

负电子亲和势光电阴极量子效率公式的修正^{*}

杜晓晴^{1)†} 常本康²⁾

1) 重庆大学光电工程学院, 光电技术及系统教育部重点实验室, 重庆 400044)

2) 南京理工大学电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

(2009 年 1 月 7 日收到, 2009 年 4 月 12 日收到修改稿)

量子效率是表征负电子亲和势(NEA)光电阴极发射性能的最重要的特性参数, 准确建立量子效率公式为揭示各个阴极参量对整体性能的影响以及 NEA 光电阴极的优化设计提供了重要的理论指导. 在对 NEA 光电阴极体内及表面光电发射过程的分析基础上, 考虑入射光子能量、表面能带弯曲区以及表面势垒对电子发射的影响, 对表面逸出概率和电子衰减长度进行了修正, 并利用积分法推导了 NEA 光电阴极的量子效率公式, 其理论预测曲线与实验曲线基本一致, 从而验证了修正公式的实用性. 为 NEA 光电阴极的研究提供了有效的理论参考依据.

关键词: 负电子亲和势光电阴极, 量子效率, 能带弯曲区, 衰减长度

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

1. 引 言

负电子亲和势(NEA)光电阴极作为一种量子效率高、发射电子能量分布集中、响应阈值可调的高效冷电子发射源, 在弱光探测、高能物理、空间技术等领域一直有着迫切需求^[1-5]. 量子效率是表征光电阴极发射性能的最主要的特性参数, 也是阴极参量在光电发射即传统“三步”过程的体现, 因此利用“三步发射”模型可以建立量子效率理论公式, 从而揭示各个阴极参量与量子效率之间的内在联系, 并为阴极发射性能的预测、影响实际发射性能的原因分析以及阴极结构与工艺优化提供理论指导.

传统的量子效率公式是通过求解扩散方程得到的, 推导简单, 物理意义明确, 而且影响阴极最终量子效率的阴极参量主要包括体内电子扩散长度 L 、光电子表面逸出概率、后界面复合速率等, 对实际应用具有一定的指导意义^[6]. 但在这一推导过程中, 将 NEA 光电阴极表面能带弯曲区(BBR)以及表面势垒对光电发射的影响简单整合进表面逸出概率的参量并作为一个常数考虑, 从而无法直接揭示阴极表面参量对阴极发射性能的影响; 同时也没有考虑入射光子能量、BBR 中的高强度内建电场对发射电子能量和表面逸出概率的影响, 自然也无法揭示阴极在

截止波段与短波响应谱区发生变化的内在原因. 特别是对于紫外响应的 GaN-NEA 光电阴极, 由于其禁带宽度宽, 表面能带弯曲区又有着较大的弯曲量以及较宽的长度, 对应的表面电场也将较强, 而 GaN 的短波光子大部分是在近表面被吸收, 因此表面 BBR 对整体光电发射性能有着较大的影响, 需要与体内光电发射区别考虑.

为此, 本文分别考虑了 NEA 光电阴极体内及表面的光电发射过程, 分析了入射光子能量、表面能带弯曲区以及表面势垒对电子发射的影响, 并以此来修正表面逸出概率和电子衰减长度等阴极参量, 最后利用积分推导法, 通过体内与表面的分别积分建立了总体量子效率公式, 为 NEA 光电阴极的研究提供实用而有效的理论指导.

2. NEA 光电阴极光电发射的过程分析

NEA 光电阴极的光电发射原理如图 1 所示. 这种阴极一般采用 p 型重掺杂(掺杂浓度一般在 10^{17} — 10^{19} cm^{-3})的 IV 族或 III-V 族半导体材料(如 Si, GaAs, GaN 等)作为光电发射材料, 在超高真空系统中通过对光电发射材料表面进行低功函数材料(如 Cs 或 Cs/O)的激活与吸附来获得真空能级低于体内导带能级, 即 ENA 状态的表面. 由于表面为

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60701013, 60871012)资助的课题.

[†] E-mail: duxq@cqu.edu.cn

NEA 状态,很容易通过隧道效应穿越由激活层构成的表面势垒而进入真空,然后被施加了电压的阳极收集后作为光电流输出.

