

# 指数掺杂 GaAs 光电阴极分辨力特性分析<sup>\*</sup>

邹继军<sup>1)†</sup> 常本康<sup>2)†</sup> 杨 智<sup>2)</sup> 张益军<sup>2)</sup> 乔建良<sup>2)</sup>

1) 东华理工大学电子工程系, 抚州 344000)

2) 南京理工大学电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

(2008 年 12 月 1 日收到, 2008 年 12 月 25 日收到修改稿)

通过建立和求解指数掺杂阴极中电子所遵循的二维连续性方程, 得到了透射式指数掺杂阴极的调制传递函数表达式, 并利用该表达式对阴极分辨力特性进行了理论计算和分析. 计算结果显示, 与均匀掺杂相比, 指数掺杂能较明显地提高阴极的分辨力. 当空间频率  $f$  在 100—400 lp/mm 范围时, 分辨力的提高最为明显, 如当  $f = 200$  lp/mm 时, 分辨力一般可提高 20%—50%. 与量子效率的提高相同, 指数掺杂阴极分辨力的提高也是内建电场作用的结果.

关键词: 指数掺杂, 内建电场, 分辨力, 调制传递函数

PACC: 7960, 4230H, 7280E, 7290

## 1. 引 言

具有负电子亲和势的 GaAs 光电阴极有两大主要的应用领域: 一是利用其高量子效率的光电探测特性, 在微光夜视技术中得到了广泛应用, 至今仍是高性能微光像增强器常用的阴极<sup>[1-3]</sup>; 二是利用其发射电子自旋极化率高、能量与角度分布集中以及发射电流密度大的特点, 作为一种性能优良的电子源, 在近年来广受关注的自旋电子学和电子束平面曝光技术中具有很好的应用前景<sup>[4-8]</sup>. 在这些应用领域中, 人们主要研究的是阴极的量子效率、发射电子自旋极化率、能量与角度分布和稳定性等性能参数, 而很少关注阴极的分辨力. 如在采用双平面近贴电子光学系统的微光像增强器分辨力影响因素的分析中, 主要考虑的是阴极与微通道板(MCP)之间, 以及 MCP 与荧光屏之间的间距、极间电压等对像增强器分辨力的影响<sup>[9,10]</sup>. 在计算像增强器分辨力时, 都假设物点经过光阴极后没有弥散, 仍然是一个物点. 实际上, 如图 1 所示, 照射在阴极上的光可以看成是一个物点, 但光照产生的光电子输运到阴极发射面时就已经是一个弥散圆. 该弥散圆的大小与阴极发射层厚度和阴极的掺杂情况有关. 有些像增强器分辨

力不高, 并且小于计算分辨力, 原因可能与忽略了阴极的分辨力有关.

阴极分辨力对器件整体分辨力具有重要影响. 如图 1 所示, 造成阴极分辨力下降的主要原因是电子的横向扩散, 如果有一个与电子运动方向相反的电场, 则能在某种程度上减轻这种扩散的影响. 我们提出的指数掺杂阴极正好是这种具有恒定内建电场的阴极<sup>[11]</sup>, 该类型阴极(采用指数等变掺杂结构)已被实验证实可获得更高的量子效率<sup>[12]</sup>. 从图 1 可以看出, 在指数掺杂阴极内建电场的作用下, 点光源激发的电子输运到阴极面时的弥散圆斑将比无内建电场的均匀掺杂阴极小, 显然, 电子在电场作用下的漂移运动有利于提高阴极分辨力. 但对于阴极分辨力的提高程度以及阴极的分辨力与发射层厚度、电子扩散长度、后界面复合速率等参数的关系, 则必须从理论上进行计算和分析.

本文采用调制传递函数(MTF)方法来分析指数掺杂阴极的分辨力特性. MTF 最初用于描述纯光学系统的成像特性, 是傅里叶光学的重要指标. 阴极中虽然没有类似的光学系统, 但作为一个电子输运过程, 也完全可以利用 MTF 的原理来分析和评价阴极的分辨力特性<sup>[13]</sup>. 下面将以透射式指数掺杂 GaAs 光电阴极为例对这一问题进行探讨.

