

# 反射式 GaN 光电阴极表面势垒对量子效率衰减的影响\*

杨永富 富容国<sup>†</sup> 马力 王晓晖 张益军

(南京理工大学电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

(2011年8月30日收到; 2011年10月28日收到修改稿)

针对反射式 GaN 光电阴极长波段量子效率衰减较大, 短波段量子效率衰减较小的实验现象, 在考虑谷间散射的情况下, 利用玻尔兹曼分布和基于 Airy 函数的传递矩阵法, 计算了发射电子能量分布, 分析了表面势垒变化对量子效率衰减的影响, 理论与实验符合较好. 激活层有效偶极子数的减少使表面势垒宽度和高度增加, 引起长波光子的激发产生的发射电子能量分布衰减较大, 短波光子的激发产生的发射电子能量分布衰减较小, 这是量子效率在长波段衰减较大, 短波段衰减较小的根本原因.

**关键词:** GaN 光电阴极, 量子效率衰减, 发射电子能量分布, 表面势垒

**PACS:** 85.60.Ha, 61.72.uj, 81.65. -b, 85.30.Hi

## 1 引言

负电子亲和势 (negative electron affinity, NEA) GaN 光电阴极灵敏度高、暗发射小、发射电子能量分布集中, 是非常理想的新型紫外光电阴极, 在导弹预警、宇宙探测、环境保护、电子束印刷等领域获得了广泛应用<sup>[1-3]</sup>. 基于负电子亲和势的 GaN 光电阴极是当前高性能光电阴极的研究热点, 美国、日本、中国等国家竞相投入巨资展开各种基础和应用研究, 量子效率的提高及其改善是研究的焦点之一<sup>[4]</sup>.

量子效率是光电探测器件的核心指标, 直接反映光电阴极的光电发射本领, 表征器件对微弱信号的探测能力. 量子效率的稳定性标志着光电阴极在不同时间、条件下性能的稳定性的稳定性, 直接关系到 GaN 光电阴极的应用. 乔建良等研究者观察到: 随着时间的变化, 量子效率的损失量随波长的增大而增大, 长波段量子效率具有较大衰减. 乔建良等从反射式阴极的工作方式以及阴极衰减过程中表面势垒的变化方面研究了衰减机理<sup>[5-7]</sup>. 目前 GaN 光电阴

极的研究刚刚起步, 亟需深入研究 GaN 光电阴极表面势垒对量子效率衰减的影响机理, 为改善 GaN 光电阴极的性能提供理论参考.

本文应用玻尔兹曼分布和基于 Airy 函数的传递矩阵法, 计算了表面势垒对发射电子能量分布的影响, 研究了表面势垒变化对量子效率衰减的影响机理, 这对提高 NEA GaN 光电阴极量子效率的稳定性提供了重要借鉴.

## 2 GaN 光电阴极量子效率的衰减实验

量子效率是指一个光子入射到光电阴极表面时, 阴极所发射的电子数, 即

$$Y_r(\lambda) = \frac{N_e}{N_p}, \quad (1)$$

其中,  $N_p$  为入射到阴极上的光子数,  $N_e$  为阴极所发射的电子数.

乔建良等研究者的实验采用的样品是掺 Mg 的 p 型 GaN, 发射层厚度 200 nm, 掺杂浓度为  $1.37 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , 缓冲层是未掺杂的 2—3  $\mu\text{m}$  GaN 层, 蓝宝石衬底<sup>[6]</sup>, 采用文献 [1] 的工艺和测

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60871012) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: frguo@mail.njust.edu.cn

试设备进行测试. Cs/O 激活过程采用 Cs 源持续, O 源断续的交替方法, 激活完成后立即原位测试了阴极量子效率曲线. 将阴极在的真空室中放置 6 h 后再次原位测试其量子效率, NEA GaN 光电阴极衰减前后的量子效率曲线的变化情况如图 1 所示 [6]. 图 2 给出了衰减之后几个波长点量子效率与衰减前的比值  $r$ .

