

指数掺杂结构对透射式 GaAs 光电阴极量子效率的影响研究*

张益军 牛军 赵静 邹继军 常本康†

(南京理工大学电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

(2010年7月9日收到; 2010年9月23日收到修改稿)

通过在一维连续性方程光电子产生函数项中加入短波约束因子, 修正了指数掺杂和均匀掺杂透射式 GaAs 光电阴极量子效率公式. 利用修正的透射式阴极量子效率公式分别拟合制备的指数掺杂和均匀掺杂透射式阴极量子效率实验曲线, 符合得很好. 另外拟合得到的阴极性能参数表明, 由于内建电场的作用, 指数掺杂阴极的性能要好于均匀掺杂阴极, 指数掺杂结构能够明显提高透射式阴极的量子效率.

关键词: 透射式光电阴极, 指数掺杂, 量子效率, 内建电场

PACS: 73. 61. Ey, 79. 60. Bm, 71. 20. Mq

1. 引言

负电子亲和势 GaAs 光电阴极由于其量子效率高、暗发射小、发射电子能量和角度分布集中等优点, 在微光夜视器件和自旋极化电子源等领域获得了广泛的应用^[1-4]. 光电阴极按照工作方式的不同可分为反射式和透射式两种类型, 而实际应用中主要以透射式 GaAs 光电阴极为主, 通常影响透射式 GaAs 光电阴极性能的主要参数有电子扩散长度、后界面复合速率和表面逸出概率^[5], 前两个参数由生长的阴极材料本身性质决定, 而表面逸出概率与晶面取向、表面净化工艺和激活工艺等方面密切相关. 过去几十年的研究一直致力于通过改进阴极生长技术和激活工艺来提高光电阴极的性能^[6-8].

光电阴极的光电发射过程已经被广泛认为是一种体效应. 三步光电发射过程^[9]包括光吸收激发电子、受激发电子输运到表面、电子隧穿表面势垒逸出到真空. “三步模型”理论为设计高性能光电阴极提供了理论指导方针. 有人提出了一种借助体内内建电场来提高电子输运效率的光电阴极

结构^[10,11]. 这种结构采用变浓度掺杂方法, 即发射层材料体内到发射表面掺杂浓度由高到低掺杂, 不同掺杂浓度区域交界处将产生一个内建电场, 该电场有利于受激发电子向表面运动, 提高阴极的量子效率. 这在反射式 GaAs 光电阴极应用中得到了证实. 为了弄清变浓度掺杂结构对透射式阴极量子效率的影响, 本文采用分子束外延 (MBE) 技术将一种指数掺杂结构应用于透射式 GaAs 光电阴极. 通常光电阴极的性能参数是通过借助量子效率公式拟合实验量子效率曲线得到的^[11-18]. 对于指数掺杂和均匀掺杂反射式 GaAs 光电阴极, 利用反射式阴极量子效率公式已经可以得到较好的拟合效果^[12-15], 但是透射式 GaAs 阴极情况不同, 拟合的理论曲线在大于短波阈值区域无法和实验曲线符合得很好^[14,18]. 针对透射式阴极与反射式阴极结构的不同, 本文推导修正了指数掺杂和均匀掺杂透射式阴极量子效率公式. 根据修正的透射式阴极量子效率公式, 拟合比较了制备的指数掺杂透射式 GaAs 光电阴极与均匀掺杂透射式 GaAs 光电阴极在阴极性能参数上的差异, 验证了指数掺杂结构对透射式阴极量子效率的提高作用.

* 国家自然科学基金 (批准号: 60678043, 60801036)、江苏省高等学校研究生科研创新计划 (批准号: CX09B-096Z) 和南京理工大学科研计划 (批准号: 2010ZYTS032) 资助的课题.

