

大梯度指数掺杂透射式 GaAs 光电阴极响应特性的理论分析*

蔡志鹏^{1)†} 杨文正²⁾ 唐伟东¹⁾ 侯洵¹⁾

1) (瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

2) (中国科学院超快诊断技术重点实验室, 中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710119)

(2012 年 2 月 28 日收到; 2012 年 3 月 6 日收到修改稿)

讨论了一种具有超快时间响应特性的新光电阴极, 即大梯度指数掺杂透射式 GaAs 负电子亲和势 (NEA) 光电阴极, 模拟了它的量子效率、时间分辨和空间分辨能力等特性. 理论分析结果表明, 由于大梯度指数掺杂设计方式, 在吸收层内形成较大的内建电场, 因此光生电子在 GaAsNEA 阴极内的渡越时间大大缩短, 当 GaAs 吸收层厚度 $\sim 0.9 \mu\text{m}$ 时, 其响应时间达到 $\sim 10 \text{ ps}$, 说明这种新 NEA 阴极具有远优于传统均匀掺杂 NEA 阴极的超快响应特性. 同时在整个光谱响应范围内, 量子效率达到约 10%—20%, 空间分辨力显著高于以往的计算结果. 分析结果表明, 在保证较高的量子效率条件下, 这种新阴极能够突破常规 GaAsNEA 阴极的时间分辨率极限, 提高 GaAsNEA 阴极本身的分辨力, 有望用于超快摄影、电子加速器和自由电子激光器的电子源等领域, 进一步扩展 NEA 光电阴极的应用范围.

关键词: 大指数掺杂, 内建电场, 量子效率, 时间和空间分辨力

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

1 引言

GaAs 负电子亲和势 (NEA) 光电阴极具有不同于 Ag-O-Cs 阴极和多碱阴极的优点, 诸如量子效率高, 电子能量和角分布集中, 暗电流小等, 使得它在光电倍增管、半导体器件、高能物理、表面物理, 尤其在微光夜视方面具有重要的应用^[1-3]. 但是由于传统 GaAsNEA 阴极为均匀 p 型重掺杂材料, 电子通过扩散方式向表面运动, 具有长达数百皮秒至纳秒的响应时间, 因此限制了它在高速摄影、高能物理如超快成像, 电子加速器的极化电子源, 自由电子激光器 (FEL) 的电子源等新领域的应用^[4-6], 这些新的应用都要求 GaAs 阴极具有快于 10 ps 的响应时间. 但是以前的研究主要集中在量子效率的提高、Cs:O 激活层机理

等方面, 很少关注 GaAs NEA 阴极的时间响应特性^[6,7], 尤其是如何提高 GaAs 光电阴极的时间响应方面. 因此为进一步拓展 GaAs 光电阴极在高速响应等方面的应用, 根据邹继军等^[8]提出的梯度掺杂的方法, 设计并理论分析了一种大梯度指数掺杂的 GaAsNEA 阴极, 以期通过大梯度指数掺杂方式, 在 GaAs 阴极内部形成利于光生电子渡越的匀强电场, 从而达到提高 GaAs 阴极响应速度的目的.

本文主要基于变系数的光电子连续性方程, 从量子效率、时间和空间分辨力等三个方面理论分析了大梯度指数掺杂条件下透射式 GaAs 光电阴极的响应特性. 分析结果表明, 这种新阴极在保证较高的量子效率下, 能够突破常规 GaAs 光电阴极时间分辨力极限的限制, 提高本身的空间分辨力, 这些特点明显异于传统 GaAs 阴极的响应特性, 为进

* 中国科学院知识创新工程重要方向项目 (批准号: KG CX2-YW-399+10) 和中国科学院“西部之光”计划资助的课题.

† E-mail: ywz@opt.ac.cn

一步拓展 NEA 阴极在光电响应等领域的应用提供了理论基础.

