

近紫外波段 NEA GaN 阴极响应特性的研究*

郝广辉 常本康[†] 陈鑫龙 王晓晖 赵静 徐源 金睦淳

(南京理工大学, 电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

(2012年9月15日收到; 2013年1月5日收到修改稿)

为了深入理解近紫外波段 NEA GaN 阴极的光谱响应特性, 在超高真空系统中对 MOCVD 生长的不同发射层厚度和掺杂浓度的三个样品进行激活实验, 并在线测试样品光谱响应. 利用反射式 GaN 阴极量子效率公式和最小二乘法对入射光波长为 0.25—0.35 μm 之间的阴极响应量子效率实验数据进行拟合, 分别得到后界面复合速率和拟合直线 L 的斜率, 并使用量子效率公式对入射光波长为 0.35 μm 时的反射式 GaN 阴极光谱响应量子效率进行仿真. 结果表明, 后界面复合速率和直线 L 的斜率都能很好地反映 GaN 阴极的响应性能, 当 GaN 阴极后界面复合速率小于 10^5 cm/s, 发射层的厚度取 0.174—0.212 μm 时, 阴极光谱响应性能最好.

关键词: 反射式 GaN, 势垒, 最小二乘法, 后界面缺陷

PACS: 79.60.-i, 72.80.-r, 73.20.At, 73.61.Ey

DOI: 10.7498/aps.62.097901

1 引言

负电子亲和势 (negative electron affinity, NEA) GaN 光电阴极具有量子效率高、暗发射小、物理化学性质稳定、发射电子能量分布集中等优点^[1], 使得 GaN 紫外真空器件在航空航天、电子束印刷、紫外通讯、臭氧检测等领域有着广泛的应用前景^[2-10].

GaN 阴极外延工艺是决定 NEA GaN 光电阴极性能的主要因素之一^[4], 阴极材料发射层的生长质量对光电子向表面扩散有重要影响. 由于生长水平和发射层与缓冲层之间的后界面处晶格不匹配等原因, 使得后界面处产生空位或位错等缺陷, 其影响延伸到发射层内部^[5,6], 对阴极发射层的生长质量有严重的影响. 入射光照射在阴极表面, 在发射层表面一定厚度范围内 (光子有效吸收区) 被完全吸收并激发出光电子, 然后光电子在发射层内以扩散形式运动, 由于发射层内缺陷形成的复合中心会使光电子运动到材料表面之前便复合消失, 降低了阴极光电子发射性能. 而传统的观点未从实际厚度出发分析反射式光电阴极光电发射性

能^[7], 认为反射式光电阴极发射层厚度增大, 阴极发射层中的光子有效吸收区便会远离后界面, 避免了后界面缺陷对阴极性能的影响, 同时入射光在发射层内吸收更充分, 尤其能增加阴极近紫外波段 (其中 320—360 nm 波段) 的响应, 从而提高阴极的性能^[8-18].

本文通过实验结果比较, 分析了 GaN 阴极的长波光谱响应特性和后界面对阴极性能的影响, 利用发射层厚度为 T_e 的反射式 GaN 阴极量子效率公式和最小二乘法对实验结果进行拟合, 从而得到不同后界面复合速率情况下, 反射式 GaN 光电阴极材料最佳发射层厚度.

2 实验及结果

在多信息测量与评估系统上进行反射式 GaN 光电阴极激活与测量实验^[8]. 实验所用的三个反射式 GaN 光电阴极样品采用金属有机化学气相沉淀 (MOCVD) 外延生长, 蓝宝石衬底上外延厚度为 20 nm 的 AlN 缓冲层, 样品 1、样品 2 和样品 3 发射层厚度分别为 0.15 μm , 0.15 μm 和 0.6 μm , 掺杂浓度分别为 1.6×10^{17} cm^{-3} , 3×10^{18} cm^{-3} 和

* 国家自然科学基金 (批准号: 60871012) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: bkchang@mail.njust.edu.cn

$5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 如图 1. 样品经四氯化碳、丙酮、无水乙醇、去离子水超声清洗 5 min, 浓硫酸、双氧水、去离子水混合液刻蚀 10 min, 最后用去离子水清洗超声 3 min 后^[9], 放入超高真空, 经过 700 °C

高温热清洗. 采用 Cs/O 交替的方法对样品进行激活实验^[10], 激活结束后在线测量反射式 GaN 光电阴极光谱响应曲线并将其转换为量子效率曲线, 如图 2 所示.