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

2. 指数掺杂透射式阴极量子效率公式的修正

由于指数掺杂透射式 GaAs 光电阴极的发射层内产生了一个内建电场,相比于传统的均匀掺杂透射式阴极而言,指数掺杂透射式阴极少数载流子(电子)所遵循的一维连续性方程中多了一项内建电场 E 引起的漂移项,其连续性方程为^[19]

$$D_n \frac{d^2 n(x)}{dx^2} - \mu |E| \frac{dn(x)}{dx} - \frac{n(x)}{\tau} + g(x) = 0 \quad (x \in [0, T_e]), \quad (1)$$

其中 x 为发射层内某点与 GaAlAs/GaAs 后界面之间的距离, $n(x)$ 为少数载流子(电子)的浓度, μ 为电子迁移率, τ 为少数载流子(电子)寿命, D_n 是电子的扩散系数, T_e 为发射层厚度, $g(x)$ 为光电子产生函数. 在以往推导透射式阴极量子效率时一般只考虑光在发射层的吸收,忽略了光在窗口层中的吸收,而衬底层一般为玻璃,可认为不吸收可见光波长的光,如图 1 所示. 由于传统的透射式阴极量子效率公式中没有短波区域约束条件,在拟合实验量子效率曲线时短波部分存在较大的偏差,因此必须在光电子产生函数中考虑光在窗口层中的吸收,即加入短波约束因子 $\exp(-\beta_p T_w)$, 于是 $g(x)$ 表达式修正为

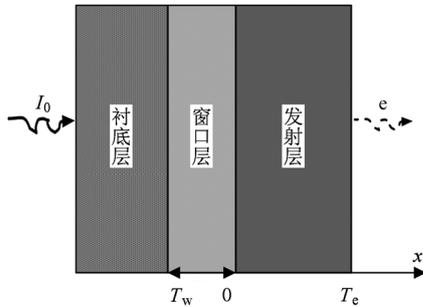


图 1 透射式光电阴极结构示意图

$$g(x) = (1 - R) I_0 \alpha_p \exp(-\beta_p T_w) \exp(-\alpha_p x), \quad (2)$$

其中 I_0 为入射光强度, R 为阴极表面对入射光的反射率, α_p 为入射光在发射层中的吸收系数, β_p 为入射光在窗口层中的吸收系数, T_w 为窗口层的厚度. 上

述连续性方程满足的边界条件为 $\left[D_n \frac{dn(x)}{dx} - \mu |E| n(x) \right] \Big|_{x=0} = S_V n(x) \Big|_{x=0}, n(T_e) = 0$, 其中 S_V 为后界面复合速率. 将以上边界条件代入(1)和(2)式, 然后通过 $Y_{TE}(h\nu) = \frac{dn(x)}{dx} \Big|_{x=T_e} \cdot PD_n / I_0$ 可得修正后的指数掺杂透射式 GaAs 光电阴极的量子效率公式为

$$Y_{TE}(h\nu) = \frac{P(1 - R) \alpha_p L_D \exp(-\beta_p T_w)}{\alpha_p^2 L_D^2 + \alpha_p L_E - 1} \times \left[\frac{N(S + \alpha_p D_n) \exp(L_E T_e / 2L_D^2)}{M} - \frac{Q \exp(-\alpha_p T_e)}{M} - \alpha_p L_D \exp(-\alpha_p T_e) \right]. \quad (3)$$

(3)式中

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

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

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

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

$$Q = SN \cosh(NT_e / 2L_D^2)$$

$$+ (SL_E + 2D_n) \sinh(NT_e / 2L_D^2).$$

其中 P 为表面电子逸出概率, L_D 为电子扩散长度, L_E 为电子在电场 E 作用下的牵引长度. 由于有了内建电场的作用,光电子在阴极体内将以扩散加定向漂移的方式向表面运动,因此指数掺杂阴极体内的光电子平均输运距离被定义为电子扩散漂移长度 L_{DE} , 与电子扩散长度 L_D 和电子牵引长度 L_E 的关系式为^[13]