2 新 GaAs 光电阴极的理论能带结构

大梯度指数掺杂 GaAs 光电阴极的能带结构示意图如图 1 所示, 其中 E_c , E_v 分别是 GaAs 导带底能级和价带顶能级, E_g 是 GaAs 的禁带宽度, E_F 是 Cs:O 激活后 GaAs 阴极结构的费米能级. E_0 是真空能级, ϕ 是电子的逸出功函数, δ 是表面能带弯曲量.

这种新阴极结构分为光吸收 I 区和表面重掺杂发射 II 区, 如图 1 所示.

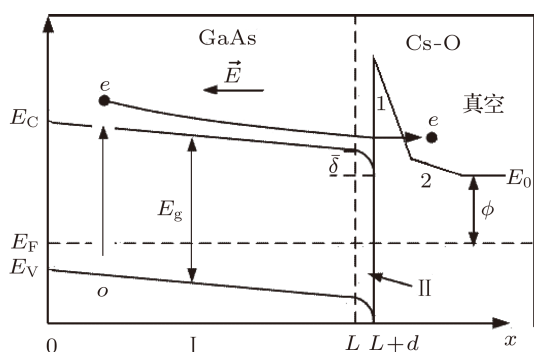


图 1 大梯度指数掺杂 GaAs 光电阴极的能带结构示意图

$$N(x) = N_0 \exp(-\beta x). \quad (1)$$

1) 对 I 区进行 e 指数掺杂设计

为提高利于电子输运的内建电场, 则吸收 I 区掺杂浓度的梯度应尽可能大, 设 I 区宽度为 L , 也即 p-GaAs 吸收层宽度, 边界条件设计为: $N(0) = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N(L) = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. k 是玻尔兹曼常数, $T = 300 \text{ K}$.

当不考虑重掺杂部分的弱简并态时, 则 GaAs 吸收层的内建电场可近似表达为 [8]

$$E = -\frac{dV}{dx} = -\frac{kT}{q}\beta, \quad (2)$$

其中 $\beta = 4 \times \ln 10/L$, 由 (2) 式所示, 在 e 指数掺杂下, GaAs 吸收层 I 区内的电场分布可以近似看作匀强电场, 这对光生载流子的输运过程是十分有利的. 其中 q 是电荷电量.

2) 对 II 区进行重掺杂设计

若要消除 GaAs 阴极表面电子势垒, 形成负电子亲和势状态, 根据半导体表面理论, GaAs 发射层

II 区的近似厚度 d 可表示为 [6]

$$d \sim \sqrt{\frac{2\epsilon\delta}{qN_A}}. \quad (3)$$

该层的掺杂浓度 N_A 选择在 10^{18} — 10^{19} cm^{-3} . 因此半导体理论, 在 Cs:O 激活后, 表面能带向下弯曲, 电子势垒被消除. 其中 $d \ll L$, ϵ 是 GaAs 的介电常数. 而 δ 是 Cs:O 激活后表面处的能带弯曲量, 表示如下 [6,8]:

$$\delta = \frac{E_g}{3} - \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{N(L)}. \quad (4)$$

对大梯度指数掺杂 GaAs 光电阴极结构, I 区保证了电子在 GaAs 吸收层内具有高的响应速率; II 区在 NEA 状态下可以保证阴极具有较高的表面逸出几率, 同时表面的重掺杂浓度可以保证尽可能地消除表面电荷效应.

3 新阴极的响应特性分析

GaAs 光电阴极的电子输运过程, 可以在一定的边界条件下, 求解光生电子的连续性方程得到. 由于 GaAs 吸收层内 p 型掺杂浓度具有大的梯度变化, 因此连续性方程将用下式表述:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \Delta n(x, t) = & \frac{\partial}{\partial x} \left[D_n(x) \frac{\partial}{\partial x} \Delta n(x, t) \right. \\ & \left. - \mu_n(x) |E| \Delta n(x, t) \right] \\ & - \frac{1}{\tau_n(x)} \Delta n(x, t) + g(x, t). \end{aligned} \quad (5)$$

本节基于光电子连续性方程, 开展 GaAs 光电阴极响应特性的讨论, 对这种新 GaAs NEA 阴极的量子效率、时间和空间分辨力等进行了理论分析. 其中 $\Delta n(x, t)$ 表示光电子浓度, $D_n(x)$, $\mu_n(x)$, $\tau_n(x)$ 分别为光激发电子的扩散系数、迁移率和寿命, $g(x, t)$ 是光生函数.