图 1 中还给出了 NEA 光电阴极的两种工作方式:当光从阴极前表面(激活层表面)入射而电子也

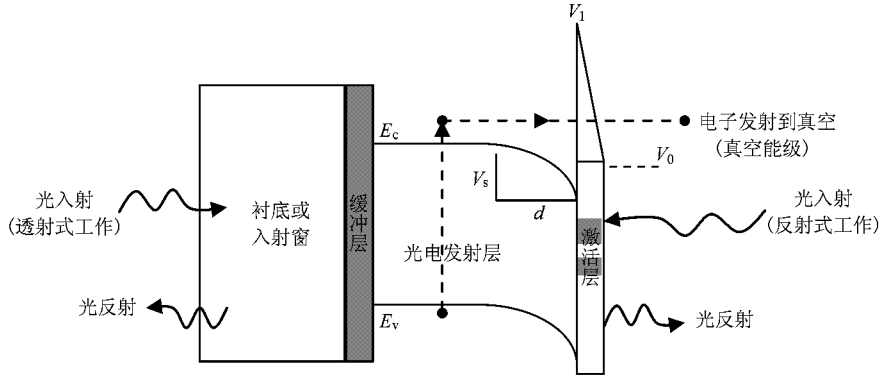


图 1 NEA 光电阴极的光电发射原理示意图

从曲区(BBR),这是 p 型光电发射材料与激活层材料相互作用的结果,该能带弯曲量一般钉扎在光电发射材料禁带宽度的 1/3 处^[7].根据 NEA 光电阴极的偶极层模型^[8],部分激活层将构成一个窄且高的表面势垒,该表面势垒的最低点对应真空能级.由于表面 BBR 在较小的宽度范围内对应较大的能带弯曲量,故内建电场强度就大,这会改变光电子的衰减长度以及光电子能量,从而对光电发射产生影响,具体体现在以下三个方面(1)导致 BBR 内的光电子散射增强,光电子衰减速率增加(2)出现谷间散射的概率增大,更多 Γ 谷光电子散射到高能级的 L 谷^[9],导致光电子能量增加,并由此提高光电子的表面逸出概率(3)由于 BBR 内的光子吸收,内建电场会提高光子能量,使得阈值波长处的光子能被发射材料吸收并产生光电子^[10],从而导致阴极的阈值波长向长波推移.

综上所述,在 NEA 光电阴极中,光子吸收以及光电子向阴极表面的定向运输应该分成体内和表面 BBR 两部分考虑,NEA 光电阴极的光电发射过程需从体内与表面 BBR 两部分分别进行描述,而不是如传统的“三步模型”,将体内和表面的影响分别通过扩散和表面逸出进行简单概括.

对于体内的光电发射,主要经历以下四个步骤:(1)光电子激发,即价带中的电子吸收光子能量,跃迁进入导带成为光生电子并很快在导带热化(2)激发光电子通过扩散运动运输到表面 BBR(3)到达

从前表面发射时,为反射式工作方式;当光从阴极的后表面(入射窗或衬底)入射而电子从前表面发射时,为透射式工作方式.这两种工作方式可根据实际应用需求进行选择.

由图 1 看到,光电发射层表面存在一个能带弯

BBR 的光电子以漂移方式很快运输到表面势垒处,在这个运动过程中,光电子散射增强并以一个较快光电子衰减速率衰减,有一部分光电子会从 Γ 谷散射到高能级的 L 谷(4)到达表面的光电子通过隧道效应越过表面势垒而逸出进入真空.

对于表面 BBR 的光电发射,主要经历以下三个步骤(1)光电子激发,价带中的电子吸收光子能量,跃迁进入导带成为光生电子(2)激发光电子以漂移方式很快运输到表面势垒处,在这个运动过程中光电子散射增强,并以一个较快光电子衰减速率衰减,有一部分光电子从 Γ 谷散射到高能级的 L 谷(3)到达表面的光电子通过隧道效应越过表面势垒而逸出进入真空.

故而,阴极最终的量子效率表达式应是体内和表面光电发射之和.同时,光电子在运输过程中的衰减长度以及穿越表面势垒发射的表面逸出概率不能简单地看作常量,而需要考虑表面内建电场的作用加以修正.