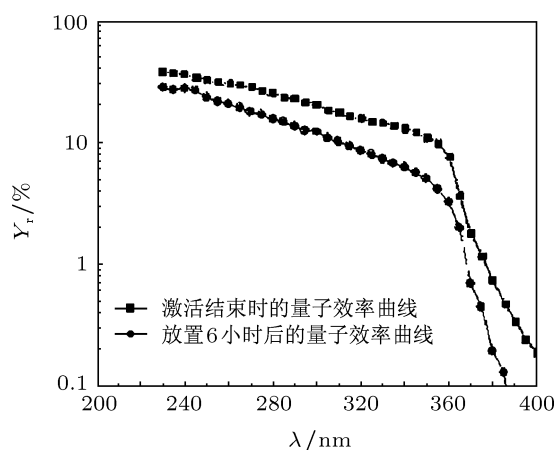


图 1 放置 6 h 后 NEA GaN 光电阴极量子效率的衰减变化

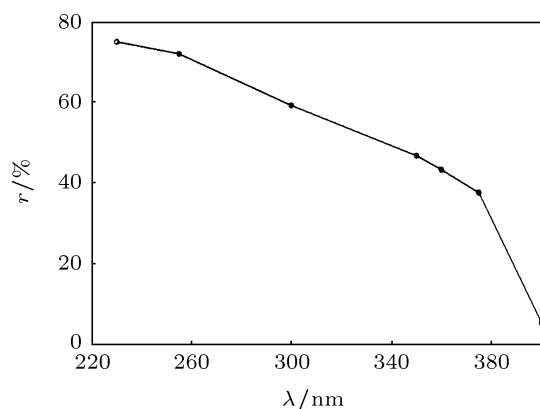


图 2 衰减之后几个波长点量子效率与衰减前的比值

可见, 充分激活的光电阴极在 6 h 后, 量子效率发生了显著的衰减. 不同波段的量子效率衰减幅度不同, 长波段量子效率衰减较大, 短波段量子效率衰减较小.

Siegmund 等研究者采用蓝宝石衬底的 Mg 掺杂的 p 型 GaN 材料, 掺杂浓度约为  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , GaN 层的厚度在  $1 \mu\text{m}$  左右. 样品在反射模式下工作, 超高真空室中测试 Cs/O 激活后的样品, 经过三个多月产生的量子效率衰减结果见图 3 [7]. 从图中也可以看出, 不同波段对应的量子效率衰减幅度是不相

同的, 短波段量子效率衰减较小, 随着波长的增大, 衰减也相应增大.

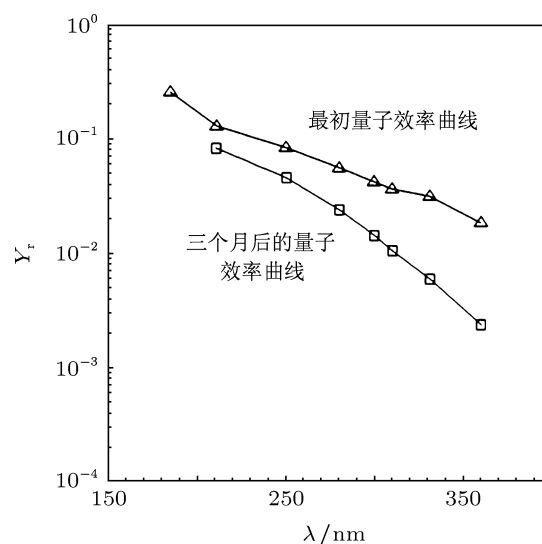


图 3 Siegmund 等研究者给出的 GaN 阴极量子效率随时间的衰减变化

### 3 发射电子能量分布计算的理论基础

#### 3.1 GaN 光电阴极的能带结构

GaN 材料是直接带隙半导体, GaN 光电阴极采用的是纤锌矿结构, 300 K 时纤锌矿本征 GaN 晶体的能带结构如图 4 所示. 本征 GaN 材料的禁带宽度 300 K 时约为 3.39 eV, 价带有三个劈裂的能带, 来自于自旋轨道的相互作用和晶体的对称性,  $M-L$  能谷的高度  $E_{M-L}$  为 4.5—5.3 eV,  $A$  能谷的高度  $E_A$  为 4.7—5.5 eV, 自旋 - 轨道劈裂能  $E_{so}$  为 0.008 eV, 晶体 - 场劈裂能  $E_{cr}$  为 0.04 eV [8].

GaN 光电阴极价带中的电子吸收入射光子能量, 激发到导带, 这一激发过程主要与光电阴极材料的吸收系数和能带结构有关. 相对于 GaN 价带的极大值点,  $\Gamma$  能谷是直接带隙,  $M-L$  能谷和  $A$  能谷是间接带隙. 当光电子从价带顶跃迁到  $\Gamma$  能谷时, 只需满足能量守恒, 而光电子从价带顶跃迁到  $M-L$  能谷或  $A$  能谷时, 需同时满足能量守恒和动量守恒, 还需要吸收或发射一个声子的能量  $E_p$ . 在 GaN 光电阴极中, 当电子能量足够大时, 电子谷间散射主要是由  $\Gamma$  能谷散射到  $M-L$  能谷 [9]. 可见, 根据能量守恒: 低能光电子主要由长波光子激发产生, 一部分也会由短波光子激发, 主要是光电子在运输的过程中会损失能量; 高能光电子全部由短波光子激发产生, 因为长波光子能量较低, 不足以支

持谷间散射和输运过程中的能量损失 [6,9].