3.1 量子效率分析

量子效率是衡量 GaAs 光电阴极性能的一个重要参数. 在稳态条件下, 上述连续性方程 (5) 可写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[D_n(x) \frac{\partial}{\partial x} \Delta n(x, t) - \mu_n(x) |E| \Delta n(x, t) \right] \\ - \frac{1}{\tau_n(x)} \Delta n(x, t) + g(x, t) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

边界条件:

$$D_n(x) \frac{\partial}{\partial x} \Delta n(x)$$

$$-\mu_n(x)|E|\frac{\partial}{\partial x}\Delta n(x)\Big|_{x=0} = S\Delta n(0), \quad (7)$$

$$n(L) = 0, \quad (8)$$

量子效率:

$$J = -PD_n(x)\frac{\partial}{\partial x}\Delta n(x)\Big|_{x=L}, \quad (9)$$

由于大梯度掺杂光电阴极的 NEA 绝对值小于传统均匀掺杂阴极, 且电子在 I 区渡越时将获得一定的动能, 因此其表面逸出几率 P 不同于传统光电阴极. 由 (1)—(4) 式及文献 [9, 10] 近似计算得到, 当阴极吸收层厚度 L 在 $0.7\text{--}3\ \mu\text{m}$ 之间时, P 约 $28\%\text{--}33\%$. 同时由后向差分法, 根据 (6)—(9) 式得到方程 (6) 的数值解, 则透射式大梯度掺杂 GaAs 阴极的量子效率如图 2 所示.

图 2(a) 是大梯度掺杂条件下, GaAlAs/GaAs 界面的复合速率 $S = 10^5\ \text{cm/s}$, GaAs 吸收层厚度不同时, 透射式 GaAs 光电阴极量子效率随入射光能量变化的理论响应曲线. 模拟结果表明, 随着 L 的增大, 在入射光低能端部分的量子效率逐渐增大, 在 $L \sim 3\ \mu\text{m}$ 附近达到极值, 而在高能端部分, 量

子效率随着 L 的增大逐渐减小. 这些特征是由于吸收系数随着入射光子能量 $h\nu$ 的减小而减小造成的, 当 L 达到 $2\text{--}3\ \mu\text{m}$ 时, 整个响应区域的量子效率约在 $15.5\%\text{--}18.7\%$ 较小范围变化, 达到一个较为均匀的分佈. $L \sim 3\ \mu\text{m}$ 时阴极的量子效率较 $L \sim 2\ \mu\text{m}$ 时略有降低, 这是因为当 $L > 2\ \mu\text{m}$ 时大部分光子已得到充分吸收, 但由于内建电场越来越小, 光电子运动路程增加, 从而导致量子效率逐渐减弱. 因此这种新阴极的设计, 在透射式工作模式下, 若要获得较高的量子效率, 阴极吸收层厚度最好不大于 $3\ \mu\text{m}$.

如图 2(b) 所示, 随着复合速率 S 的增大, 量子效率逐渐减小, 且随着入射光子能量增大, 量子效率的降低更加明显. 这是由于 GaAs 对高能光子具有大的吸收系数, 电子主要在 GaAlAs/GaAs 界面附近产生, 因此当 S 增大时, 高能端光子产生的电子损失较多, 导致高能端量子效率比低能端低. 当 $S > 10^{10}\ \text{cm/s}$ 时, 量子效率达到定值. 因此对透射式光电阴极, 尽量降低 GaAlAs/GaAs 界面的复合速率 S 十分有利于量子效率的提高.