3. 阴极参量修正

3.1. 光电子衰减长度

在光电发射层体内,光电子将以扩散方式运输,其衰减长度为体内的电子扩散长度 L ,该值主要取决于材料的掺杂浓度与自身缺陷水平.当在 BBR

内,强的内建电场会使得光电子散射增强,与表面复合速率共同作用以致电子衰减长度大大减小^[11].如果设 BBR 的内建电场强度为 E_s ,宽度为 d ,光电子在其中的衰减长度为 L_d , S_{IV} 为阴极表面态导致的表面复合速率,则在 BBR 的衰减长度 L_d 可表示为^[12]

$$L_d = \left[\left(\frac{S_{IV}}{D_n} + \frac{qE_s}{2k_B T} \right)^2 - \left(\frac{qE_s}{2k_B T} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

其中, D_n 为 BBR 内的电子扩散系数, q 为电子电量, k_B 为 Boltzmann 常数, T 为绝对温度.

BBR 的宽度 d 可通过下式计算^[7]:

$$d = \left(\frac{2V_s \epsilon_0 \epsilon}{eN_A} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

其中, V_s 为表面 BBR 的弯曲量,该值一般钉扎在阴极发射材料禁带宽度的 $1/3$ 处,即 $E_g/3$; N_A 为 p 型光电发射层的受主掺杂浓度, ϵ_0 和 ϵ 分别是真空介电常数和光电发射层的相对介电常数; e 为电子所带电量.

BBR 的宽度 d 较窄,一般在几个纳米到几十纳米之间,在这个宽度内所对应的平均电场强度可表示为^[7]

$$E_s = \frac{eN_A d}{2\epsilon_0 \epsilon}. \quad (3)$$

显然,不同的发射材料由于禁带宽度、掺杂浓度以及介电常数不同,将对应不同的 BBR 宽度与内建电场强度.在同一掺杂浓度下,宽禁带的 GaN 要比 GaAs 的场强大;而对于同一种发射材料,掺杂浓度不同,内建电场强度也不同,BBR 的内建电场随着掺杂浓度的提高而增大.对于 p 型掺杂浓度均为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 GaAs 和 GaN,由上式计算其 BBR 的宽度分别为 26 和 33 nm;内建电场分别是 1.8×10^5 和 $3.4 \times 10^5 \text{ V/cm}$,均超过了各自的饱和电场强度,导致负微分迁移率效应,即 BBR 中发生强烈的散射,更多的光电子散射到了能量较高的能谷,在能谷中,有效质量变大,迁移率和扩散系数变小.通过比对 GaAs 与 GaN 漂移速度关于电场强度的相关曲线,可以计算得到此时 BBR 中的电子扩散系数分别为 0.6 和 $2.5 \text{ cm}^2/\text{s}$.根据(1)式可计算得到在不同的表面复合速率下的 GaAs 与 GaN 光电子在 BBR 的衰减长度,结果如表 1 所列.

显然,当表面复合速率较小,低于 $10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ 时,BBR 内的光电子衰减长度 L_d 均大于 BBR 的宽度,不会造成光电子数目有较大衰减.表面复合速率实际上是由于体内与表面过剩载流子存在浓度梯度所

致.考虑到表面 BBR 与体内一样,会在光照下产生大量光电子,不会导致表面与体内存在较大浓度梯度,因此表面复合速率较小.

表 1 不同表面复合速率下的 GaAs 与 GaN 在 BBR 的光电子衰减长度

表面复合速率/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	L_d/nm	
	GaAs	GaN
10^3	100	140
10^4	33	44
10^5	10	14
10^6	3	4.3

3.2. 表面逸出概率

表面逸出概率是穿过 BBR 的光电子穿越表面势垒的概率,通常用 P 表示.设体内价带最低点为势垒高度零点,又表面势垒是高度为 V 、厚度为 a 的矩形势垒.根据 Schrödinger 波动方程,可知能量为 E ($E < V$) 的电子越过该表面势垒的概率 T 为^[7]

$$T = \left[\frac{A \exp(-kx)|_{x=a}}{A \exp(-kx)|_{x=0}} \right]^2 = [\exp(-ka)]^2 \quad (4)$$

其中, $k = \sqrt{\frac{2m_e(V-E)}{\hbar^2}}$, m_e 为电子有效质量, $\hbar = h/2\pi$ 为角动量 Planck 常数.