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 60801036, 60678043), 江西省自然科学基金(批准号: 2007GQS0412)和江西省教育厅科技计划(批准号: GJJ08298)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: jkchang@mail.njjust.edu.cn

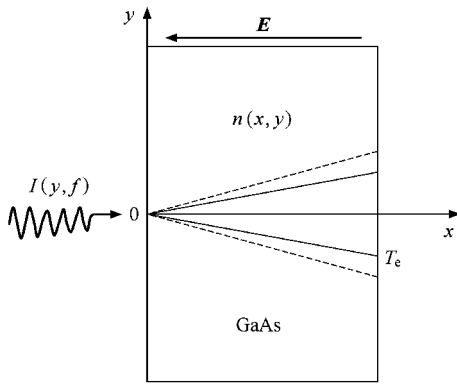


图1 电子在指数掺杂阴极发射层中的运输过程示意图 虚线表示无电场作用的电子运输,实线表示有电场作用的电子运输

## 2. 指数掺杂阴极 MTF 的推导

如图 1 所示,设一束强度为  $I(y, f) = \frac{\phi}{2} [1 + \cos(2\pi fy)]$  的光垂直照射到透射式指数掺杂阴极上,  $L_D$  和  $D_n$  为阴极材料的等效电子扩散长度和扩散系数,则在恒定内建电场  $E$  的作用下,可得透射式指数掺杂阴极中少数载流子电子所遵循的二维连续性方程为

$$D_n \left[ \frac{\partial^2 n(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n(x, y)}{\partial y^2} \right] - \mu |E| \frac{\partial n(x, y)}{\partial x} - \frac{n(x, y)}{\tau} + g(x, y) = 0, \quad (1)$$

$(x \in [0, T_e], y \in R),$

式中  $g(x, y)$  为光电子产生函数,

$$g(x, y) = \alpha(1 - R) \exp(-\alpha x) I(y, f).$$

方程(1)满足的边界条件为

$$\left[ D_n \frac{\partial n(x, y)}{\partial x} - \mu |E| n(x, y) \right] \Big|_{x=0} = S_V n(x, y) \Big|_{x=0},$$

$$n(x, y) \Big|_{x=T_e} = 0.$$

这里  $f$  为空间频率,角频率  $\omega = 2\pi f$ ,  $n(x, y)$  为光电子浓度,  $R$  为反射率,  $\alpha$  为光学吸收系数,  $\mu$  为电子迁移率,  $\tau$  为光电子寿命,  $S_V$  为后界面(GaAlAs/GaAs 界面)复合速率,  $T_e$  为阴极发射层厚度.

方程(1)是一个比较复杂的二阶偏微分方程,无法进行变量分离,但由于  $y \in R$ ,因而在方程两边可同时对  $y$  进行傅里叶变换.令  $n(x, y)$  的傅里叶变换

$$F[n(x, y)] = N(x, \lambda),$$

则可得到关于  $x$  的二阶常微分方程

$$D_n \frac{d^2 N(x, \lambda)}{dx^2} - \mu |E| \frac{dN(x, \lambda)}{dx} - \left( D_n \lambda^2 + \frac{1}{\tau} \right) N(x, \lambda) + \alpha(1 - R) \exp(-\alpha x) \left[ \sqrt{2\pi} \delta(\lambda) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} (\delta(\lambda + \omega) + \delta(\lambda - \omega)) \right] = 0, \quad (2)$$

