_{V2} - k_0 T \ln \frac{N_{A2}}{N_V}. \end{aligned} \quad (5)$$

由于掺杂浓度差别而在两区域之间引起的能带弯曲量为

$$\begin{aligned} E_{V1} - E_{V2} &= k_0 T \left( \ln \frac{N_{A1}}{N_V} - \ln \frac{N_{A2}}{N_V} \right) \\ &= k_0 T \ln \frac{N_{A1}}{N_{A2}}. \end{aligned} \quad (6)$$

在室温下, 当  $N_{A1} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{A2} = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时, 则  $E_{V1} - E_{V2} \approx 0.06 \text{ eV}$ .

取 GaAlAs 缓冲层电势为 0, 发射层厚度为  $T_e$ , 则由(6)式和(1)式可得 GaAs 发射层中一点  $x$  的电势  $V(x)$  为

$$V(x) = \frac{k_0 T}{q} \ln \frac{N_0}{N(x)} = \frac{k_0 T}{q} \ln \frac{N_0}{N_0 \exp(-Ax)}$$

$$= \frac{k_0 T}{q} \ln(\exp(Ax)) = \frac{k_0 TA x}{q}. \quad (7)$$

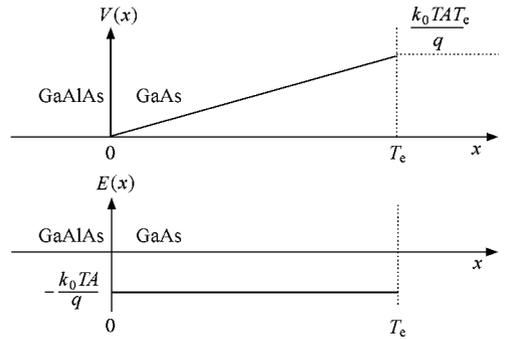


图1 指数掺杂阴极电势及电场

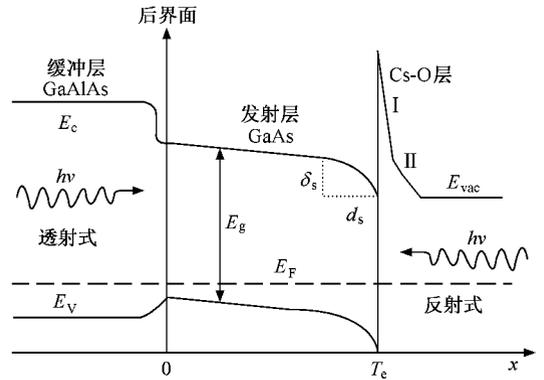


图2 指数掺杂阴极能带结构

电势  $V(x)$  与  $x$  成线性关系, 内建电场  $E(x)$  则可由  $V(x)$  得到

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} = -\frac{k_0 TA}{q}. \quad (8)$$

由(8)式可知, 内建电场  $E(x)$  与  $x$  无关, 在整个发射层内都是定值.  $V(x)$ ,  $E(x)$  与  $x$  的关系如图1所示. 同时电势能与  $V(x)$  成正比, 因而指数掺杂阴极的能带会形成如图2所示的从体内到表面不断向下线性倾斜的结构. 靠近后界面处的能带变化是由于 GaAlAs 禁带宽度大于 GaAs 而形成的阻挡势垒, 近表面处能带弯曲和表面势垒是 p 型 GaAs 材料 ( $\text{Cs}_2\text{O}$ ) 激活的结果<sup>[13]</sup>.

### 3. 指数掺杂阴极量子效率公式

均匀掺杂阴极中的光电子在向阴极表面运动的过程中只有扩散运动一种形式, 指数掺杂阴极由于具有线性倾斜的能带结构和恒定的内建电场, 则具有扩散和电场作用下的漂移两种运动形式, 因而有

利于提高量子效率. 指数掺杂阴极的量子效率公式可通过在一定边界条件下求解连续性方程得到.