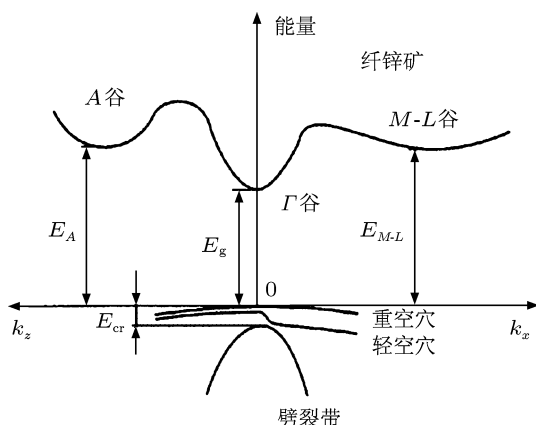


图 4 300 K 时纤锌矿结构本征 GaN 晶体的能带结构 ( $E_g = 3.39$  eV,  $E_{M-L} = 4.5\text{--}5.3$  eV,  $E_A = 4.7\text{--}5.5$  eV,  $E_{so} = 0.008$  eV,  $E_{cr} = 0.04$  eV)

GaN 光电阴极的双偶极层 [GaN(Mg):Cs]:O-Cs 模型认为, Cs/O 引入后形成的偶极子建立的电场, 降低了表面势垒, 最终得到所需的 NEA 特性 [10]. 单独进 Cs 激活时, Cs 首先与表面层最近的杂质原子 Mg 形成偶极子 [GaN(Mg):Cs]. 偶极子的正端朝向表面一侧, 这些偶极子构成第一个偶极层, 形成 I 势垒. 单独进 Cs 激活带来约 3.0 eV 的真空能级的下降, 将真空能级移到导带底以下大约 1.0 eV 处, 使有效电子亲和势为  $-1.0$  eV, 获得显著的 NEA 特性. 在 Cs/O 共同激活的过程中, O 分子在与 Cs 反应时形成 O 原子, O 原子会进入表面层, 进一步离化与更接近表面的 Cs 构成第二个偶极层: O-Cs. 其中一个偶极子包括一个 O 原子和两个 Cs 原子, 偶极子的正端仍然朝向表面真空一侧. O-Cs 偶极层形成 II 势垒, 使有效电子亲和势由单独进 Cs 激活时的  $-1.0$  eV 进一步降低到约  $-1.2$  eV.

激活完成后的 GaN 光电阴极能带结构如图 5 所示, 两条斜率不同的近似直线段组成表面势垒, 自左向右依次为 I 势垒、II 势垒.  $b, c$  分别表示 I, II 势垒的宽度,  $V_2, V_3$  分别表示 I, II 势垒的末端高度, I 势垒的起始高度为  $V_1$ , 真空能级为  $V_3$ .

在 GaN 光电阴极表面势垒中, 势能函数  $V(x)$  可以表示为

$$V(x) = -F_i(x - b_i), \quad (2)$$

式中,  $i = 1, 2, a_i < x < a_{i+1}, a_1 = 0, a_2 = b, a_3 = b + c, F_i = -(V_{i+1} - V_i)/(a_{i+1} - a_i), z_i = a_i + V_i/F_i.$

I, II 势垒的总宽度估计在  $0.8\text{--}1.6$  nm [5], 和原

子线度相当. 根据 Spicer 提出的光电发射“三步模型”, 当一定能量  $E$  的光电子经过能带弯曲区输运到阴极面时, 可以通过隧道效应以一定的概率  $p(E)$  隧穿表面势垒. 知道了表面势垒形状和电子能量, 借助一维定态薛定谔方程, 可以解出  $p(E)$ . 隧道效应是由微观粒子波粒二象性所决定的一种量子效应. 电子隧穿势垒前后的能量不变, 并没有能量损失; 不论电子能量高低, 电子隧穿势垒的厚度都是相等的, 即  $(b + c)$ . 电子在势垒另一侧出现的概率会受到势垒高度和宽度的调制, 这是微观粒子波动性及不确定关系的具体体现.  $p(E)$  反映了光电子隧穿表面势垒的能力, 称为透射系数, 影响  $p(E)$  的因素主要有电子自身能量的大小和表面势垒形状 [11].

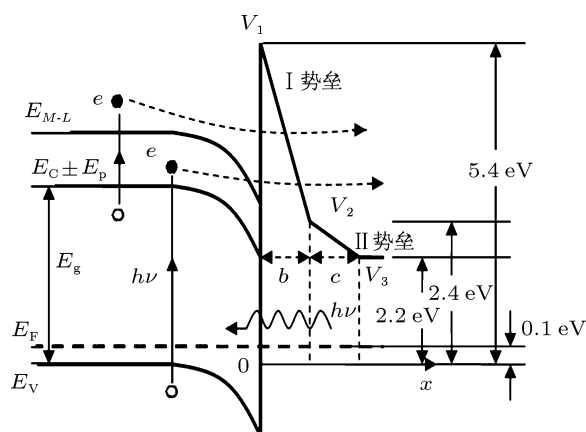


图 5 激活完成后 GaN 光电阴极的能带结构

### 3.2 发射电子能量分布的计算

对反射式 GaN 光电阴极而言, 高能电子主要在阴极近表面产生, 经过较短的距离输运到能带弯曲区, 还会有相当数量的 M-L 能谷电子或未弛豫的热电子存在. 在  $\Gamma$  能谷或 M-L 能谷热化电子的能量符合玻尔兹曼分布 [12,13]