GaN 0.15 μm $1.6 \times 10^{17} / \text{cm}^{-3}$	GaN 0.15 μm $3 \times 10^{18} / \text{cm}^{-3}$	GaN 0.6 μm $5 \times 10^{17} / \text{cm}^{-3}$
AlN 20 nm	AlN 20 nm	AlN 20 nm
sapphire	sapphire	sapphire

图 1 反射式 GaN 光电阴极样品结构 (a) 样品 1; (b) 样品 2; (c) 样品 3

三种样品量子效率曲线中, 样品 1 无论是入射光长波响应还是短波响应阴极的性能都是最好, 样品 2 和样品 3 虽然阴极短波响应相当, 但是样品 3 长波响应明显好于样品 2. 入射光波长小于 0.35 μm 时, 随入射光波长增加, 三种反射式 GaN 光电阴极量子效率均呈现近似线性递减趋势, 截止波长抑制比达到 4 个数量级, 具有良好的截止特性.

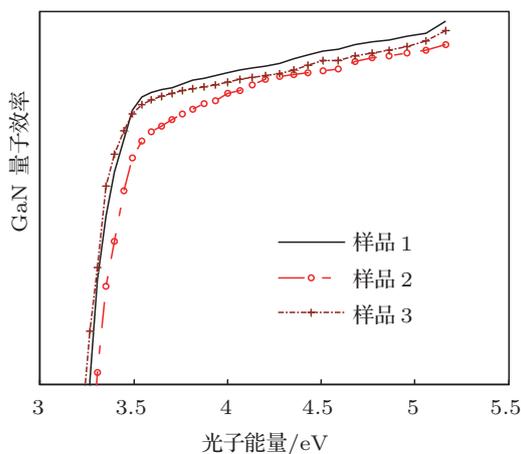


图 2 反射式 GaN 光电阴极量子效率曲线

3 分析与讨论

利用反射式 GaN 量子效率公式^[11]

$$Y(h\nu) = \frac{P(1-R)\alpha_{\text{hv}}L_D}{\alpha_{\text{hv}}^2 L_D^2 - 1} \times \left[\frac{(S_v - \alpha_{\text{hv}} D_n) \exp(-\alpha_{\text{hv}} T_c)}{(D_n/L_D) \cosh(T_c/L_D) + S_v \sinh(T_c/L_D)} - \frac{(D_n/L_D) \sinh(T_c/L_D) + S_v \cosh(T_c/L_D)}{(D_n/L_D) \cosh(T_c/L_D) + S_v \sinh(T_c/L_D)} + \alpha_{\text{hv}} L_D \right], \quad (1)$$

对样品实验量子效率曲线进行拟合, 结果如图 3 所示. (1) 式中 P 表示光电子逸出表面势垒的概率, T_c 为阴极发射层厚度, L_D 为电子扩散长度, D_n 为阴极材料电子的扩散系数, α_{hv} 为入射光的吸收系数, R 为阴极表面对入射光的反射率, S_v 为后界面复合速率.

(1) 式对三种样品量子效率拟合参数如表 1 所示. 拟合样品 3 时发现无论后界面复合速率取何值, 其拟合曲线只发生微小变化, 这是由于样品 3 阴极发射层厚度为 0.6 μm , 发射层有足够的厚度来缓解后界面缺陷对光子有效吸收区的影响, 阴极发射层光子吸收区不存在或存在较少的电子复合中心, 对光电子的扩散运动影响很小.