根据实际的表面逸出概率是电子能量分布 $n(E)$ 与透射率 $T(E)$ 之间的乘积^[7].再由(4)式可看到,表面逸出概率与势垒高度、宽度和电子能量有关.结合图 1,设在体内产生的光电子越过表面势垒而逸出的概率为 P_{in} ,在势垒厚度与高度一定的情况下为一常量 P_0 .对于 BBR 产生的光电子,由于能带弯曲向下,处于 Γ 谷的电子能量应该比体内小,设平均能量比体内 Γ 谷小 $V_s/2$,其中 V_s 是 BBR 弯曲量,即 $E_g/3$,因此表面 BBR 产生的光电子的表面逸出概率 P_s 可表示为

$$P_s = P_{in} \exp\left(-\frac{m_e E_g}{3\hbar^2} a^2\right). \quad (5)$$

同时,当入射光子能量 $h\nu$ 较大时,会导致电子表面逸出概率增加,从而在高入射光子能量下获得更高的量子效率,这种效应已经通过实验得到了验证^[13].电子表面逸出概率随入射光子能量增加而增加的效应主要是由热电子发射和 L 能谷发射引起.对于 NEA 光电阴极发射材料,其导带存在 Γ 能谷(即导带底)和多个 L 能谷结构,当光子能量高于 L

能谷时,部分能量较高的热电子在热化前从 Γ 能谷散射到 L 能谷,即产生所谓的“谷间转移”效应,这些热电子在导带底热化,然后逸出.由于热化电子具有较大的能量,因此可获得较大的逸出概率,亦即这种谷间转移概率随着入射光子能量的增加而增加.通过对大量实验曲线的拟合,表面逸出概率与入射光子能量之间的关系可通过下面的经验公式来表示^[13]:

$$P_{in}(h\nu) = P_0 \exp[k(1/E_g - 1(h\nu))], \quad (6)$$

$$P_s(h\nu) = P_s \exp[k(1/E_g - 1(h\nu))], \quad (7)$$

其中, k 为与表面势垒相关的参数,对应激活成功的 NEA 光电阴极, k 一般取 $3^{[13]}$.

4. 量子效率公式推导

推导量子效率公式采用积分推导法^[14],所谓积分法推导就是写出 NEA 光电阴极光电发射过程中每一步的微分表达式,再用积分的方法得出最终的量子效率.

对于反射式工作的 NEA 光电阴极,如图 2 所示,光电子在体内和 BBR 内的衰减长度不同,因此阴极量子效率的积分应分为 BBR 对应的 $(0, d)$ 和 $[d, \infty)$ 两部分.设入射光的光强为 I_0 ,阴极表面对入射光的反射率为 R ,阴极对入射光的吸收系数为 α ,在入射光的激发下,在 $[d, \infty)$ 的体内范围内,距阴极表面 x 处的厚度为 dx 的薄层内将产生 $I_0(1-R)\alpha \exp(-\alpha x)dx$ 个光电子.这些光电子在由此向 BBR 表面移动的过程中,将按 $\exp(-x/L)$ 的指数规律衰减,在 $x=d$ 时,这些光电子中还剩下

$$\begin{aligned} n_d &= \int_d^\infty I_0(1-R)\alpha \exp(-\alpha x) \exp(-x/L) dx \\ &= \frac{I_0(1-R)}{1+1(\alpha L)} \exp[-(\alpha+1/L)d], \end{aligned} \quad (8)$$

其中的 n_d (剩下的光电子)进入 $(0, d)$ 区域后,衰减长度将变为 L_d ,它们中能够到达阴极表面的光电子数为

$$n_1 = \exp[-d/L_d] n_d. \quad (9)$$

在 $(0, d)$ 的 BBR 范围内产生的光电子,一直是以 L_d 的衰减长度向阴极表面移动,且吸收系数为 α_s ,而到达表面的光电子数为

$$\begin{aligned} n_2 &= \int_0^d I_0(1-R)\alpha_s \exp(-\alpha_s x) \exp[-x/L_d] dx \\ &= \frac{I_0(1-R)\{1 - \exp[-(\alpha+1/L_d)d]\}}{1+1(\alpha L_d)}, \end{aligned} \quad (10)$$

设 P_1 和 P_2 分别为体内和表面产生的光电子的表面逸出概率,其表达式分别满足(6)和(7)式,则从阴极发射到真空中的光电子总数为

$$n = P_1 n_1 + P_2 n_2, \quad (11)$$

所以反射式 NEA 光电阴极的量子效率为

$$\begin{aligned} Y_r &= \frac{n}{I_0} = (1-R) \\ &\times \left\{ P_1 \frac{\exp[-(\alpha+1/L)d - d/L_d]}{1+1(\alpha L)} \right. \\ &\left. + P_2 \frac{1 - \exp[-(\alpha+1/L_d)d]}{1+1(\alpha L_d)} \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