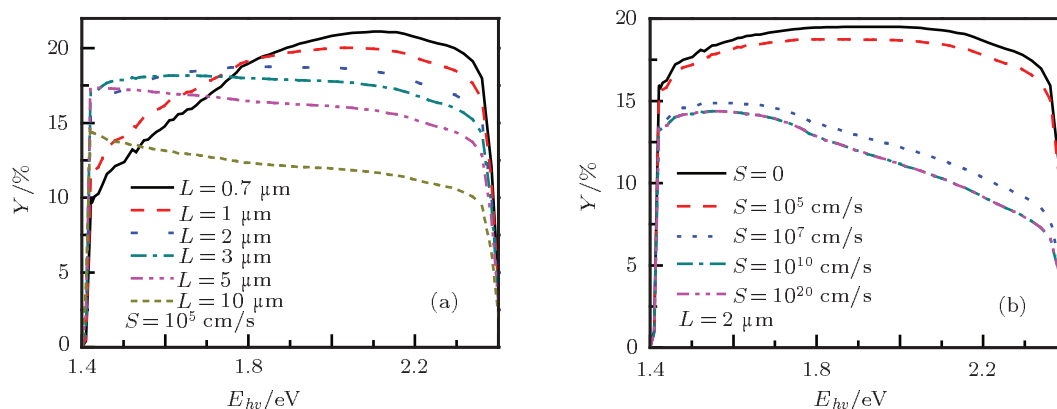


图 2 大梯度掺杂条件下, 透射式 GaAs NEA 阴极随 L 变化 (a), 随 S 变化 (b) 的量子效率曲线

总之 $L \leq 3\ \mu\text{m}$ 时, 由于吸收层存在较大的内建电场, 减少了光生电子在渡越过程中的损失, 使更多的电子达到阴极表面. 因此在大部分光谱响应区域, 阴极的量子效率起伏较小.

3.2 时间响应分析

对 GaAs NEA 光电阴极来说, 若要用于高速光电响应领域, 就必须考虑阴极的时间响应特性. 对

于透射式工作方式的 GaAs NEA 阴极, 在理想的 δ 脉冲下, $t = 0$ 时刻初值条件可写为

$$g(x, t) = \alpha I_0(1 - R) \exp(-\alpha x), \quad (10)$$

其中 α 是 GaAs 的吸收系数, 它与入射光子能量相关. I_0 是入射光强, t 为阴极响应时间. 由于 $d \ll L$, 忽略电子在此发射薄层中的渡越过程. 另外, 由于在 GaAs 阴极的瞬态响应过程中, 仅电子过程占主导地位. 所以分析过程忽略入射光子对内建电场的

影响和光在吸收层内的传播时间.

边界条件满足 [7]

$$D_n(x) \frac{\partial}{\partial x} \Delta n(x, t) \Big|_{x=0} - \mu_n(x) |E| \frac{\partial}{\partial x} \Delta n(0, t) = S \Delta n(0, t), \quad (11)$$

$$n(L, t) = n(L, t - dt) \exp(-dt/\tau'), \quad (12)$$

其中 τ' 表面处电子浓度的平均衰减常数 (将另文讨论), $\mu_n |E|$ 不超过光电子的漂移速度 $v_n^{[11]}$.

光电子一旦进入重掺杂浓度的表面发射薄层, 在耗尽区强电场作用下, 开始遭遇剧烈的谷间散射, 并以一定的几率向真空发射, 则发射向真空的光电子流表示为

$$J(t) = -PD_n(x) \frac{\partial}{\partial x} \Delta n(x, t) \Big|_{x=L}, \quad (13)$$

其中 P 是阴极表面的电子逸出几率.

基于上述变系数连续性方程, 即由 (10)—(13) 式不能获得 $\Delta n(x, t)$ 的解析解, 因此采用后向差分方法得到近似解, 其解是无条件稳定的 [7], 并得到新 GaAs NEA 光电阴极的时间响应曲线, 如图 3 所示.