为了问题的简化, 假设  $L_D$  和  $D_n$  为指数掺杂 GaAs 阴极材料等效电子扩散长度和扩散系数. 如图 2 所示, 在恒定内建电场  $E$  作用下, 反射式和透射式指数掺杂阴极中少数载流子(电子)所遵循的一维连续性方程分别为(9)式和(10)式, 两者的主要差别表现在光子的入射方向不同上.

$$D_n \frac{d^2 n(x)}{dx^2} - \mu |E| \left[ \frac{dn(x)}{dx} - \frac{n(x)}{\tau} \right] + \alpha I_0 (1 - R) \exp[-\alpha(T_e - x)] = 0, \quad x \in [0, T_e], \quad (9)$$

$$D_n \frac{d^2 n(x)}{dx^2} - \mu |E| \left[ \frac{dn(x)}{dx} - \frac{n(x)}{\tau} \right]$$

$$+ \alpha I_0 (1 - R) \exp(-\alpha x) = 0, \quad x \in [0, T_e]. \quad (10)$$

上述方程满足的边界条件为

$$D_n \frac{dn(x)}{dx^2} - \mu |E| n(x) \Big|_{x=0} = S_V n(x) \Big|_{x=0}, \quad n(T_e) = 0.$$

(9)式和(10)式中  $n(x)$  少数载流子(电子)浓度,  $I_0$  为入射光强度,  $R$  为阴极表面对入射光的反射率,  $\alpha$  为阴极对入射光的吸收系数,  $\mu$  为电子迁移率,  $\tau$  为少数载流子(电子)寿命,  $S_V$  为后界面复合速率.

求解(9)(10)式可得  $n(x)$ , 由  $n(x)$  可得反射式和透射式指数掺杂 GaAs 光电阴极的量子效率公式分别为

$$Y_{\text{反}}(h\nu) = \frac{P(1-R)\alpha_{hv}L_D}{\alpha_{hv}^2L_D^2 - \alpha_{hv}L_E - 1} \left\{ \frac{N(S - \alpha_{hv}D_n)\exp[(L_E/2L_D^2 - \alpha_{hv})T_e]}{M} - \frac{Q}{M} + \alpha_{hv}L_D \right\}, \quad (11)$$

$$Y_{\text{透}}(h\nu) = \frac{P(1-R)\alpha_{hv}L_D}{\alpha_{hv}^2L_D^2 + \alpha_{hv}L_E - 1} \left[ \frac{N(S + \alpha_{hv}D_n)\exp(L_E T_e/2L_D^2)}{M} - \frac{Q\exp(-\alpha_{hv}T_e)}{M} - \alpha_{hv}L_D \exp(-\alpha_{hv}T_e) \right] \quad (12)$$

(11)式和(12)式中

$$L_E = \mu |E| \tau = \frac{q|E|}{k_0 T} L_D^2,$$

$$N = \sqrt{L_E^2 + 4L_D^2},$$

$$S = S_V + \mu |E|,$$

$$M = (ND_n/L_D) \cosh(NT_e/2L_D^2) + (2SL_D - D_n L_E/L_D) \sinh(NT_e/2L_D^2),$$

$$Q = SN \cosh(NT_e/2L_D^2) + (SL_E + 2D_n) \sinh(NT_e/2L_D^2).$$

式中  $P$  为表面电子逸出概率,  $\alpha_{hv}$  为阴极对入射能量为  $h\nu$  的光子的吸收系数,  $L_E$  为电子在电场  $E$  作用下的牵引长度. 指数掺杂阴极量子效率公式中若电场  $E$  为 0, 则可得到传统均匀掺杂阴极的量子效率公式.

#### 4. 指数掺杂阴极量子效率的理论仿真

根据推导得到的量子效率公式可对反射式和透射式指数掺杂阴极量子效率进行理论仿真研究, 并将仿真结果与均匀掺杂阴极进行对比分析, 从而优化和指导变掺杂材料的设计. 仿真时设定, 温度为室温,  $P = 0.4$ ,  $D_n = 120 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $L_D = 3 \mu\text{m}$ ,  $R = 0.3$ , 发射

层掺杂浓度范围在  $10^{19} \text{ cm}^{-3} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  之间按指数规律变化. 仿真时单独改变  $S_V$  或  $T_e$ , 研究其对阴极量子效率的影响.

当只改变指数掺杂阴极的后界面复合速率  $S_V$  而其他参数保持不变时, 可得到如图 3 所示的量子效率曲线仿真结果. 从图 3 中可以看出,  $S_V$  对反射式阴极的影响不是很大, 只是随着  $S_V$  的增大, 长波响应会有一点衰减, 这主要是由于长波光是在接近后界面的体内吸收的,  $S_V$  对透射式阴极的影响在  $S_V \leq 10^5 \text{ cm/s}$  时并不明显, 但当  $S_V$  达到  $10^6 \text{ cm/s}$  时则有显著影响, 而且对短波响应的影响更大, 这主要是由于透射式阴极大量的电子是在接近后界面处产生的. 总之,  $S_V$  的变化对透射式阴极的影响比对反射式阴极要大, 这是由两者入射光方向的不同所决定的.