$$n_d(\Delta E) \propto \Delta E^{1/2} \cdot \exp(-\Delta E/kT), \quad (3)$$

式中  $k$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为绝对温度,  $E_t$  为热化电子能量, 对于  $\Gamma$  能谷  $\Delta E_t = E_c$ , 对于 M-L 能谷  $\Delta E_t = E_{M-L}$ .  $E_c$  和  $E_{M-L}$  分别为导带底 ( $\Gamma$  能谷) 和 M-L 能谷的能级.

热化电子进入能带弯曲区后, 在能带弯曲区电场力的作用下向表面漂移. 漂移过程中电子能量和运动方向会随时变化, 当电子输运到阴极表面时, 其能量分布可通过求解玻尔兹曼方程得到 [14,15].

在 GaN 光电阴极中, 光电子的跃迁先跃迁到  $\Gamma$  能谷, 当能量足够大时, 还会由  $\Gamma$  能谷散射到  $M-L$  能谷, 并迅速在  $M-L$  能谷中热化. 由于要同时考虑  $M-L$  能谷和  $\Gamma$  能谷的光电发射, 为了计算的简化, 在电子能量的计算中可以暂不考虑热电子的发射<sup>[16]</sup>.

若热化电子的能量  $E_t$  等于  $E_c$ , 即  $\Delta E = 0$ , 则电子经过能带弯曲区后的能量分布为

当  $E \gg \frac{1}{2}E_w$  时,

$$n_0(E_p) \propto \left[ \left( \frac{\delta_s}{E_p} \right)^2 - \frac{\delta_s}{E_p} \right] \exp \left( - \frac{\delta_s^2}{4E_w E_p} \right); \quad (4)$$

当  $E \ll E_w$  时,

$$n_0(E_p) \propto \left[ \left( \frac{\delta_s}{E_p} \right)^2 - 1 \right] \exp \left( - \frac{\delta_s^2}{4E_w E_p} - \frac{\delta_s}{2E_w} + \frac{3E_p}{4E_w} \right). \quad (5)$$

式中  $E$  是电子经过能带弯曲区到达阴极表面时余下的能量,  $E = \delta_s - E_p$ ,  $\delta_s$  是能带弯曲区的弯曲量,  $E_p$  是电子经过能带弯曲区时损失的总能量,  $E$ ,  $\delta_s$  和  $E_p$  均是相对能带弯曲区的最低点而言的.  $E_w = (F \cdot L_p)^2 / 3 \cdot \Delta E_p$ , 其中  $L_p$  是电子散射平均自由程,  $\Delta E_p$  是电子在每次碰撞散射中所损失的平均能量,  $F$  是能带弯曲区中的电场强度, 因能带弯曲区比较窄, 可认为其中的电场为匀强电场, 即  $F = \delta_s / d$ ;  $d$  可通过下式计算得到:

$$d = (2\delta_s \varepsilon_0 \varepsilon / n_A e)^{1/2}, \quad (6)$$

式中  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $\varepsilon$  是 GaN 的相对介电常数,  $n_A$  是阴极的受主掺杂浓度,  $e$  是电子的电荷量.

$E_t \neq E_c$  时, 则  $\Gamma$  能谷电子输运到阴极表面时的能量分布可表示为

$$n_\Gamma(E) = C_\Gamma \cdot \sum_i n_{d\Gamma}(\Delta E_i) \times n_0(\Delta E_i + E_g - E). \quad (7)$$

$M-L$  能谷电子输运到阴极表面时的能量分布可表示为

$$n_{M-L}(E) = C_{M-L} \cdot \sum_i n_{dM-L}(\Delta E_i) \times n_0(\Delta E_i + E_{M-L} - E), \quad (8)$$

式中  $C_\Gamma$ ,  $C_{M-L}$  是归一化常数.  $\Delta E_i$  为热化电子能量  $E_t$  与导带底能级  $E_c$  之差, 与 (3) 式中  $\Delta E$  含义相同. 其中  $E_g$  为 GaN 光电阴极的禁带宽度,  $E_{M-L}$

为  $M-L$  能谷的高度归一化常数由 (6) 式确定:

$$\int_0^{+\infty} n_\Gamma(E) dE = 1, \quad (9)$$

$$\int_0^{+\infty} n_{M-L}(E) dE = 1. \quad (10)$$

将  $n_\Gamma(E)$  和  $n_{M-L}$  加权相加即得反射式 GaN 光电阴极电子输运到阴极表面时总的能量分布  $n(E)$ <sup>[16]</sup>,

$$n(E) = (1 - \theta) \cdot n_\Gamma(E) + \theta \cdot n_{M-L}, \quad (11)$$

式中  $0 < \theta < 1$ , 表示激发到高于  $M-L$  能谷的光电子数占全部激发电子数的比例, 入射光子能量越高,  $\theta$  越接近 1.