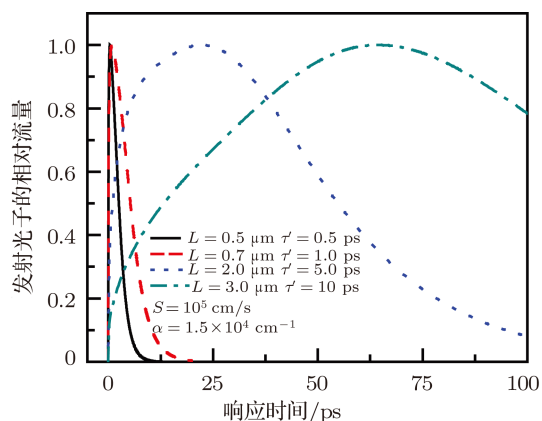


图 3 不同 GaAs 层厚度 L 下的时间响应曲线

图 3 是不同厚度 L 下, 大梯度掺杂光电阴极的时间响应曲线. 从图 3 可以看出, 随着阴极厚度 L 的减小, 阴极的响应时间迅速缩短. 而且 L 越小, 阴极的响应时间越短. 这是由于 L 减小时, 电子渡越长度减小, 同时内建电场增大, 二者都利于电子渡越时间的缩短, 因此 L 越小, 电子渡越时间降低得越明显.

由图 3 可知, 当 GaAs 层厚度为 $0.7 \mu\text{m}$, 响应曲线的半峰宽在整个吸收区内可以达到约 7ps , 能够

满足如 FEL 电子源等方面的应用 [5]. 同时在相同响应时间下, $0.7 \mu\text{m}$ 远大于传统 GaAs NEA 阴极的厚度, 使得阴极的量子效率显著提高, 尤其对于低能量光子的光谱响应区域. 当 GaAs 层厚度是 $2 \mu\text{m}$ 时, 时间延迟和半峰宽分别达到约 30ps 和 50ps . 因此基于上述分析, 与传统 GaAs 光电阴极相比, 大指数掺杂方式显著提高了 NEA 光电阴极的瞬态响应特性, 意味着这种新 NEA 阴极在高速光电响应领域具有广泛的应用前景. 而在实际应用中, 可以根据所要求量子效率和响应时间, 通过调节阴极的厚度来实现.

综上所述, 这种新透射式 GaAs NEA 阴极的响应速度较常规阴极显著提高, 当吸收层厚度达到约 $0.7 \mu\text{m}$ 时, 其响应时间可以达到 7ps . 因此它有望突破传统 GaAs NEA 阴极时间分辨率极限的限制, 推动 GaAs 和其他 III — IV 族半导体阴极在高速响应电子源方面的进一步的发展和应用.

3.3 空间分辨力

由于 GaAs 光电阴极本身具有较高的空间分辨力, 因此在一般应用中, 均不讨论 GaAs 阴极本身空间分辨力的影响. 但作为下一代电子枪最具潜力的首选材料之一, 以及作为一种优良的电子源, 要求 GaAs 光电阴极的发射电子具有更低的角分布 [12], 因此需要考虑 GaAs 光电阴极的空间分辨力问题, 本节采用调制传递函数 (MTF) 法 [13] 来分析大梯度掺杂 GaAs 阴极的空间分辨力, 研究发射层宽度、吸收系数及后界面复合速率等参数对这种新 GaAs 阴极空间分辨力的影响. 为简化计算, 方程 (5) 中各系数均取平均值.

图 4 是大梯度指数掺杂条件下, 透射式 GaAs 阴极的 MTF 曲线分析. 由图 4(a) 可知, 与均匀掺杂阴极相比, 大梯度指数掺杂 GaAs 阴极的 MTF 显著提高. $L \sim 1.5 \mu\text{m}$ 时, MTF 较 L 约为 $0.7 \mu\text{m}$ 提高更为明显. 由图 4(b), (c), (d) 可知, 当 L, α 减小, S 增大时, 则 MTF 增大. 而 L 的减小对 MTF 的影响最大, 这是由于在梯度掺杂下, 随着 L 减小, 阴极内部的内建电场增大, 对 MTF 的影响也越来越大. 也就是说, 内建电场的存在, 对 MTF 的影响占主要地位. 而且内建场越大, MTF 的提高越显著. 与文献 [13] 相比, 大指数掺杂透射式 GaAs 光电阴极的空间分

辨力进一步提高,这是由于内建电场的增大所导致的.因此这种新阴极结构能够进一步提高 NEA 阴

极本身的空间分辨力,这对 GaAs NEA 阴极进一步的发展和应用的十分有利的.