边界条件是

$$\left[ D_n \frac{dN(x, \lambda)}{dx} - \mu |E| N(x, \lambda) \right] \Big|_{x=0} = S_V N(x, \lambda) \Big|_{x=0},$$

$$N(x, \lambda) \Big|_{x=T_e} = 0.$$

(2)式实际上与文献[11]中(10)式相似,可采用同样的方法求解.在求得  $N(x, \lambda)$  后,对  $\lambda$  求傅里叶逆变换得到  $n(x, y)$ ,从而可得透射式指数掺杂阴极的光电发射电流密度为

$$J(y, f) = -PD_n \frac{\partial n(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=T_e} = \frac{\phi}{2} [Y_0 + Y_\omega \cos(2\pi fy)], \quad (3)$$

式中  $P$  为表面电子逸出概率,  $Y_0$  和  $Y_\omega$  分别为均匀光和余弦分布光入射时的光电发射量子效率.  $Y_0$  和  $Y_\omega$  可表示为

$$Y_0 = \frac{P(1 - R)\alpha L_D}{\alpha^2 L_D^2 + \alpha L_0 - 1} \times \left[ \frac{N(S + \alpha D_n) \exp(L_0 T_e) (2L_D^2)}{M} - \frac{Q \exp(-\alpha T_e)}{M} - \alpha L_D \exp(-\alpha T_e) \right]. \quad (4)$$

这里

$$L_0 = \mu |E| \tau = \frac{q |E|}{k_0 T} L_D^2,$$

$$N = \sqrt{L_0^2 + 4L_D^2},$$

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

$$M = (ND_n/L_D) \cosh(NT_e) (2L_D^2)$$

$$+ (2SL_D - D_n L_0/L_D) \sinh(NT_e) (2L_D^2),$$

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

$$+ (SL_0 + 2D_n) \sinh(NT_e) (2L_D^2),$$

$$Y_\omega = \frac{P(1 - R)\alpha L'_D}{\alpha^2 L_D^2 + \alpha L_\omega - 1}$$

$$\times \left[ \frac{N(S + \alpha D_n) \exp(-L_\omega T_e / 2L_D'^2)}{M} - \frac{Q \exp(-\alpha T_e)}{M} - \alpha L_D' \exp(-\alpha T_e) \right], \quad (5)$$

这里

$$L_D' = \sqrt{\frac{L_D^2}{L_D^2 \omega^2 + 1}},$$

$$L_\omega = \mu |E| \tau = \frac{q |E|}{k_0 T} L_D'^2,$$

$$N = \sqrt{L_\omega^2 + 4L_D'^2},$$

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

$$Q = SN \cosh(NT_e/2L_D'^2) + (SL_\omega + 2D_n) \sinh(NT_e/2L_D'^2).$$

根据 MTF 的定义,当一定空间频率的余弦光栅成像时,像面上的对比度  $C_o$  与物面上的对比度  $C_i$  之比为 MTF.对于透射式光电阴极而言, $C_o$  实际为发射电流密度的对比度,因而可得透射式指数掺杂阴极的 MTF 为

$$\frac{C_o}{C_i} = \frac{Y_\omega/Y_0}{1} = \frac{Y_\omega}{Y_0}. \quad (6)$$

在(6)式中若令  $E = 0$ ,则得到透射式均匀掺杂阴极的 MTF.

### 3. 计算与讨论

依据(6)式计算透射式指数掺杂和均匀掺杂阴极的理论 MTF,从而可对两者的分辨力特性进行对比分析,并讨论两者分辨力与发射层厚度、电子扩散长度等参数的关系.计算时设定,温度为室温, $D_n = 120 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,GaAs 发射层掺杂浓度在一个数量级范围内按指数规律变化,对应的能带弯曲量为  $0.06 \text{ eV}$ .分别改变  $T_e$ 、 $L_D$ 、 $S_V$  和  $\alpha$ ,固定其他参数,计算所得指数掺杂和均匀掺杂阴极 MTF 曲线如图 2 所示.