$$L_{DE} = \frac{1}{2} (\sqrt{L_E^2 + 4L_D^2} + L_E). \quad (4)$$

指数掺杂透射式阴极量子效率公式中若电场 $E = 0$, 则(3)式可简化为修正了的均匀掺杂透射式 GaAs 光电阴极量子效率公式,其表达式为

$$Y_{TU}(h\nu) = \frac{P(1 - R) \alpha_p L_D \exp(-\beta_p T_w)}{\alpha_p^2 L_D^2 - 1} \left\{ \frac{\alpha_p D_n + S_V}{(D_n / L_D) \cosh(T_e / L_D) + S_V \sinh(T_e / L_D)} - \frac{\exp(-\alpha_p T_e) [S_V \cosh(T_e / L_D) + (D_n / L_D) \sinh(T_e / L_D)]}{(D_n / L_D) \cosh(T_e / L_D) + S_V \sinh(T_e / L_D)} - \alpha_p L_D \exp(-\alpha_p T_e) \right\}. \quad (5)$$

由于均匀掺杂阴极中没有内建电场的作用,光电子在均匀掺杂阴极体内的平均输运距离就等同于电子扩散长度 L_D . 通过采用(3)和(5)式可以很好地分别拟合指数掺杂和均匀掺杂透射式 GaAs 光电阴极的量子效率曲线,得到比较准确的阴极性能参数.

3. 实验与曲线拟合

3.1. 透射式 GaAs 光电阴极的制备

为了验证指数掺杂结构对透射式光电阴极性能的提高作用,我们设计了两种结构的透射式 GaAs 光电阴极,一种为指数掺杂结构,另一种为均匀掺杂结构,具体掺杂结构如图 2 所示. 由于 MBE 生长技术具有较低的生长速率,对外延层厚度和掺杂浓度提供了比较精确的控制,因此采用 MBE 设备生长两种结构的透射式 GaAs 光电阴极材料. 生长前先将 GaAs 衬底材料放入 MBE 生长室,加热到 620 °C 去除衬底材料表面的 C 和氧化物等杂质,然后在富 As 环境下依次外延生长 GaAlAs 腐蚀阻挡层、GaAs 发射层、GaAlAs 窗口层和 GaAs 保护层,掺杂元素为 Be, Al 组分都为 0.63. GaAlAs 层和 GaAs 层的生长环境温度分别为 600 和 580 °C,生长速率都大约为 1 μm/h,整个生长过程由反射高能电子衍射进行监测.

两种样品的 GaAs 发射层厚度都为 2 μm. 对于均匀掺杂阴极样品,发射层的最佳掺杂浓度大约为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [20]. 而对于指数掺杂阴极样品,由于外延技术的限制,发射层掺杂浓度不能完全按照指数方式变化,将总厚度 T_e 为 2 μm 的发射层分为 8 层结构,设定靠近 GaAlAs 窗口层的后界面处掺杂浓度 N_0 为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$,而表面掺杂浓度 N_{T_e} 为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,按照下式计算得到指数掺杂系数 A :

$$A = \frac{\ln(N_0/N_{T_e})}{T_e}. \quad (6)$$

然后根据设定的每分层掺杂浓度计算每分层对应的厚度,结果如图 2(a) 所示.

借助于电化学电容-电压分析仪测得 MBE 生长的两种结构的透射式 GaAs 光电阴极样品载流子浓度随厚度的分布,结果如图 3 所示. 对于指数掺杂结构样品,发射层内载流子浓度呈较明显的变浓度掺杂分布,由于载流子浓度代表的是离化的杂质原子浓度,由图 3 可知,发射层内离化的 Be 杂质浓度大

保护层	0.1 μm GaAs	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
窗口层	1 μm GaAlAs	$1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
发射层	0.20 μm GaAs	$1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
	0.13 μm GaAs	$8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	0.15 μm GaAs	$7.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	0.19 μm GaAs	$5.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	0.25 μm GaAs	$4.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	0.31 μm GaAs	$2.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	0.36 μm GaAs	$1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	0.41 μm GaAs	$1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
阻挡层	1 μm GaAlAs	不掺杂
p型 GaAs(100)衬底		

(a)

保护层	0.1 μm GaAs	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
窗口层	1 μm GaAlAs	$1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
发射层	2 μm GaAs	$1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
阻挡层	1 μm GaAlAs	不掺杂
p型 GaAs(100)衬底		

(b)

图 2 MBE 外延透射式 GaAs 光电阴极材料掺杂结构 (a) 指数掺杂结构; (b) 均匀掺杂结构

致是掺杂浓度的 1/3,利用 MBE 外延技术为制备高性能的变浓度掺杂光电阴极材料提供了可能.