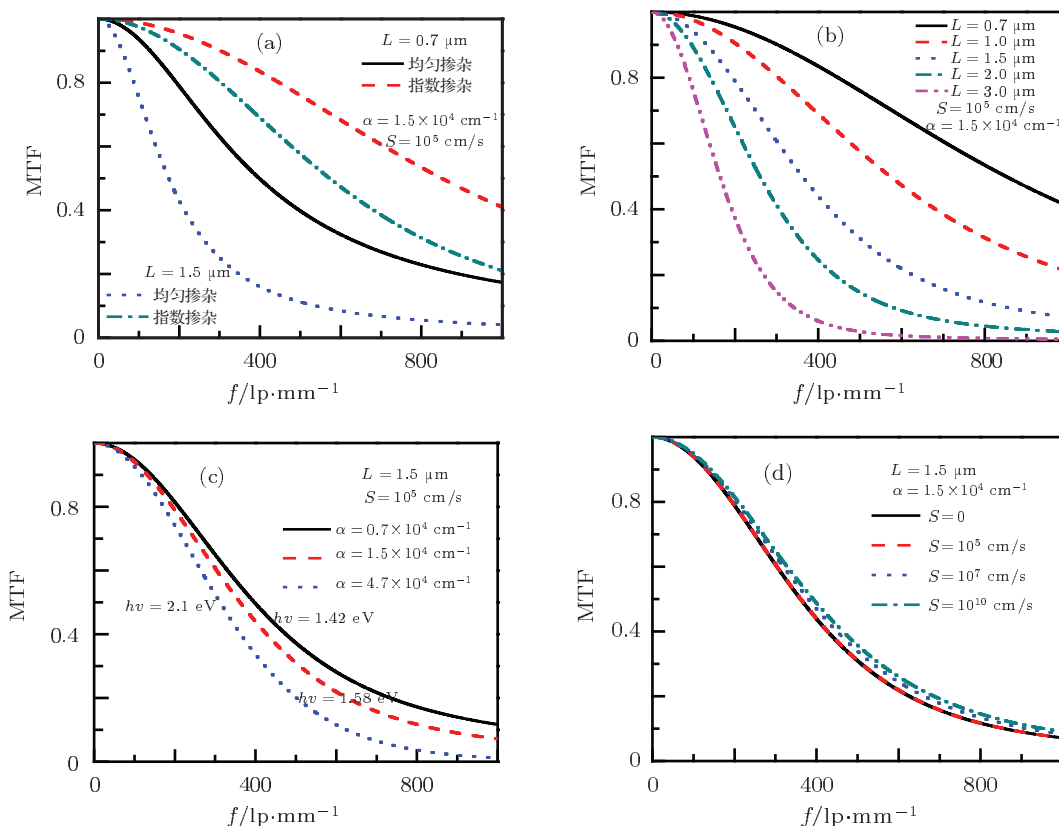


图 4 大梯度指数掺杂条件下,透射式阴极的 MTF 曲线分析 (a) 与均匀掺杂阴极比较; (b) 变化 L ; (c) 变化 α ; (d) 变化 S

4 结论

本文设计并理论研究了一种高响应速率的新光电阴极,即大梯度指数掺杂 GaAsNEA 光电阴极,分析了在大梯度掺杂方式下,透射式 GaAs 光电阴极的量子效率、时间和空间分辨力.仿真结果表明,这些重要物理参量具有明显不同于传统 GaAs 光

电阴极的特点,主要表现在,新阴极在保持较高的量子效率条件下,时间响应速率迅速增大,空间分辨力进一步提高.因此这种新 GaAs 光电阴极克服了常规 NEA 阴极在瞬态响应方面的不足,有望拓展 NEA 光电阴极在高速响应器件等新领域得到广泛应用.