同理,如图 3 所示,也可以推导透射式 NEA 光电阴极的量子效率.推导所得公式为

$$\begin{aligned} Y_t &= \frac{n}{I_0} = (1-R_b) \left\{ P_1 \exp[-t/L_1 - (T_e - t - d)L - d/L_d] \frac{\exp[(1/L_1 - \alpha)t] - 1}{1(\alpha L_1) - 1} \right. \\ &+ P_1 \exp(-T_e/L + d/L - d/L_d) \frac{\exp[(1/L - \alpha)(T_e - d)] - \exp[(1/L - \alpha)t]}{1(\alpha L) - 1} \\ &\left. + P_2 \exp(-T_e/L_d) \frac{\exp[(1/L_d - \alpha)T_e] - \exp[(1/L_d - \alpha)(T_e - d)]}{1(\alpha L_d) - 1} \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中 R_b 为阴极背面的反射率,是真空-入射窗玻璃-衬底-缓冲层各个界面反射后的综合结果, T_e 为阴极厚度, t 为由阴极后界面复合速率导致的后界面复合区宽度, L_1 为后界面复合导致的衰减长度,其计算方法与(1)式相同,其他参数同上.

5. 公式验证与分析

利用上述推导公式,以反射式 GaN-Cs 的 NEA 光电阴极为例进行了公式验证.设采用的 GaN 材料结构为纤锌矿, p 型掺杂浓度 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,由能带

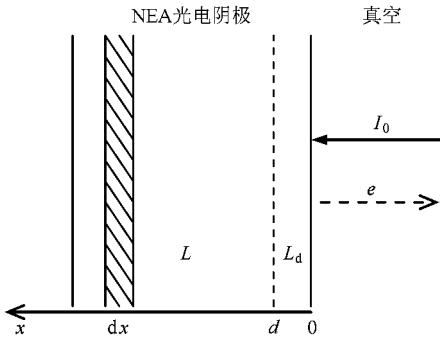


图2 反射式 NEA 光电阴极推导示意图

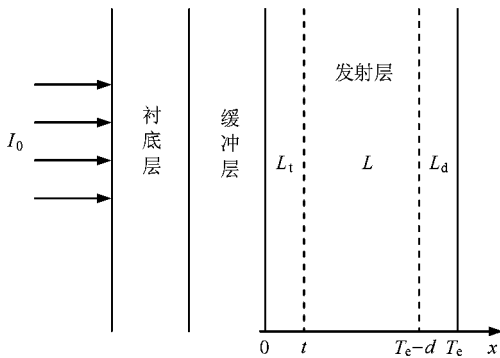


图3 透射式 NEA 光电阴极推导示意图

结构可知,该材料的禁带宽度为 3.4 eV ; L 谷比 Γ 谷高 1.2 eV , L 谷为 4.6 eV ^[15]. 由上述计算结果,再通过计算得相关参数. 设前表面复合速率为 10^4 cm/s , BBR 内的光电子衰减长度 $L_d = 44 \text{ nm}$. GaN 的吸收系数曲线如图 4^[15]. $P_0 = 0.61$, 体内光电子的表面逸出概率 $P_{in} = P_0 \exp[\chi(1/E_g - 1)(h\nu))]$. 设势垒厚度为一个 Cs 原子单层, BBR 内光电子的表面逸出概率 $P_s = 0.88 P_0 \exp[\chi(1/E_g - 1)(h\nu))]$.

将上述参量代入(12)式计算得到理论量子效率曲线,结果如图 5 所示. 与相同掺杂浓度和结构的实验曲线^[16]相比,理论曲线与实验曲线能较好符合,初步验证了推导公式的准确性与实用性. 与体内 BBR 相比,表面 BBR 的光电发射占主导地位,因此表面 BBR 的阴极参量变化将对 GaN 阴极最终性能起到主要影响作用. 图 5 也给出了传统量子效率公式预测的曲线,可以看到传统预测的曲线与实际曲线在整体高度与变化趋势上接近,但形状差异较大.