阴极样品被放入激活室前,先将 GaAs 保护层腐蚀掉,然后在 GaAlAs 窗口层上镀 Si_3N_4 抗反射膜,接着再在 Si_3N_4 膜上热粘接玻璃,最后通过选择性腐蚀方法依次腐蚀掉 GaAs 衬底和 GaAlAs 阻挡层,制备成具有玻璃/ Si_3N_4 /窗口层/发射层的 4 层结构的透射式阴极组件 [21]. 在完成对阴极组件的化学清洗和热净化后,将阴极组件放入超高真空激活室激活(本底真空度不低于 10^{-9} Pa),阴极激活采用“高低温两步激活”法 [22],激活两种结构阴极样品的 Cs/O 流量比相同,并都采用 Cs 源连续, O 源断续的优化激活工艺 [1,8]. 激活结束后,利用在线量子效率测试仪对两种结构的阴极样品的量子效率进行了测试 [14].

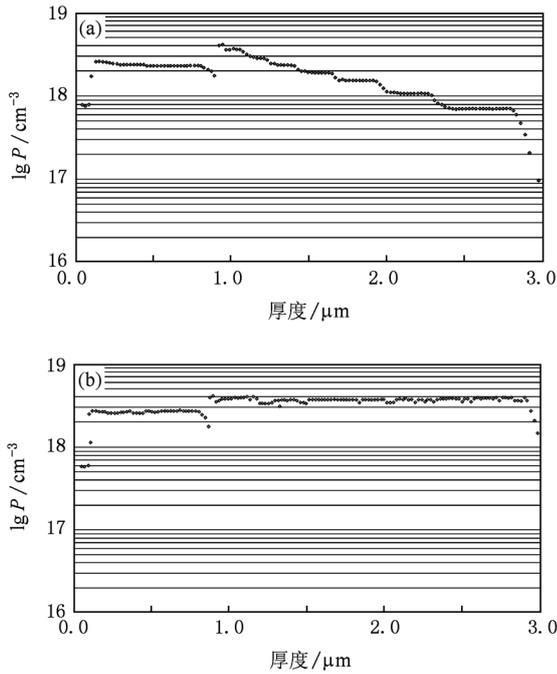


图3 两种结构的透射式阴极样品载流子浓度的纵向分布
(a)指数掺杂结构;(b)均匀掺杂结构

3.2. 透射式阴极量子效率曲线拟合

指数掺杂和均匀掺杂透射式阴极的量子效率实验曲线如图4中实线所示,在长波阈值1.42 eV至短波阈值2.23 eV区间内,指数掺杂的透射式阴极样品量子效率明显高于均匀掺杂的透射式阴极样品,特别是短波区域两者之差要稍大于长波区域两者之差.利用传统的透射式阴极量子效率公式拟合实验曲线^[5,11],得到如图4中虚线表示的未修正透射式阴极量子效率拟合曲线,显然,短波区域的拟合曲线与实验曲线产生了很大偏离.用原有未修正的透射式量子效率公式根本无法很好拟合实验量子效率曲线,然后利用(3)–(5)式分别对这两种结构的量子效率实验曲线进行拟合,结果如图5中虚线所示.比较图4和图5可看出,由于修正的透射式阴极量子效率公式中加入了短波区域约束条件,指数掺杂和均匀掺杂的透射式阴极的量子效率拟合曲线与实验曲线符合很好.特别是光子能量大于短波阈值2.23 eV的区域,这部分入射光主要是在GaAlAs窗口层中被吸收.该实验样品中GaAlAs窗口层的吸收系数随入射光子能量的变化曲线如图6所示.长波区域的光在GaAlAs窗口层的吸收系数为零.因此,在光电子产生函数 $g(x)$ 中引入短波约束因子 $\exp(-\beta_p T_w)$ 对透射式阴极量子效率实验

曲线在整个响应波段内具有很好的拟合效果.通过拟合量子效率实验曲线得到两种结构的阴极性能参数,结果如表1所列.