则阴极表面势垒的一维定态薛定谔方程为

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2} [V(x) - E]\psi(x) = 0, \quad (12)$$

式中,  $m$  为电子质量,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  为普朗克常数.

透射系数  $p(E)$  可由透射电流密度与入射电流密度之比求得

$$p(E) = k \cdot \frac{\psi_t^* \psi_t}{\psi_i^* \psi_i}, \quad (13)$$

式中,  $\psi_t$  和  $\psi_i$  分别为发射电子波函数和入射电子波函数,  $k$  与入射电子的能量  $E$  有关. 采用基于 Airy 函数的传递矩阵法可以求出一维定态薛定谔方程的解, 从而对透射系数  $p(E)$  给以定量的描述<sup>[17,18]</sup>.

由于表面势垒很薄, 电子隧穿过程中的能量损失一般可以忽略不计, 则隧穿表面势垒后发射到真空中的电子能量分布  $n_v(E)$  为<sup>[16]</sup>

$$n_v(E) = n(E)p(E). \quad (14)$$

## 4 结果与讨论

量子效率在衰减的过程中, GaN 光电阴极的体传输特性不会发生变化, 根本解释是表面 Cs/O 激活层发生了变化, 导致表面势垒发生变化, 最终造成长波段光生电子逸出表面势垒而发射到真空中的数量产生较大衰减<sup>[5]</sup>, 本文对此进行计算分析. 根据发射电子能量计算的理论, 可计算出电子输运到阴极表面时的能量分布  $n(E)$ , 如图 6 所示; 电子隧穿表面势垒的透射系数  $p(E)$  如图 7 所示; 发射电子能量分布  $n_v(E)$  如图 8 所示. 计算中各参数的取值为: 室温  $T = 300$  K,  $E_g = 3.4$  eV,

$L_p = 30 \text{ nm}$ ,  $\Delta E_p = 35 \text{ meV}$ ,  $\delta_s = 1.3 \text{ eV}$ ,  $\varepsilon = 10.4$ ,  
 $n_A = 1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

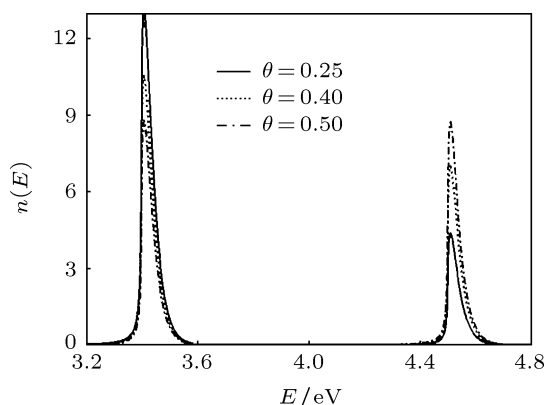


图6 电子运输到阴极表面时的能量分布

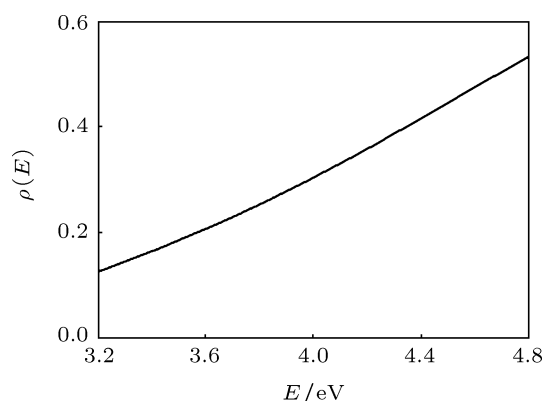


图7 电子隧穿表面势垒的透射系数 ( $b = 0.40 \text{ nm}$ ,  $c = 0.50 \text{ nm}$ ,  $V_2 = 2.40 \text{ eV}$ ,  $V_3 = 2.20 \text{ eV}$ )

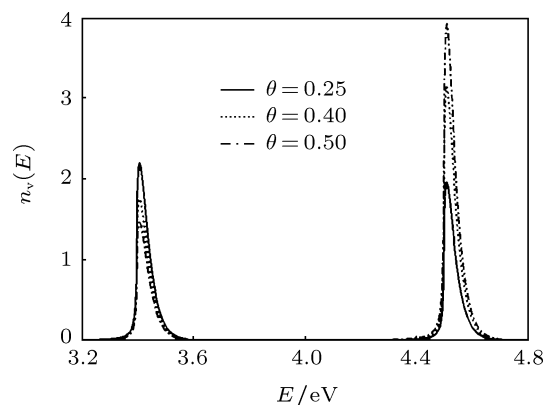


图8 发射电子能量分布 ( $b = 0.40 \text{ nm}$ ,  $c = 0.50 \text{ nm}$ ,  $V_2 = 2.40 \text{ eV}$ ,  $V_3 = 2.20 \text{ eV}$ )