图 6 给出了同一个 GaN 光电阴极在制管前后的量子效率实验曲线^[16],可以看到两条曲线存在明显差异. 利用(12)式,对该实验曲线进行阴极参量的

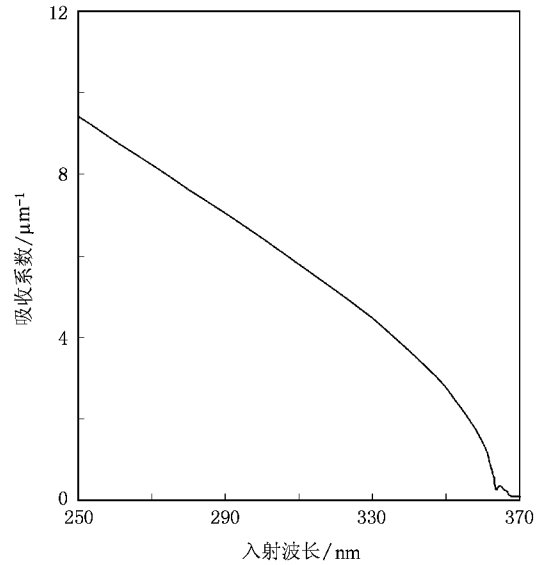


图4 GaN的吸收系数曲线

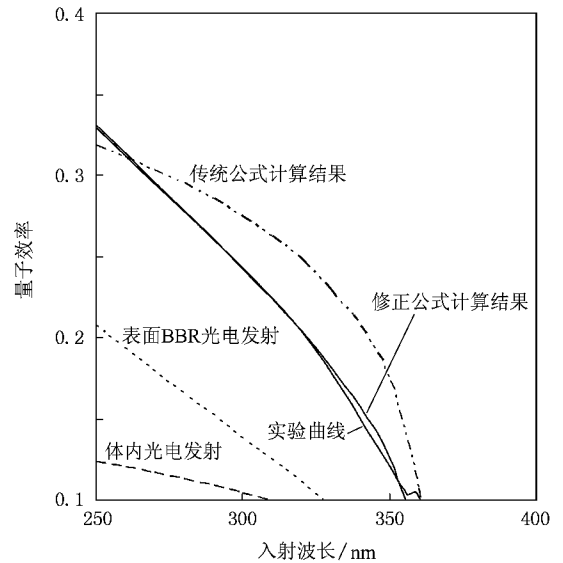


图5 GaN-NEA 光电阴极的理论与实际量子效率曲线

曲线拟合中采用上述 BBR 参数,结果如表 2 所列. 显然,制管前后阴极的电子扩散长度相同,对于同一个 GaN 光电阴极,这与实际相符. 但是平均表面逸出概率 P_0 和表面势垒形状因子 k 则存在差异. 阴极经制管后,平均表面逸出概率 P_0 减小,而表面势垒因子 k 增加. 这说明制管后阴极表面势垒发生了变化,由于制管工艺对阴极表面的污染以及 Cs 脱附等原因使得阴极表面势垒抬高或展宽,从而阻碍了体内光电子,特别是长波光光子激发的光电子的逸出.

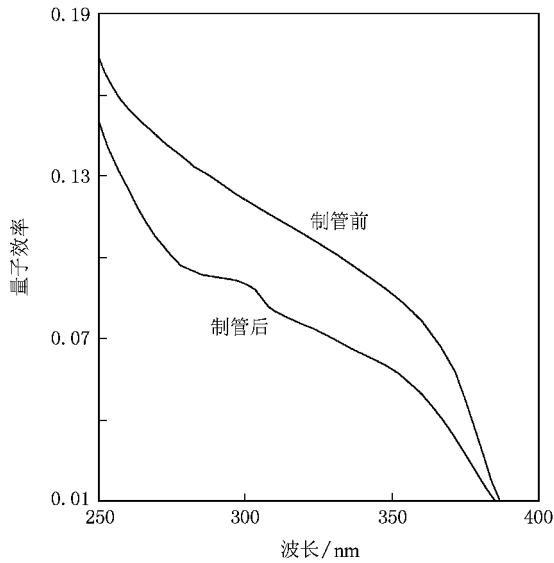
图6 制管前后 GaN 光电阴极的实际量子效率曲线^[16]