从图 2 中可以看出,绝大部分情况下,与均匀掺杂相比,指数掺杂能显著提高阴极的 MTF.在空间频率  $f = 200 \text{ lp/mm}$  时,MTF 的提高在  $20\% \sim 50\%$  之间; $f$  在  $100 \sim 400 \text{ lp/mm}$  区间,MTF 的提高最为明显,当  $f$  增大或减小时,两者的 MTF 逐渐接近.MTF 随空间频率  $f$  的增大而减小与电子往阴极面输运过程中的横向扩散有关,在相同的横向扩散长度的情

况下, $f$  越大明暗条纹间距越小则越容易重叠到一起.

当阴极发射层厚度  $T_e$  减小时,指数掺杂与均匀掺杂阴极的 MTF 都显著提高,指数掺杂提高得更快.MTF 随  $T_e$  减小而增加的现象与电子横向扩散的距离减小有关,但  $T_e$  减小时,阴极量子效率也随之减小.

当阴极电子扩散长度  $L_D$  减小时,指数掺杂和均匀掺杂阴极的 MTF 都有提高,但均匀掺杂提高更明显.这是由于  $L_D$  减小时,电子的横向扩散距离减小,电场的作用就不那么明显,同时由于此时  $L_D < T_e$ ,后界面的影响也降到最低.当然,这种 MTF 的提高是以牺牲阴极的量子效率作为代价.

当阴极后界面复合速率  $S_V$  增加时,指数掺杂和均匀掺杂阴极的 MTF 都有提高,但均匀掺杂提高得更快.当  $S_V$  很大 ( $10^7 \text{ cm/s}$ ) 时,指数掺杂与均匀掺杂的 MTF 几乎相同,说明此时指数掺杂对 MTF 没有改善作用.这是因为当  $S_V = 0 \text{ cm/s}$  时,扩散到后界面的电子全部反射,这部分电子的横向扩散较大,而电场作用能降低电子的这种横向扩散,因而  $S_V$  较小时,指数掺杂的 MTF 都明显高于均匀掺杂.当  $S_V = 10^7 \text{ cm/s}$  时,绝大部分扩散到后界面处的电子都复合了,自然就不会对分辨力产生影响,因而电场的作用减弱. $S_V$  增加导致的 MTF 提高同样牺牲了阴极的量子效率.

当吸收系数  $\alpha$  减小时,两者的 MTF 都有较明显的提高. $\alpha$  减小,说明有更多的电子是在靠近阴极发射面处产生,它们输运到阴极发射面的距离短,因而横向扩散也就小,这是  $\alpha$  减小 MTF 提高的原因.对于 GaAs 材料,由于长波光子的  $\alpha$  更小,因而在材料光谱响应范围内,入射光波长越长,分辨力也越高.

综上所述,我们了解到除  $S_V$  特别大的情况以外,采用指数掺杂都能显著提高阴极的分辨力,这种提高是电子在内建电场作用下往阴极面的定向运动得到增强而横向扩散相对减小所致.通过减小  $T_e$ 、 $L_D$  或增加  $S_V$  而提高 MTF 的办法都是以牺牲阴极的量子效率为代价,必须小心采用,而  $\alpha$  一般只与入射光波长有关,并不能随便改变,因而在具体应用时必须综合考虑各种因素.