当改变指数掺杂阴极的发射层厚度时, 可得到如图 4 所示的仿真结果. 从图 4 中可以看出, 对于反射式阴极, 随着厚度的增加, 长波响应不断提高, 但也并非越厚越好, 发射层越厚则平均的内建电场就越小, 仿真结果显示最佳厚度在  $5 \mu\text{m}$  左右. 对于透射式阴极, 厚度为  $1.5 \mu\text{m}$  时积分灵敏度达到最大值. 厚度在  $1.5 \mu\text{m}$  时虽然短波响应比  $1 \mu\text{m}$  时低, 但

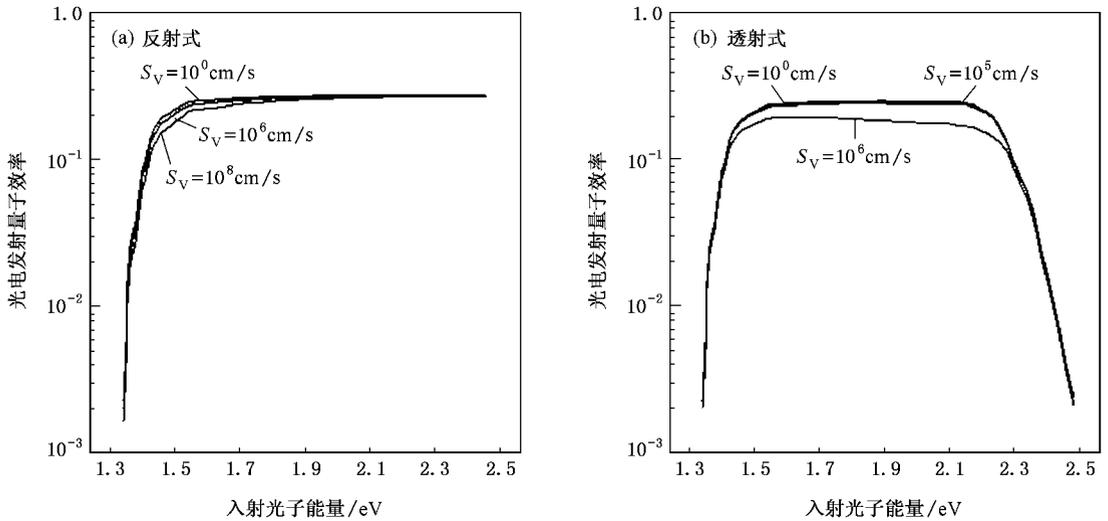


图3 指数掺杂阴极在  $S_V$  变化时理论量子效率曲线(设发射层厚度  $T_e = 2 \mu\text{m}$ )