反射式 GaN 光电阴极运输到阴极表面的电子能量分布  $n(E)$  有两个主峰, 低能端对应  $\Gamma$  能谷的电子, 高能端对应  $M-L$  能谷的电子. 对于一定的势

垒, 透射系数  $p(E)$  随着电子能量的增加而增加, 这与量子力学的隧道效应是相符的<sup>[19]</sup>. 发射到真空中的电子能量分布  $n_v(E)$  也有两个主峰, 低能端的就是  $\Gamma$  能谷的电子隧穿表面势垒而发射到真空中的电子, 高能端的就是  $M-L$  能谷电子隧穿表面势垒而发射到真空中的电子.

在阴极衰减过程中, O 或含 O 杂质会吸附在激活层表面, 激活层表面的 Cs 也会发生脱附现象. 这些作用会破坏激活层中的偶极子, 使形成负电子亲和势的有效偶极子数量减小. 图 9 为 GaN 光电阴极有效电子亲和势  $\chi_{\text{eff}}$  与表面 Cs 覆盖度  $c$  之间的关系<sup>[20]</sup>. 有效偶极子数量的降低使 I, II 势垒宽度  $b$ ,  $c$  增加, 势垒末端高度  $V_2$ ,  $V_3$  提高<sup>[5]</sup>. 根据隧道效应的原理<sup>[19]</sup>, 表面势垒的这种改变将会影响透射系数  $p(E)$ , 最终影响发射电子能量分布  $n_v(E)$ <sup>[5]</sup>. 图 10 和图 11 分别给出了 I, II 势垒对  $n_v(E)$  影响的计算结果.

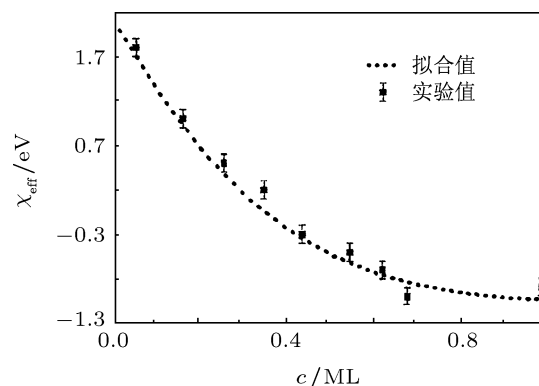


图9 GaN 光电阴极有效电子亲和势与表面 Cs 覆盖度之间的关系

上述理论计算发现,  $n_v(E)$  主要受 I 势垒的影响, II 势垒对  $n_v(E)$  的影响可以忽略. I 势垒宽度  $b$ 、末端高度  $V_2$  增加,  $\Gamma$  能谷和  $M-L$  能谷发射的电子能量分布峰值均降低, 但  $\Gamma$  能谷对应的发射峰降低幅度更大. 以 I 势垒宽度  $b$  的增加为例,  $b$  由  $0.3 \text{ nm}$  增加到  $0.5 \text{ nm}$ ,  $\Gamma$  能谷发射的电子能量分布峰值由  $3.3$  降到  $0.9$ , 降低幅度为  $(3.3 - 0.9)/3.3 = 73\%$ ; 与此同时,  $M-L$  能谷发射的电子能量分布峰值由  $3.9$  降到  $2.6$ , 降低幅度为  $(3.9 - 2.6)/3.9 = 33\%$ . 当  $\theta$  取不同值时, 结论是相同的.

在长波段, 光子能量较低, 电子被光子激发后主要发生直接跃迁, 也就是由价带顶跃迁到  $\Gamma$  能谷, 然后运输到表面并按一定概率发射到真空中.

在短波段,光子能量较高,光生电子能量相应较大,并且光电子主要在阴极近表面产生,不必经过长距离输运而损失能量,可以发生间接跃迁,即先吸收一个光子能量  $h\nu$  从价带顶跃迁到  $\Gamma$  能谷,再吸收或发射一个声子由  $\Gamma$  能谷散射到  $M-L$  能谷,最后发射到真空中<sup>[6,9]</sup>,可参照图 6. 光子能量越高,发射的对应  $M-L$  能谷的电子数越多,发射电子能量分布的高端实际上对应着  $M-L$  能谷的电子. 因此,高端发射峰一定是由短波光子激发产生的,而低端发射峰主要是由长波光子激发产生的.