从上述计算结果看,阴极的 MTF 比较高,分辨力至少都在  $10^2 \text{ lp/mm}$  量级,远高于像增强器中的其

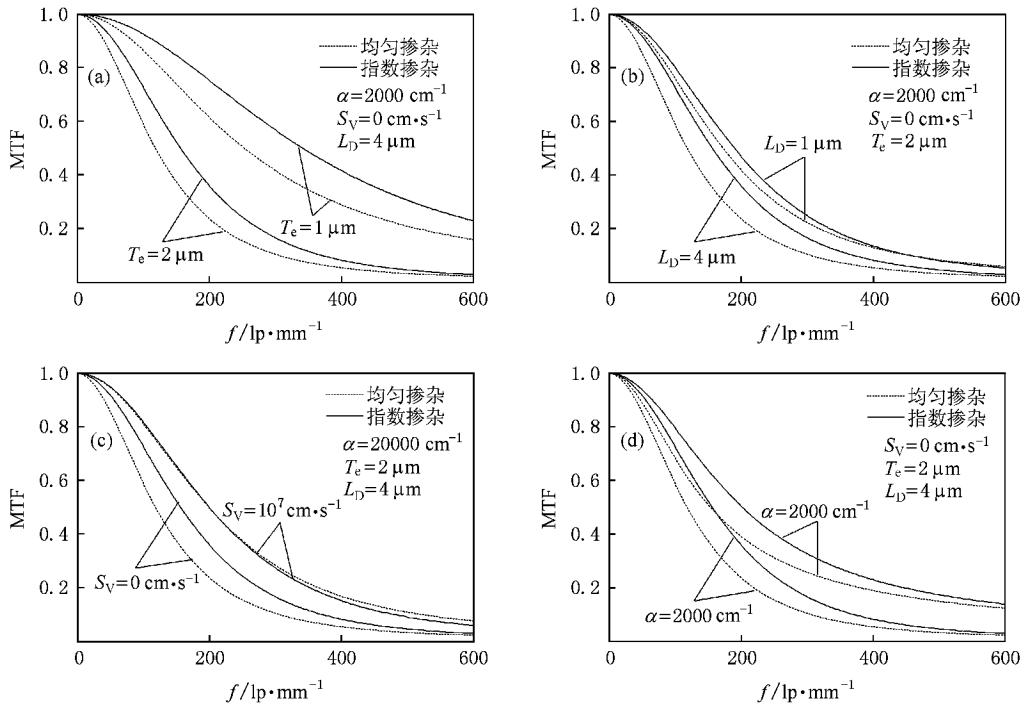


图2 透射式指数掺杂和均匀掺杂阴极 MTF 曲线 (a) 改变  $T_e$  (b) 改变  $L_D$  (c) 改变  $S_V$  (d) 改变  $\alpha$

他部件,似乎可以不用考虑其对像增强器分辨力的影响,但实际情况是像增强器中各部件是级联的关系,由于阴极处于像增强器的最前级,而且其 MTF 并不等于 1,因而其对分辨力的影响是必须考虑的,而指数掺杂则对改善整管的 MTF 作用非常明显.我们可作如下计算,设阴极的  $T_e = 2 \mu\text{m}$ ,  $L_D = 4 \mu\text{m}$ ,  $S_V = 0 \text{ cm/s}$  和入射光子  $\alpha = 20000/\text{cm}$ ,在空间频率  $f = 90 \text{ lp/mm}$  时,依据 (6) 式可计算得到均匀掺杂和指数掺杂阴极的 MTF 分别为 0.64 和 0.77,后者 MTF 相对于前者提高了 20%,即整管的 MTF 也提高了 20%,这对像增强器分辨力的改善将有显著效果,因而在设计像增强器时阴极分辨力是一个不能忽视的重要因素.若 GaAs 阴极将来作为集成电路电子束平面曝光系统的电子源,由于要求刻蚀极精细的线条,对阴极分辨力的要求就更高,这样同时具有高量子效率和高分辨力的指数掺杂阴极将具有更大的优势.

## 4. 结 论

指数掺杂 GaAs 光电阴极的发射层存在一个恒定的内建电场,这个电场不仅能提高阴极的量子效率,而且能改善阴极的分辨力.通过建立和求解指数掺杂阴极中电子所遵循的二维连续性方程,得到了透射式指数掺杂阴极的 MTF 表达式,并利用该表达式对其分辨力特性进行了理论计算和分析.计算结果表明,对阴极发射层进行指数掺杂能较明显地提高阴极的分辨力,与减小  $T_e$ ,  $L_D$  或增加  $S_V$  而提高分辨力不同的是,这种提高不以牺牲阴极的量子效率为代价,甚至还提高了阴极的量子效率.因而,指数掺杂阴极对于提高微光像增强器和真空电子源的分辨力具有积极的意义.同时,本文推导的 MTF 表达式对于微光像增强器分辨力理论研究和真空电子源阴极结构设计也具有一定的参考价值.