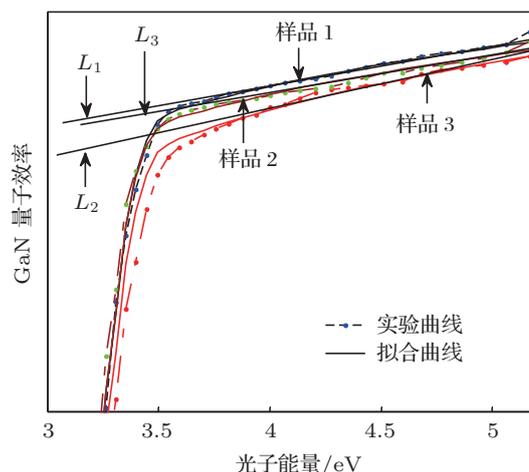


图 3 阴极量子效率拟合分析

由于长波入射光的吸收深度比短波要大, 所以阴极对长波入射光响应激发的光电子在向表面扩散的过程中, 需要穿透较厚的发射层才能到达阴极表面. 在此过程中, 光电子有很大的概率被发射层内由空位或位错等缺陷形成的电子复合中心俘获,

而无法到达阴极表面,造成阴极对长波入射光的响应比较差.发射层内的电子复合中心越多,对光电子的扩散长度影响就越大,长波响应的光电子运动到阴极表面就越困难,即阴极对长波入射光的响应性能越差.

对实验数据进一步分析,在光谱测试范围内,入射光波长在 0.25—0.35 μm 之间时,反射式 GaN 量子效率随波长增加近似线性递减.利用最小二乘

法对实验数据进行分析得到最佳拟合直线 L , 三种样品的拟合直线分别对应 L_1, L_2 和 L_3 , 这三条直线斜率绝对值 K 分别为 5.969, 8.606 和 5.696, 如表 1 所示. 从样品 1 和样品 2 可知, 较大的后界面复合速率 S_v 对应着较大的 K . K 越小, 阴极长波响应性能越好, 发射层光子有效吸收区的生长质量越高, 因此 K 可用来表示后界面缺陷对阴极内的光子有效吸收区生长质量的影响大小.

表 1 样品的实验曲线拟合结果

样品	发射层厚度 T_e/nm	后界面复合速率 $S_v/(\text{cm/s})$	拟合直线斜率 K
样品 1	0.15	10^5	5.969
样品 2	0.15	10^8	8.606
样品 3	0.6	—	5.696

激活后反射式 GaN 阴极能带结构如图 4 所示. 阴极光电子的逸出可用 Spicer 的光电发射三步模型来描述 [12]. 在光电发射第二步中, 光电子在导带中做扩散运动, 在逐渐远离阴极表面的过程中, 导带中的光电子浓度逐渐降低, 部分光电子会向阴极内部扩散, 又由于长波入射光的吸收深度大于短波, 因此长波入射光在阴极内部激发的光电子逸出阴极表面就比较困难. 同时, 阴极发射层中的缺陷形成的复合中心降低了发射层内部的光电子浓度, 进一步影响了光电子向阴极表面的扩散运动.

从激活后的 GaN 能带结构中可看到发射层与缓冲层之间存在一个较高的势垒, 如图 4 所示. 势垒形成的电场可将扩散到后界面处的光电子反射回发射层, 又由于发射层 GaN 与缓冲层 AlN 材料的折射率不同, 部分未被吸收的光子在 GaN 与 AlN 界面处被反射回发射层, 并在发射层内激发出光电子, 二者都可以提高阴极内部的光电子浓度, 促进光电子向阴极表面扩散, 提高阴极的长波响应性能.

从拟合结果来看, 样品 3 阴极量子效率曲线在响应波段内最平稳, 拟合直线 L_3 斜率绝对值最小. 由于样品 3 有 0.6 μm 厚的发射层, 能充分吸收入射光尤其是长波入射光, 但是后界面距光子有效吸收区距离较大, 不利于光电子在其寿命范围内经后界面处势垒反射回光子有效吸收区, 影响了光子有效吸收区光电子浓度, 导致样品 3 的量子效率较小. 样品 1 发射层厚度为 0.15 μm , 长波入射光吸收不完全, 且在后界面处存在缺陷, 会复合部分光电子, 导致后界面处光电子浓度降低, 但是由于样品 1 的

后界面复合速率较小对阴极发射层内的光电子浓度的影响不大, 且样品 1 的发射层厚度小, 在后界面处的势垒可以将朝阴极内部扩散的光电子反射回发射层, 提高光子有效吸收区的光电子浓度, 促进光电子向阴极表面方向扩散, 提高了阴极量子效率. 因此样品 1 的阴极量子效率比样品 3 高, 样品 1 的最优拟合直线斜率比样品 3 大.