表2 GaN 光电阴极制管前后阴极参量比较

	P_0	k	L/nm
制管前	0.35	3.0	150
制管后	0.30	4.2	150

影响反射式 NEA 光电阴极量子效率的阴极参量主要为 P_1 , P_2 , L 和 L_d 四个参数. 表面逸出概率主要与入射光子能量、表面势垒形状有关, 而表面势垒形状对阴极的影响通过因子 k 来反映, k 越大, 表面势垒对量子效率的影响程度越大. 此外, L_d 以及 BBR 的宽度 d 也对阴极量子效率产生影响, L_d 越大或者 d 越小, 均有利于获得较大的量子效率. 再由 (1) 式可知, L_d 取决于内建电场强度与前表面复合速率, 内建电场或前表面复合速率越大, L_d 越小, 越不利于高量子效率的获得. (2) 和 (3) 式表明, 内建电场取决于材料的掺杂浓度, 掺杂浓度小, 内建电场也小, 从而对应较大的 BBR 衰减长度 L_d , 并且体内的电子扩散长度 L 也会随材料掺杂浓度的降低而增加. 需要注意的是, 较小的掺杂浓度会导致表面电场变小, 使得电子不能迅速从阴极表面逸出, 产生表面电子的堆积效应, 从而导致电子的表面复合速率变大, 阴极表面的有效电子亲和势变小, 以致不利于电子逸出^[17]. 因此, 阴极材料的掺杂浓度与分布需要通过实验与更详细的理论计算进行优化.

目前已有实验给出前表面复合速率大对透射式

GaAs-NEA 光电阴极量子效率曲线造成的影响, 如图 7 所示^[18]. 根据本文分析可知, 前表面复合速率大将导致 L_d 减小, 产生表面电荷限制效应^[17], 从而造成光电子发射数量减小. 利用本文所推导的量子效率公式, 对 GaAs-NEA 光电阴极前表面复合速率的影响进行了理论预测, 如图 8 所示. 可以看到, 本文理论计算的透射式 GaAs 光电阴极量子效率曲线与实验报道的结果一致.

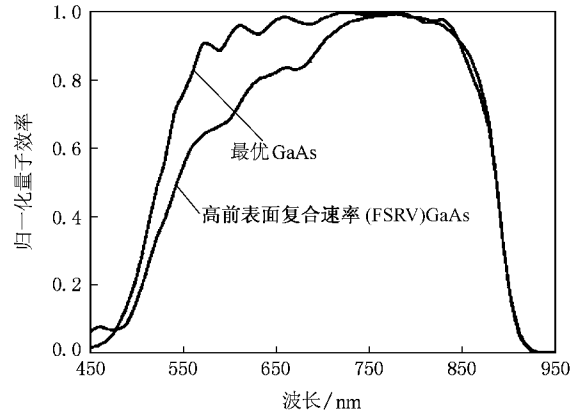
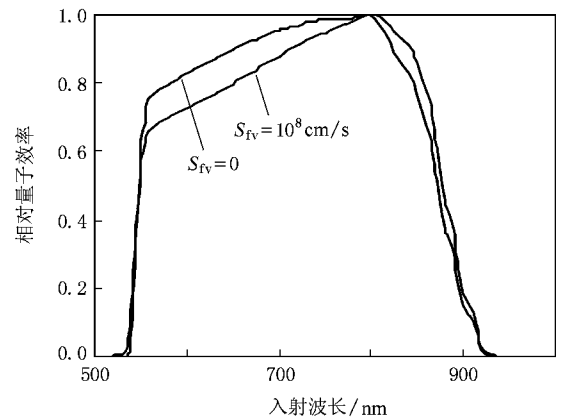
图7 前表面复合速率较大对透射式 GaAs 光电阴极量子效率的影响^[18]

图8 理论计算的透射式 GaAs 光电阴极相对量子效率曲线

综上所述, 为了获得高量子效率的 NEA 光电阴极, 要求表面逸出概率、体内电子扩散长度和 BBR 内的光电子衰减长度都尽可能大. 具体而言, 阴极需要具备掺杂浓度适中且外延质量好的发射材料, 以提高电子的扩散长度; 需要具备足够低和足够窄的表面势垒, 以提高电子的透过率; 需要具备尽量低的表面复合速率, 以获得大的 BBR 衰减长度.

6. 结 论

本文分别考虑 NEA 光电阴极体内及表面 BBR 光电发射过程,探讨了入射光子能量、表面 BBR 以及表面势垒对表面逸出概率和电子衰减长度的影响.利用积分推导法修正了 NEA 光电阴极的量子效

率公式,其理论计算结果与实际结果能较好符合,从而为 NEA 光电阴极的研究提供了实用而有效的理论指导.在修正公式中引入了表面 BBR 衰减长度这一新的阴极参量,该参量与阴极前表面复合速率以及表面内建电场有着密切关系,且主要决定于表面复合速率.因此从理论与实验上探讨表面复合速率的影响因素将是本文下一步开展的工作.