- [1] Estrera J P, Bender E J, Giordana A, Glesener J W, Josue M, Lin P, Sinor T W 2000 *Proc. SPIE* 46
- [2] 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,张智谏, Monastyrski M A, Schelev M Y 2005 物理学报 54 3591]

- [3] 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 ]
- [ 4 ] Liu Z ,Machuca F ,Pianetta P ,Spicer W E ,Pease R F W 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1541
- [ 5 ] Zutic I ,Fabian J ,Sarma S D 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [ 6 ] Schneider J E ,Sen P ,Pickard D S ,Winograd G I ,McCord M A , Pease R F W ,Spicer W E 1998 *J. Vac. Sci. Technol. B* **16** 3192
- [ 7 ] Ding H B ,Pang W N ,Liu Y B ,Shang R C 2007 *Chin. Phys.* **16** 51
- [ 8 ] 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 ]
- [ 9 ] Zhou L W 1993 *Electron Optics with Wide Beam Focusing* ( Beijing : Beijing Institute of Technology Press ) p96 ( in Chinese ) [ 周立伟 1993 宽束电子光学( 北京 :北京理工大学出版社 )第 96 页 ]
- [ 10 ] Xiang S M ,Ni G Q 1999 *The Principle of Photoelectronic Imaging* ( Beijing :National Defence Industry Press ) p65 ( in Chinese ) [ 向世明、倪国强 1999 光电子成像器件原理( 北京 :国防工业出版社 )第 65 页 ]
- [ 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 ] Yang Z ,Chang B K ,Zou J J ,Qiao J L ,Gao P ,Zeng Y P ,Li H 2007 *Appl. Opt.* **46** 7035
- [ 13 ] Yan J L ,Zhao Y N ,Zhu C C 1998 *Semicond. Optoelectron.* **20** 252 ( in Chinese ) [ 闫金良、赵银女、朱长纯 1998 半导体光电 **20** 252 ]

## Resolution characteristic of exponential-doping GaAs photocathodes<sup>\*</sup>

Zou Ji-Jun<sup>1)2)</sup> Chang Ben-Kang<sup>2)†</sup> Yang Zhi<sup>2)</sup> Zhang Yi-Jun<sup>2)</sup> Qiao Jian-Liang<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Department of Electronic Engineering ,East China Institute of Technology ,Fuzhou 344000 ,China )

<sup>2)</sup> Institute of Electronic Engineering and Opto-electronic Technology ,Nanjing University of Science and Technology ,Nanjing 210094 ,China )

( Received 1 December 2008 ; revised manuscript received 25 December 2008 )

### Abstract

The modulation transfer function ( MTF ) of transmission-mode exponential-doping photocathodes has been solved from the 2-dimensional continuity equations. According to the MTF equation ,we calculated and analyzed the theoretical resolution characteristic of the exponential-doping photocathodes. The calculated results show that ,compared with the uniform-doping photocathodes ,the exponential-doping structure can increase the resolution of photocathodes evidently. For the spatial frequency franges between 100 and 400 lp/mm ,the increase of resolution is more pronounced. Let  $f = 200$  lp/mm ,the resolution of exponential-doping photocathodes generally increases by 20%—50%. The resolution improvement of exponential-doping photocathodes as well as the quantum efficiency improvement is also attributed to the built-in electric field.

**Keywords :** exponential-doping , built-in electric field , resolution , modulation transfer function

**PACC :** 7960 , 4230H , 7280E , 7290

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60801036 ,60678043 ) ,the Natural Science Foundation of Jiangxi Province ,China ( Grant No. 2007GQS0412 ) and the Scientific Research Program of the Education Bureau of Jiangxi Province ,China ( Grant No. GJJ08298 ).

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