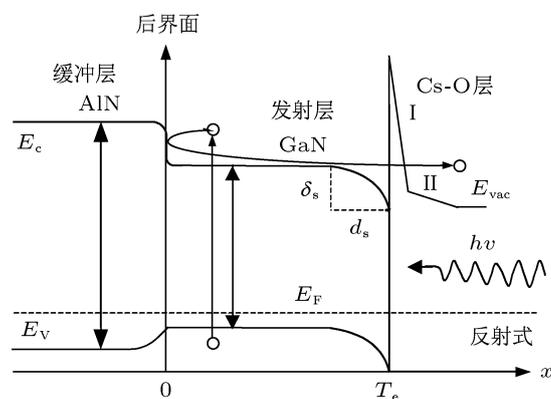


图 4 激活后反射式 NEA GaN 能带结构

样品 2 与样品 1 有相同的发射层厚度, 同等强度的入射光在两样品内激发的光电子数量相近. 样品 2 的后界面复合速率达到 10^8 cm/s , 存在较多的电子复合中心, 光电子被复合中心俘获, 后界面附近光电子浓度就会低于发射层内其他部位的光电子浓度, 不仅不会增强光电子向阴极表面扩散, 反而会导致光电子尤其是长波响应的光电子向阴极内部扩散, 阴极长波响应量子效率低, 因此样品 2

的拟合直线 L_2 的斜率绝对值比 L_1 的大. 所以两样品随有相同的发射层厚度, 但阴极响应量子效率却相差很大.

从上述分析可看出后界面复合速率对发射层厚度较薄的阴极样品影响较大, 可见发射层厚度越厚越好, 但是发射层厚度较小时, 后界面势垒对光电子的反射作用也可以提高阴极的性能. 利用发射层厚度为 T_c 的反射式 GaN 量子效率公式对不同发射层厚度和不同后界面复合速率的阴极模型进行仿真, 结果如图 5 所示. 设定用 $0.35 \mu\text{m}$ 单色光正面照射, 电子扩散长度为 $0.125 \mu\text{m}^{[13]}$, 电子逸出概

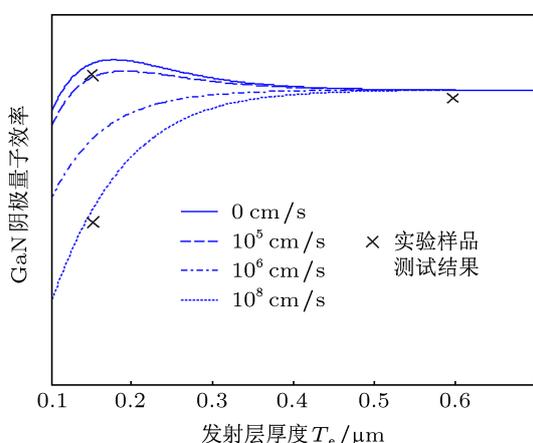


图5 入射光波长 $0.35 \mu\text{m}$ 时, 反射式 GaN 阴极量子效率仿真

率为 0.38. 从仿真结果可看出当发射层厚度较薄时,

后界面缺陷对阴极性能影响很大, 但随发射层厚度增加阴极量子效率渐渐趋于一个固定数值, 此后, 后界面缺陷不会影响阴极的响应性能.

从图 5 中可看出当后界面复合速率较小时, 阴极量子效率随阴极发射层厚度先增加后减小, 最终趋于稳定. 所以当后界面复合速率较小, 发射层厚度适当时, 阴极光谱响应性能存在最优值. 从仿真结果可得到, 当后界面复合速率小于 10^5 cm/s 时, 反射式 GaN 光电阴极发射层最佳厚度在 $0.174\text{--}0.212 \mu\text{m}$ 之间.

4 结论

利用反射式 GaN 量子效率公式以及最小二乘法拟合三种实验样品入射光的量子效率曲线, 得到后界面复合速率和实验量子效率的拟合直线 L , 其斜率能间接反映出后界面复合速率的大小, 斜率越小, 阴极的近紫外波段响应越好, 即后界面对光子的扩散运动影响越小. 分析了后界面复合速率和后界面势垒对阴极在近紫外波段光电发射性能的影响. 为透射式 GaN 光电阴极后界面复合速率对阴极性能的影响提供依据. 利用最优拟合直线斜率 K 可以快速评估阴极材料生长质量和阴极对长波入射光的响应性能, 在处理较多复杂实验数据时, 提供简单快速直观的方法.