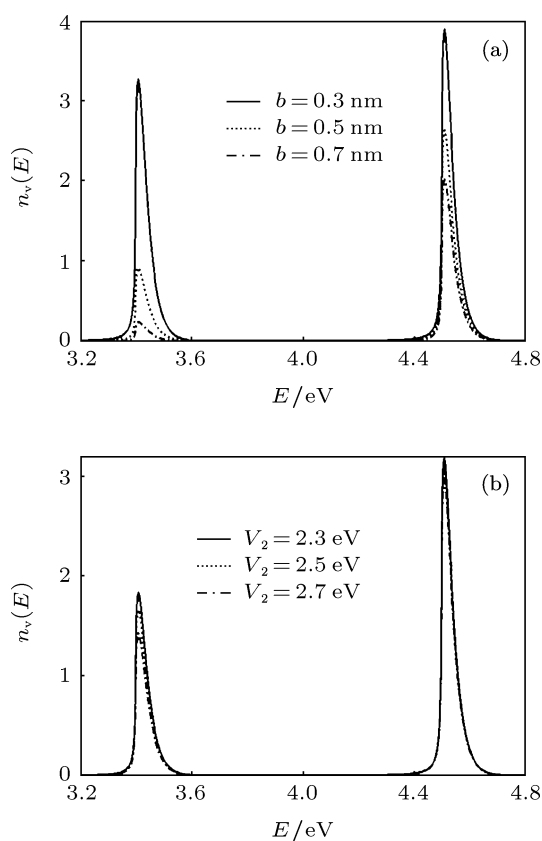


图 10 I 势垒对发射电子能量分布的影响 ( $\theta = 0.4$ ) (a) I 势垒宽度  $b$  对发射电子能量分布的影响,取  $c = 0.50$  nm,  $V_2 = 2.40$  eV,  $V_3 = 2.20$  eV; (b) I 势垒末端高度  $V_2$  对发射电子能量分布的影响,取  $b = 0.40$  nm,  $c = 0.50$  nm,  $V_3 = 2.20$  eV

综上所述,激活层 O 或含 O 杂质的吸附及 Cs 原子的脱附使激活层有效偶极子数量减少,引起势垒宽度、高度的增加<sup>[5]</sup>,使电子透射系数减小,最终造成反射式 GaN 光电阴极发射电子能量分布的衰减. 这对主要由长波段光子激发产生的光电子的逸出影响较大,对由短波段光子激发产生的光电子的逸出影响较小,从而造成不同波段量子效率衰减

幅度的不同,即长波段量子效率衰减较大,短波段量子效率衰减较小.

本文完成了反射式 GaN 光电阴极发射电子能量分布的计算,分析了表面势垒对发射电子能量分布的影响. 从表面势垒对发射电子能量分布的影响和谷间散射的角度,解释了反射式 GaN 光电阴极量子效率在长波段衰减较大,短波段衰减较小的现象,理论与实验符合较好. 这对探索 GaN 光电阴极的光电发射机理,改善光电发射性能的稳定性的提供了有益的参考.

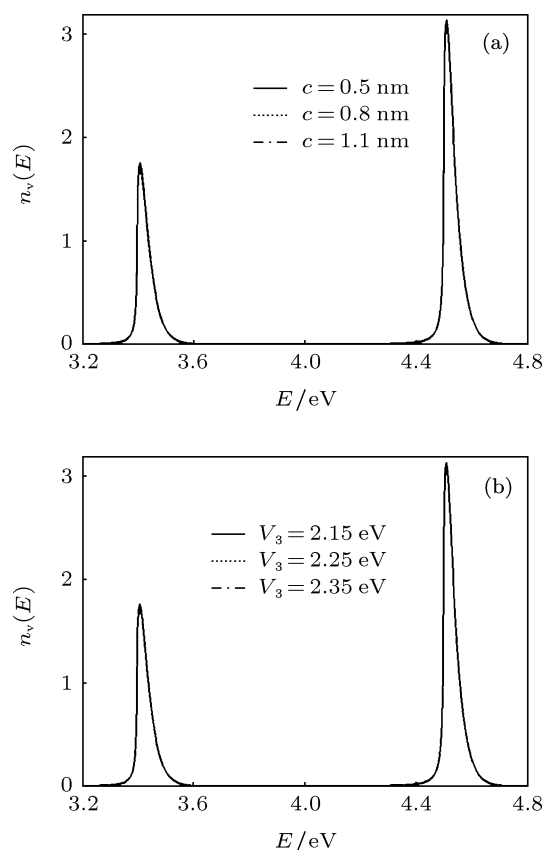


图 11 II 势垒对发射电子能量分布的影响 ( $\theta = 0.4$ ) (a) II 势垒宽度  $c$  对发射电子能量分布的影响,取  $b = 0.40$  nm,  $V_2 = 2.40$  eV,  $V_3 = 2.20$  eV; (b) II 势垒末端高度  $V_3$  对发射电子能量分布的影响,取  $b = 0.40$  nm,  $c = 0.50$  nm,  $V_2 = 2.40$  eV

## 5 结论

反射式 GaN 光电阴极发射电子能量分布主要受到 I 势垒的影响,II 势垒对发射电子能量分布的影响可以忽略. 激活层有效偶极子数量的减少使表面势垒宽度和高度增加,引起长波光子激发产生的

发射电子能量分布衰减较大, 短波光子激发产生的发射电子能量分布衰减较小. 这导致了量子效率在长波段衰减较大, 短波段衰减较小.