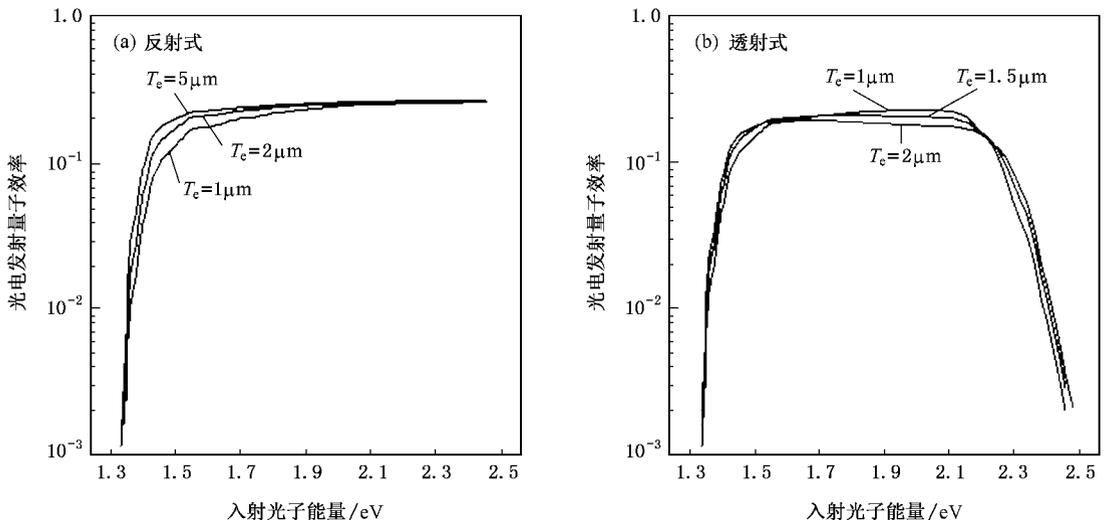


图4 指数掺杂阴极在发射层厚度变化时理论量子效率曲线(设  $S_V = 10^6 \text{ cm/s}$ )

长波响应增加得更多,当厚度进一步增加时,短波响应将显著衰减,因而透射式阴极的最佳发射层厚度在  $1.5 \mu\text{m}$  左右。

图5为仿真的指数掺杂与均匀掺杂阴极理论量子效率曲线。从图5中可以看出,对于反射式阴极,指数掺杂阴极的长波量子效率更高,积分灵敏度与均匀掺杂阴极相比提高了约20%,对于透射式阴极,在整个响应波段上量子效率都有明显的提高,积分灵敏度提高了30%以上。可见采用指数掺杂能较显著地提高阴极的量子效率,对透射式阴极的性能改善则尤为明显,这对指数掺杂阴极的实用化具有重要的意义。

## 5. 结 论

指数掺杂 GaAs 光电阴极的发射层会形成一个恒定的内建电场,使产生的光电子以扩散加漂移的方式到达阴极表面,从而提高阴极的量子效率。通过建立和求解指数掺杂阴极中电子所遵循的一维连续性方程,得到了反射式和透射式指数掺杂阴极的量子效率公式,并利用这些公式对其量子效率进行了理论计算和仿真。计算结果显示对阴极发射层进行指数掺杂能较明显地提高阴极的量子效率,且对透射式阴极的改善作用比对反射式阴极更大,反射式和透射式指数掺杂阴极的发射层最佳厚度分别在

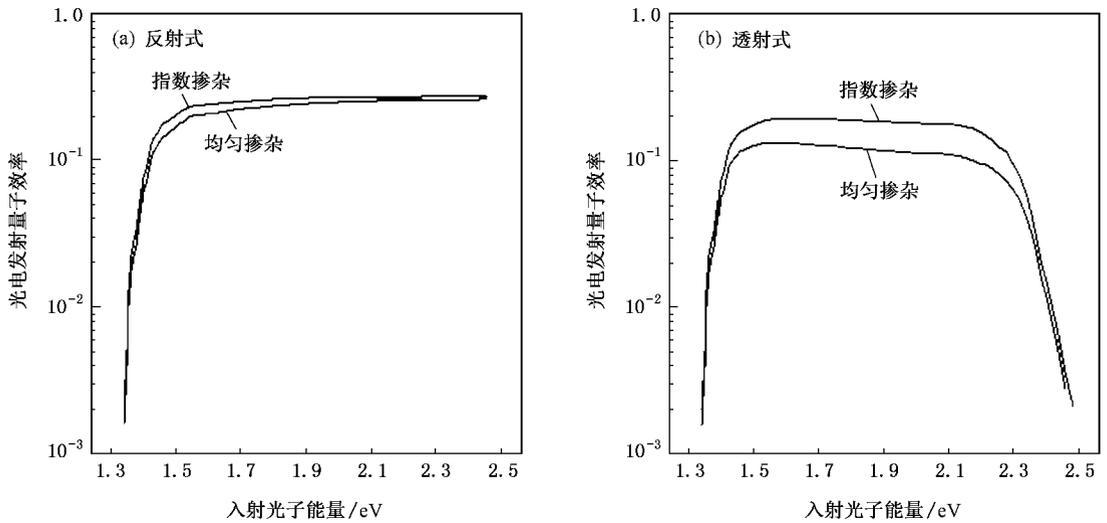


图5 指数掺杂与均匀掺杂阴极理论量子效率曲线比较(设  $S_V = 10^6$  cm/s,  $T_c = 2 \mu\text{m}$ )

$5 \mu\text{m}$ 和  $1.5 \mu\text{m}$ 左右.本文推导的指数掺杂阴极量子效率公式和仿真结果除对指数掺杂阴极设计和制备

具有指导意义外,对研究阴极发射层光电子在电场作用下的输运规律也有一定的参考价值.