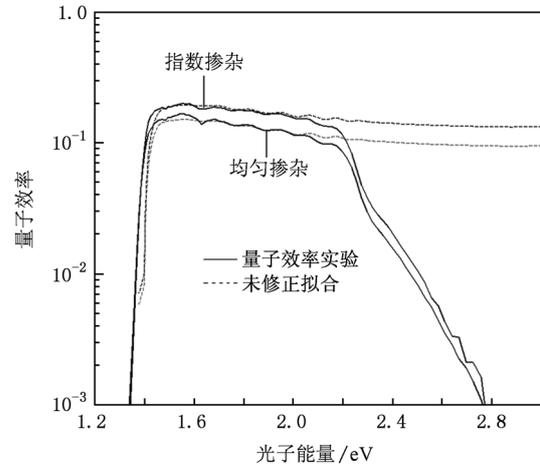


图4 两种结构的透射式阴极样品量子效率实验曲线(实线)和未修正的拟合曲线(虚线)

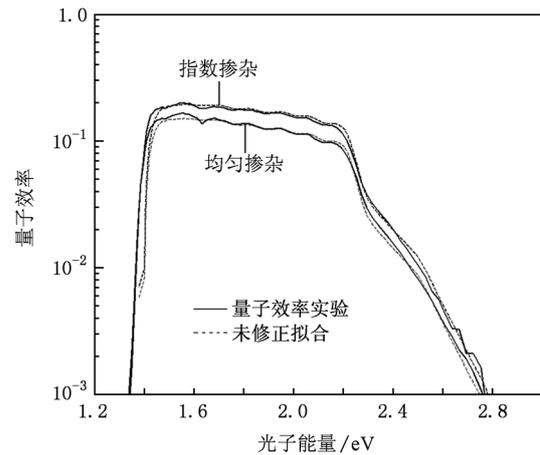


图5 两种结构的透射式阴极样品量子效率实验曲线(实线)和修正的拟合曲线(虚线)

表1 拟合量子效率实验曲线所获得的阴极性能参数值

曲线	$S_V/\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$	$L_D/\mu\text{m}$	$L_{DE}/\mu\text{m}$	P
指数掺杂	10^6	—	3.4	0.36
均匀掺杂	10^6	3.0	—	0.33

从表1可知,两种结构样品的后界面复合速率相同,但从电子平均输运距离(L_D 和 L_{DE})和表面逸出概率看,指数掺杂结构的样品要大于均匀掺杂结构的样品.由此可见指数掺杂这种特殊的掺杂结构对于透射式阴极量子效率和阴极性能的提高具有明显的作用.这种指数掺杂结构会在GaAs发射层

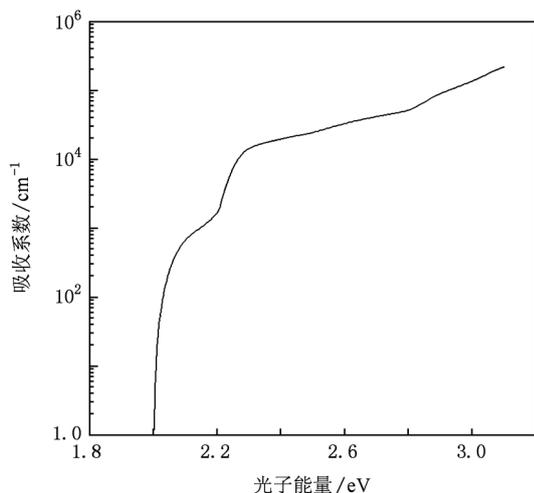


图6 GaAlAs 窗口层的吸收系数 Al 组分为 0.63, 掺杂浓度为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