- [1] Bill S ,Keith P ,Arlynn S ,Randy L ,Nils T ,Nick B ,Chris L ,Roger S ,Rudy B ,Eric K ,Jim A ,Richard F ,Daniel F 2003 *Nucl . Instr . Meth . A* **504** 182
- [2] Saka T S ,Kato T ,Nakanishi T ,Tsubata M 1993 *Jpn . J . Appl . Phys .* **32** 1837
- [3] Fatemeh S S ,Melville P U ,Bruce W W ,Charles L J ,Tokuaki N 2002 *IEEE J . Quantum Electron .* **38** 333
- [4] Zou J J ,Chang B K ,Yang Z ,Gao P ,Qiao J L ,Zeng Y P 2007 *Acta Phys . Sin .* **56** 6109 (in Chinese)[邹继军、常本康、杨智、高频、乔建良、曾一平 2007 物理学报 **56** 6109]
- [5] 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]
- [6] Liu Y Z 1995 *Electron Emission and Photocathodes* (Beijing :Beijing Institute of Technology Press)(in Chinese)[刘元震 1995 电子发射与光电阴极 (北京 北京理工大学出版社)]
- [7] Fisher D G ,Enstrom R E ,Escher J S ,Williams B F 1972 *J . Appl . Phys .* **43** 3815
- [8] Su C Y ,Lindau I ,Spicer W E 1982 *Chem . Phys . Lett .* **87** 523
- [9] Guo L H ,Hou X 1989 *J . Phys . D* **22** 348
- [10] Zhang Q F ,Hou S M ,Shao Q Y 2000 *Acta Phys Sin .* **49** 2089 (in Chinese)[张琦锋、侯士敏、邵庆益 2000 物理学报 **49** 2089]
- [11] Ma Y ,Kuang X J ,Liu Y 1997 *Chin J . Lumi .* **19** 129 (in Chinese)[马义、邝向军、刘勇 1997 发光学报 **19** 129]
- [12] James L W 1974 *J . Appl . Phys .* **45** 1326
- [13] Zou J J ,Chen H L ,Chang B K 2006 *Acta Opt . Sin .* **26** 1400 (in Chinese)[邹继军、陈怀林、常本康 2006 光学学报 **26** 1400]
- [14] Zong Z Y ,Chang B K 1999 *Acta Opt . Sin .* **19** 1177 (in Chinese)[宗志园、常本康 1999 光学学报 **19** 1177]
- [15] Michael E L 2003 *Advanced Semiconductor Performance and Data Manual* (Beijing :Chemical Industry Press)(in Chinese)[Michael E L 2003 先进半导体性能与数据手册 (中译本)(北京 :化学工业出版社)]
- [16] Siegmund O ,Vallerga J ,Mcphate J ,Malloy J ,Tremis A ,Martin A ,Ulmer M ,Wessels B 2006 *Nucl . Instr . Meth . A* **567** 89
- [17] 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
- [18] Arlynn S ,Keith P ,Roger S ,Rudy B 2002 *Conference on New Developments in Photodetection* Beaune , France 17—21 June 2002

Revision of quantum efficiency formula for negative electron affinity photocathodes^{*}

Du Xiao-Qing^{1)†} Chang Ben-Kang²⁾

¹⁾ *Key Laboratory of Optoelectronic Technology and Systems of Education of Ministry ,
College of Optoelectronic Engineering ,Chongqing University ,Chongqing 400044 ,China)*

²⁾ *School of Electronic Engineering and Optoelectronics ,Nanjing University of Science and Technology ,Nanjing 210094 ,China)*

(Received 7 January 2009 ; revised manuscript received 12 April 2009)

Abstract

Quantum efficiency (QE) is one of the most important characteristics of photoemission performance of negative electron affinity (NEA) photocathodes. The quantum efficiency formulas for NEA photocathodes show the influences of photocathode parameters on photoemission performance and also provide theoretical guidance for optimum design of photocathodes. The photoemission process in bulk and surface of NEA photocathodes is firstly analyzed. Surface electron escape probability and attenuation length are respectively revised considering the effects of incident photon energy, surface band bending region and surface barrier on photoemission. The quantum efficiency formulas for NEA photocathodes are established by integration method. The theoretically estimated QE curve is consistent with the experimental one, which validates the practicability of the revised QE formula. This work can provide theoretical references for research of NEA photocathodes.

Keywords : negative electron affinity photocathodes , quantum efficiency , band bending region , attenuation length

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

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60701013 ,60871012).

[†] E-mail : duxq@cqu.edu.cn