- [ 1 ] Mulhollan G A , Subashiev A V , Clendenin J E , Garwin E L , Kirby R E , Maruyama T , Prepost R 2001 *Phys. Lett. A* **282** 309
- [ 2 ] Zhou L W , Li Y , Zhang Z Q , Monastyrski M A , Schelev M Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3591 ( in Chinese ) [ 周立伟、李元、张智谡 M. A. Monastyrski M. Y. Schelev 2005 物理学报 **54** 3591 ]
- [ 3 ] Liu Z , Machuca F , Pianetta P , Spicer W E , Pease R F W 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1541
- [ 4 ] Ding H B , Pang W N , Liu Y B , Shang R C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4097 ( in Chinese ) [ 丁海兵、庞文宁、刘义保、尚仁成 2005 物理学报 **54** 4097 ]
- [ 5 ] Guo L J , Wüstenberg J P , Andreyev O , Michael B , Martin A 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3200 ( in Chinese ) [ 郭立俊、Jan-Peter Wüstenberg , Andreyev Oleksiy , Michael Bauer , Martin Aeschlimann 2005 物理学报 **54** 3200 ]

- [ 6 ] Hayfuji N , Mizuguchi K , Ochi S , Murotani T 1986 *J. Cryst. Growth* **77** 281
- [ 7 ] Moré S , Tanaka S , Tanaka S , Fujii Y , Kamada M 2000 *Surf. Sci.* **454-456** 161
- [ 8 ] Turnbull A A , Evans G B 1968 *J. Phys. D* **1** 155
- [ 9 ] Vergara G , Gomez L J , Capmany J , Montojo M T 1997 *Vacuum* **48** 155
- [ 10 ] Zou J J , Chang B K 2006 *Opt. Eng.* **45** 054001
- [ 11 ] Du X Q , Chang B K , Zou J J , Li M 2005 *Acta Opt. Sin.* **25** 1411 ( in Chinese ) [ 杜晓晴、常本康、邹继军、李敏 2005 光学学报 **25** 1411 ]
- [ 12 ] Li J M , Guo L H , Hou X 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1672 ( in Chinese ) [ 李晋闽、郭里辉、侯洵 1992 物理学报 **41** 1672 ]
- [ 13 ] Su C Y , Spicer W E , Lindau I 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 1413

# Theoretical calculation of quantum yield for exponential-doping GaAs photocathodes<sup>\*</sup>

Zou Ji-Jun<sup>1,2)</sup> Chang Ben-Kang<sup>1)†</sup> Yang Zhi<sup>1)</sup>

1) *Institute of Electronic Engineering and Opto-electronic Technology, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*

2) *Department of Electronic Engineering, East China Institute of Technology, Fuzhou 344000, China*

( Received 2 October 2006 ; revised manuscript received 14 October 2006 )

## Abstract

Exponential-doping photocathodes, in which from the GaAs bulk to the surface the doping concentration is distributed exponentially from high to low, can form a stable built-in electric field in the active layer, and the electric field facilitates the excited photoelectron emission. The quantum yield formulas of both reflection-mode and transmission-mode of exponential-doped photocathodes have been solved from the 1-dimension continuity equations, in which the built-in electric field is considered. According to these formulas, we calculate the theoretical quantum yield of the exponential-doped photocathodes. The calculated results show that the exponential-doping structure can increase the quantum yield of photocathodes significantly. To compare with the uniformly-doped photocathodes, the integral sensitivity of the reflection-mode exponential-doped photocathodes increases by nearly 20%, and for transmission-mode photocathodes the increase is more than 30%. The performance improvements of exponential-doping photocathodes are mainly attributed to the built-in electric field, the photoelectrons driven by the field move towards the cathode surface by way of diffusion and drift, accordingly, decrease the influence of the back-interface recombination velocity on photoemission and increase the equivalent electron diffusion length of cathodes.

**Keywords** : exponential-doping, built-in electric field, band structure, quantum yield

**PACC** : 7960, 7280E, 7360L, 7320A

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60678043 ) and by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China ( Grant No. 20050288010 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : bkchang@mail.njust.edu.cn