内形成一个恒定的内建电场,其表达式为^[11]

$$E = -\frac{k_B T A}{q}, \quad (7)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度, q 为电子的电荷量. 指数掺杂系数 A 可根据(6)式计算得到, 然后求得此指数掺杂阴极样品中恒定内建电场 $E = 3 \times 10^4 \text{ V/m}$. 由于电势能与发射层中线性变化的电势成正比, 因而指数掺杂透射式阴极的能带会形成从体内到表面不断向下倾斜的结构, 其能带结构如图7所示, 其中 δ_s 为阴极表面能带弯曲量, d_s 为阴极表面能带弯曲区宽度, E_0 为阴极表面真空能级, E_c 为导带底能级, E_v 为价带顶能级, E_g 为禁带宽度, E_F 为费米能级, 根据双偶极层模型阴极表面势垒 I 和 II 由 Cs-O 激活层形成^[23].

对于透射式光电阴极而言, 短波光主要在后界面附近吸收, 产生的光电子需要很长的距离才能到达阴极表面, 绝大部分电子都已损失掉能量在导带底热化, 主要通过隧穿表面势垒 II 逸出, 而长波光吸收产生的光电子情况相反, 较容易到达阴极表面, 然后隧穿表面势垒 I 逸出. 因此指数掺杂阴极中的恒定内建电场可以更加有效地促进短波区域的光电子输运到表面, 另外对于长波区域的低能电

子也会有很好的能量补充作用, 因而指数掺杂阴极中的电子平均输运距离要大于均匀掺杂阴极. 由于发射层能带向下弯曲倾斜, 通过 Cs, O 激活使得表面真空能级相对于均匀掺杂阴极的表面真空能级能够下降得更低, 阴极表面形成更有效的负电子亲和势状态, 从而指数掺杂阴极的表面逸出概率也会好于均匀掺杂阴极. 因此, 指数掺杂结构通过内建电场的作用可有效提高透射式光电阴极的性能.

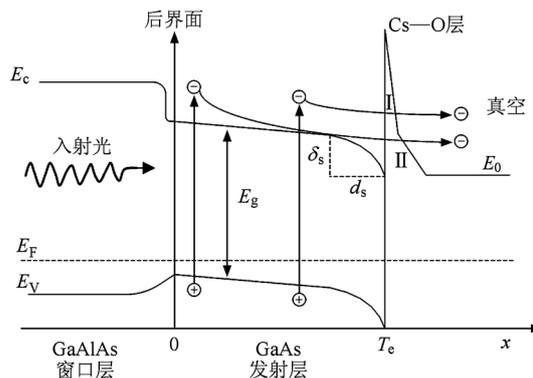


图7 指数掺杂透射式阴极能带结构

4. 结 论

通过在一维连续性方程光电子产生函数项中加入短波约束因子, 考虑了光在 GaAlAs 窗口层中的吸收, 从而修正了指数掺杂和均匀掺杂透射式 GaAs 光电阴极的量子效率公式. 利用修正的透射式阴极量子效率公式分别拟合了所制备的指数掺杂和均匀掺杂透射式 GaAs 光电阴极的量子效率实验曲线. 结果表明, 修正的透射式阴极量子效率公式能很好地符合实验曲线. 另外, 拟合得到的阴极性能参数表明指数掺杂阴极的性能要好于传统的均匀掺杂阴极. 这主要归因于指数掺杂结构产生的内建电场, 它可以有效地改善阴极中电子的输运效率, 从而能够明显提高阴极的量子效率. 本文推导的修正指数掺杂透射式阴极的量子效率公式和实验结果对于高性能变掺杂透射式光电阴极的设计和制备具有指导意义.