- [1] Fu X Q, Chang B K, Li B, Wang X H, Qiao J L 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 038503 (in Chinese) [付小倩, 常本康, 李飏, 王晓晖, 乔建良 2011 物理学报 **60** 038503]
- [2] Wang Y F, Yu L J, Ma Y 2011 *Infrared Technology* **33** 715 (in Chinese) [王忆锋, 余连杰, 马钰 2011 红外技术 **33** 715]
- [3] Razeghi M, Rogalski A 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 7433
- [4] Zou J J, Gao P, Yang Z, Chang B K 2008 *Acta. Photonica. Sin.* **37** 1113 (in Chinese) [邹继军, 高频, 杨智, 常本康 2008 光子学报 **37** 1113]
- [5] Hong S K, Kim B J, Park H S, Park Y, Yoon S Y, Kim T I 1998 *Journal of Crystal Growth* **191** 275
- [6] Kumakura K, Makimoto T 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 052105
- [7] Xiao J L, Chang B K, Qian Y S, Du X Q, Zhang Y J, Gao P, Wang X H, Guo X Y, Niu J, Gao Y T 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 3577 (in Chinese) [乔建良, 常本康, 钱芸生, 杜晓晴, 张益军, 高频, 王晓晖, 郭向阳, 牛军, 高有堂 2010 物理学报 **59** 3577]
- [8] Qian Y S 2000 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [钱芸生 2000 博士学位论文 (南京: 南京理工大学)]
- [9] Li B, Xu Y, Chang B K, Du X Q, Wang X H, Gao P, Zhang J J 2011 *Chin. J. Lasers.* **38** 0417001 (in Chinese) [李飏, 徐源, 常本康, 杜晓晴, 王晓晖, 高频, 张俊举 2011 中国激光 **38** 0417001]
- [10] 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]
- [11] 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]
- [12] Spicer W E 1993 *International Symposium on Optics, Imaging and Instrumentation*, Aam Diego, CA, July 11–16, 1999 p18
- [13] Wang X H, Chang B K, Ren L, Gao P 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 082109
- [14] Li B, Chang B K, Xu Y, Du X Q, Du Y J, Wang X H, Zhang J J 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 088503 (in Chinese) [李飏, 常本康, 徐源, 杜晓晴, 杜玉杰, 王晓晖, 张俊举 2011 物理学报 **60** 088503]
- [15] Qiao J L, Chang B K, Qian Y S, Du X Q, Wang X H, Guo X Y 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 017903 (in Chinese) [乔建良, 常本康, 钱芸生, 杜晓晴, 王晓晖, 郭向阳 2011 物理学报 **60** 017903]
- [16] Guo X Y, Chang B K, Wang X H, Zhang Y J, Yang M 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]
- [17] 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]
- [18] 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]

A study of spectral response for reflection-mode GaN photocathodes in UVA band*

Hao Guang-Hui Chang Ben-Kang[†] Chen Xin-Long Wang Xiao-Hui
Zhao Jing Xu Yuan Jin Mu-Chun

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

(Received 15 September 2012; revised manuscript received 5 January 2013)

Abstract

In order to understand the spectral response characteristic of the NEA GaN photocathodes at UVA band, three samples grown by MOCVD with different emission layer thickness and doping concentration were activated in the ultra-high vacuum system, and their spectral response were tested online. We fit the experimental quantum efficiency with illumination wavelength between 0.25—0.35 μm by the use of reflection-mode GaN photocathode quantum efficiency formula and the least square approximation method. The back-interface compound rate and the slope of fitting line L are gained and the reflection-mode GaN photocathodes quantum efficiency is simulated with incident light wavelength at 0.35 μm . The results show that the back-interface compound rate and the slope of the fitting line L can reflect GaN photocathode response performance. When the back-interface compound rate of GaN photocathode is less than 10^5 cm/s and the thickness of the emission layer is set between 0.174—0.212 μm , the photocathode has optimal spectral response performance.

Keywords: reflection-mode GaN, potential barrier, least square approximation, back-interface defects

PACS: 79.60.-i, 72.80.-r, 73.20.At, 73.61.Ey

DOI: 10.7498/aps.62.097901

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

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