感谢与湖北汽车工业学院罗时军教授、李文胜教授及清华大学韦丹教授关于隧道效应的有益讨论. 感谢杜晓晴博士、乔建良博士、邹继军博士对本文提出的宝贵修改建议.

- [1] Wang X H, Chang B K, Qian Y S, Gao P, Zhang Y J, Guo X Y, Du X Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 047901 (in Chinese) [王晓晖, 常本康, 钱芸生, 高频, 张益军, 郭向阳, 杜晓晴 2011 物理学报 **60** 047901]
- [2] Wang X H, Chang B K, Ren L, Gao P 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 082109
- [3] Tripathi N, Bel L D, Nikzad S, Shahedipour S F 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 052107
- [4] Qiao J L, Tian S, Chang B K, Du X Q, Gao P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5847 (in Chinese) [乔建良, 田思, 常本康, 杜晓晴, 高频 2009 物理学报 **58** 5847]
- [5] Qiao J L, Chang B K, Du X Q, Niu J, Zou J J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2855 (in Chinese) [乔建良, 常本康, 杜晓晴, 牛军, 邹继军 2010 物理学报 **59** 2855]
- [6] Qiao J L 2010 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [乔建良 2010 博士学位论文 (南京理工大学)]
- [7] Siegmund O H W, Tremsin A S, Martin A 2003 *Proc of SPIE* **134** 5164
- [8] Liu E K, Zhu B S, Luo J S 2008 *Semiconductor Physics* (Beijing: Electronic Industry Press) p39 (in Chinese) [刘恩科, 朱秉升, 罗晋生 2008 半导体物理学 (北京: 电子工业出版社) 第 39 页]
- [9] Liu Z, Machuca F, Pianetta P, Spicer W E, Pease R F W 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1541
- [10] Guo X Y, Chang B K, Wang X H, Zhang Y J, Yang 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 058101 (in Chinese) [郭向阳, 常本康, 王晓晖, 张益军, 杨铭 2011 物理学报 **60** 058101]
- [11] Zou J J, Yang Z, Qiao J L 2008 *J. Semicond.* **29** 1479
- [12] Fisher D G, Enstrom R E, Escher J S, Williams B F 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 3815
- [13] Vergara G, Herrera G A, Spicer W E 1999 *Surf. Sci.* **436** 83
- [14] Escher J S, Schade H 1973 *J. Appl. Phys.* **44** 5309
- [15] Bartelink D J, Moll J L, Meyer N L 1963 *Phys. Rev.* **130** 972
- [16] Zou J J 2007 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [邹继军 2007 博士学位论文 (南京理工大学)]
- [17] Wang H M, Zhang Y F 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2226 (in Chinese) [王洪梅, 张亚非 2005 物理学报 **54** 2226]
- [18] Lui W W, Fukuma M 1986 *J. Appl. Phys.* **60** 1555
- [19] Zhou S X 1979 *Quantum Mechanics* (Beijing: Higher Education Press) p44 (in Chinese) [周世勋 1979 量子力学 (北京: 高等教育出版社) 第 44 页]
- [20] Zhang Y J, Zou J J, Wang X H 2011 *Chin. Phys. B* **20** 048501

# Effect of surface potential barrier on quantum efficiency decay of reflection-mode GaN photocathode\*

Yang Yong-Fu Fu Rong-Guo<sup>†</sup> Ma Li Wang Xiao-Hui Zhang Yi-Jun

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

(Received 30 August 2011; revised manuscript received 28 October 2011)

## Abstract

Quantum efficiency decay of reflection-mode GaN photocathode is small at short wavelengths and large at long wavelengths. In light of this experimental phenomenon, the emitted electron energy distribution is calculated by using the Boltzmann distribution and transfer matrix method based on Airy function, with the intervalley scattering considered. The effect of surface potential barrier change on quantum efficiency decay is investigated. The results of theoretical calculation are in good agreement with the experimental results. The reduction of effective dipole in activated layer leads to increased length and height of surface barrier, which causes more decay of the emitted electron energy distribution generated by longer wavelength photons, and less decay of the emitted electron energy distribution generated by shorter wavelength photons. It is the fundamental reason of phenomenon that the decay of quantum efficiency is small at short wavelengths and large at long wavelengths.

**Keywords:** GaN photocathode, quantum efficiency decay, emitted electron energy distribution, surface potential barrier

**PACS:** 85.60.Ha, 61.72.uj, 81.65.-b, 85.30.Hi

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60871012).

<sup>†</sup> E-mail: frguo@mail.njust.edu.cn