[1] Zuic I, Fabian J, Samma S D 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
 [2] Guo L J, Wiistenberg J P, Oleksiy A, Bauer M, Aeschlimann M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3200 (in Chinese) [郭立俊, J. P. Wtistenberg, A. Oleksiy, M. Bauer, M. Aeschlimann 2005 物理学报 **54** 3200]
 [3] 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, 张智谔, M. A. Monastyrski, M. Y. Schelev 2005 物理学报 **54** 3591]
 [4] Phillips C C, Hughes A E, Sibbert W 1984 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **17** 1713
 [5] Jones L B, Rozhkov S A, Bakin V V, Kosolobov S N, Militsyn B L, Scheibler H E, Smith S L, Tereldiov A S 2009 *18th International Spin Physics Symposium Spin. Phys.* **1149** 1057
 [6] Aulenbacher K, Schuler J, Harrach D V, Reichert E, Röhgen J, Subashev A, Tioukine V, Yashin Y 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 7536
 [7] Guo L H, Li J M, Hou X 1990 *Solid State Electronics* **33** 435
 [8] 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]
 [9] Escher J S, Schade H 1973 *J. Appl. Phys.* **44** 5309
 [10] Fisher D G, Enstrom R E 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 3815

[11] Freeman K R, Hobson G S 1972 *IEEE Trans.* **ED-19** 62

[12] Vergara G, Herrera-Gómez A, Spicer W E 1997 *J. Appl. Phys.* **83**(9) 1809

[13] Zou J J, Chang B K, Yang Z, Zhang Y J, Qiao J L 2007 *Acta Phys. Sin.* **58** 5842 (in Chinese) [邹继军, 常本康, 杨智, 张益军, 乔建良 2009 物理学报 **58** 5842]

Theoretical analysis of response characteristics for the large exponential-doping transmission-mode GaAs photocathodes*

Cai Zhi-Peng^{1)†} Yang Wen-Zheng²⁾ Tang Wei-Dong¹⁾ Hou Xun¹⁾

¹⁾ (State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an 710119, China)

²⁾ (Key Laboratory of Ultrafast Photoelectric Diagnostics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics of CAS, Xi'an 710119, China)

(Received 28 February 2012; revised manuscript received 6 March 2012)

Abstract

A new-type GaAs photocathode with ultrafast time response, that is, the large exponential-doping transmission-mode GaAs photocathode, is discussed in detail. The response characteristics, including quantum yield, time and spatial resolution, are numerically simulated. The analysis results show that the transit response time of the photo-excited electrons for the GaAs photocathode is extremely shortened, because the built-in electric field in GaAs layer formed by the large exponential-doping mode is beneficial to the photoelectron transport process of GaAs photocathodes. The response time can reach about 10 ps when the thickness of GaAs doping layer is around, which shows that the novel NEA cathode has a better feature of temporal response than that of traditional GaAs photocathode. In addition, the quantum yield will reach $\sim 10\%$ – 20% in the whole special response range, and the spatial resolution is improved obviously. The analysis results indicate that with high quantum efficiency guaranteed, the large exponential-doping NEA cathode overcomes the limitation of time response of traditional GaAs NEA cathode and improves the spatial resolution, which indicates that the new NEA cathode is expected to meet the demands of high-speed device and photoelectron device, and promote the further development and applications of NEA cathodes.

Keywords: large exponential-doping, built-in electric field, quantum yield, time and spatial resolution

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

* Project supported by Knowledge Innovation Project of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. KG CX2-YW-399+10), and the West Light Foundation of the Chinese Academy of Sciences.

† E-mail: ywz@opt.ac.cn