[1] Li Q, Hao L, Pang W N 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 172 (in Chinese) [李 倩, 郝 亮, 庞文宁 2008 物理学报 **57** 172]

[2] Liu Z, Sun Y, Peterson S, Pianetta P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 241107

- [3] Zhang Y J, Chang B K, Yang Z, Niu J, Zou J J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4541
- [4] Yang Z, Zou J J, Chang B K 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4290 (in Chinese) [杨智、邹继军、常本康 2010 物理学报 **59** 4290]
- [5] Farsakoğlu Ö F, Zengin D M, Kocabaş H 1993 *Opt. Eng.* **32** 1105
- [6] Narayanan A A, Fisher D G, Erickson L P, O'Clock G D 1984 *J. Appl. Phys.* **56** 1886
- [7] Bourree L E, Chasse D R, Stephan Thamban P L, Glosser R 2003 *Proc. SPIE* **4796** 11
- [8] Moré S, Tanaka S, Tanaka S, Fujii Y, Kamada M 2003 *Surf. Sci.* **527** 41
- [9] Spicer W E, Herrera-Gómez A 1993 *Proc. SPIE* **2022** 18
- [10] Zou J J, Chang B K 2006 *Opt. Eng.* **45** 054001
- [11] Zou J J, Chang B K, Yang Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2992 (in Chinese) [邹继军、常本康、杨智 2007 物理学报 **56** 2992]
- [12] Du X Q, Chang B K 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8643 (in Chinese) [杜晓晴、常本康 2009 物理学报 **58** 8643]
- [13] Niu J, Zhang Y J, Chang B K, Yang Z, Xiong Y J 2009 *Appl. Opt.* **48** 5445
- [14] Zou J J, Chang B K, Chen H L, Liu L 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 033126
- [15] Olsen G H, Szostak D J, Zamerowski T J, Etenberg M 1977 *J. Appl. Phys.* **48** 1007
- [16] Liu Y Z, Moll J L, Spicer W E 1970 *Appl. Phys. Lett.* **17** 60
- [17] Gutierrez W A, Pommerrenig H D 1973 *Appl. Phys. Lett.* **22** 292
- [18] Liu L, Chang B K, Du Y J, Qian Y S, Gao P 2005 *Appl. Surf. Sci.* **251** 273
- [19] Liu E K, Zhu B S, Luo J S 2003 *Semiconductor Physics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p175 (in Chinese) [刘恩科、朱秉升、罗晋生 2003 半导体物理学 (北京: 电子工业出版社) 第 175 页]
- [20] Vergara G, Gómez L J, Capmany J, Montojo M T 1997 *Vacuum* **48** 155
- [21] Antypas G A, Escher J S, Edgecumbe J, Enck R S Jr 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 4301
- [22] Stocker B J 1975 *Surf. Sci.* **47** 501
- [23] Su C Y, Spicer W E, Lindau I 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 1413

Effect of exponential-doping structure on quantum yield of transmission-mode GaAs photocathodes^{*}

Zhang Yi-Jun[†] Niu Jun Zhao Jing Zou Ji-Jun Chang Ben-Kang

(Institute of Electronic Engineering and Optoelectronic Technology, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(Received 9 July 2010; revised manuscript received 23 September 2010)

Abstract

The quantum yield formulas for exponential-doping and uniform-doping transmission-mode GaAs photocathodes are modified by adding a shortwave constraint factor to the photoelectron generation function in a one-dimensional continuity equation. Based on the modified transmission-mode quantum yield formulas, the experimental exponential-doping and uniform-doping transmission-mode quantum yield curves are respectively fitted, and the fitted curves are consistent well with the experimental curves. In addition, the fitted cathode performance parameters indicate that as compared with the uniform-doping photocathode, the exponential-doping photocathode can obtain a higher cathode performance because of the built-in electric field. The exponential-doping structure can effectively increase the quantum yield of transmission-mode photocathode.

Keywords: transmission-mode photocathode, exponential-doping, quantum yield, built-in electric field

PACS: 73.61.Ey, 79.60.Bm, 71.20.Mq

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60678043, 60801036), the Scientific Research and Innovation Program for the Graduate Students of Institution of Higher Education of Jiangsu Province, China (Grant No. CX09B-096Z), and the Scientific Research Program of Nanjing University of Science and Technology, China (Grant No. 2010ZYTS032).

[†] Corresponding author. E-mail: bkchang@mail.njjust.edu.cn