

# 均匀掺杂 GaAs 材料光电子的输运性能研究\*

任玲 常本康<sup>†</sup> 侯瑞丽 王勇

(南京理工大学电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

(2010年10月28日收到; 2010年12月15日收到修改稿)

通过建立原子结构的理论模型和电离杂质散射理论公式,研究了光电子在透射式均匀掺杂 GaAs 光电阴极体内的输运过程,分析了光电阴极的掺杂浓度、发射层厚度、电子扩散长度等相关因素对阴极出射面的弥散圆斑以及到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比的影响. 计算结果表明,当透射式均匀掺杂 GaAs 光电阴极发射层厚度为 2  $\mu\text{m}$ 、电子扩散长度为 3.6  $\mu\text{m}$ 、掺杂浓度为  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  时,其极限分辨率分辨率为 769  $\text{mm}^{-1}$ . 此 GaAs 材料光电子的输运性能研究,对制备高性能 GaAs 光电阴极和提高微光像增强器的分辨率有重要的参考价值.

**关键词:** GaAs 光电阴极, 光电子输运, 弥散圆斑, 分辨率

**PACS:** 72.10.-d, 79.60.-i, 73.61.-r, 72.20.-i

## 1. 引言

具有负电子亲和势 (NEA) 的 GaAs 光电阴极在微光夜视技术、高能物理、自旋电子学等众多领域得到了广泛的应用<sup>[1-6]</sup>. 目前,国内阴极材料由于电子扩散长度较小、后界面复合速率较大,导致高性能光电器件缺乏,严重制约着微光夜视技术的发展<sup>[7-9]</sup>. 至今,微光像增强器已发展到第四代,其中第三代和第四代微光像增强器均采用 GaAs 光电阴极. 在应用领域中,人们主要研究阴极的量子效率、发射电子自旋极化率、能量与角度分布的稳定性等性能参数<sup>[10-13]</sup>,很少关注光阴极的光电子输运性能,特别是在阴极出射面的弥散圆斑和到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比等方面的研究工作开展很少. 研究表明:弥散圆斑半径越大,分辨率越低;到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比越小,量子效率越低. 由于微光像增强器是由各个部件(包括光电阴极)级联组成的,因而其各个部件的参数必将影响着器件的分辨率,且从光阴极逸出到真空中的光电子的出射角分布和能量分布会严重影响进入到微通道板孔内的光电子数量<sup>[14,15]</sup>. 在计算像增强器分辨率时,都假设物点经过光电阴极后没有弥散. 有些像增强器的分辨

率不高并小于计算的理论值,原因可能与忽略了阴极材料的分辨率有关.

光照射到阴极后界面所激发的光电子在阴极体内输运将受到一系列的弹性碰撞和非弹性碰撞,由于光电子的横向扩散,必将在阴极出射面产生弥散圆斑,影响光电阴极的分辨率. 制约横向扩散长度的因素主要有光电阴极发射层厚度、掺杂浓度以及电子扩散长度等,同时它们也影响着分辨率与量子效率,使得这两者不能同时达到最大值,因此这些因素都分别存在一个最佳值. 本文通过计算光电子在阴极体内的输运情况,分析了透射式均匀掺杂 GaAs 光电阴极相关参数对阴极出射面的弥散圆斑以及到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比的影响,得到了发射层厚度、掺杂浓度以及电子扩散长度的最佳值.

## 2. 理论模型

### 2.1. GaAs(100) 面光电阴极内部原子结构

在本文计算中,设  $\text{Ga}_{0.5N}\text{As}_{0.5N-1}\text{Be}$  长方体为光电阴极的基本结构单元,其中  $N$  为结构单元中 Ga 原子浓度和 As 原子浓度与掺杂原子 Be 的浓度之比,掺杂原子 Be 位于该长方体结构单元的中心位

\* 国家自然科学基金(批准号:60678043)和江苏省高等学校研究生科研创新计划(批准号: CX09B-096Z)资助的课题.

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

置,如图 1 所示. 由此结构单元可拓扑构成均匀掺杂 GaAs 光电阴极的本体结构. 整个阴极发射层可以看

成该结构单元阵列,将其纵向(向阴极内部)拓展到整个阴极发射层厚度.

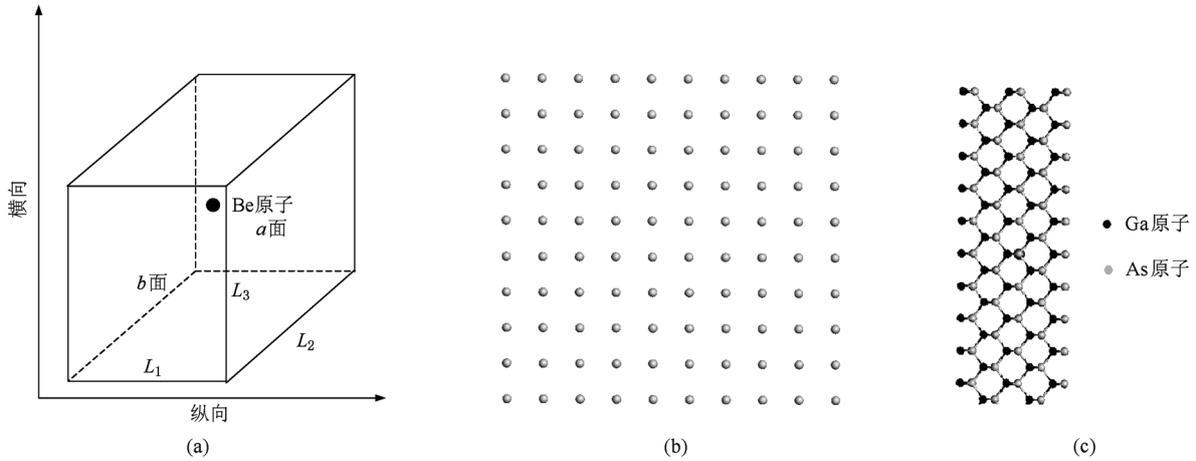


图 1 具有 NEA 的 GaAs 光电阴极结构单元及原子排列示意图 (a) 结构单元  $\text{Ga}_{0.5N}\text{As}_{0.5N-1}\text{Be}$ , (b)  $a$  面原子排列, (c)  $b$  面原子排列

设 GaAs 原子浓度为  $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ , 掺杂原子浓度为  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 通过计算可以得出  $N = 1000$ , 即结构单元中有 500 个 Ga 原子和 500 个 As 原子,  $a$  面有  $10 \times 10 = 100$  个 As 原子,  $b$  面有 5 层 Ga 原子和 5 层 As 原子, 单元为  $10 \times 10 \times 10$  的结构. Ga 原子直径为 0.236 nm, As 原子直径为 0.252 nm, 设相邻两个 As 原子间的距离为 0.252 nm, 相邻 Ga 原子和 As 原子间的距离为 0.244 nm, 则  $L_1 = 10 \times 0.244 = 2.44 \text{ nm}$ ,  $L_2 = L_3 = 10 \times 0.252 = 2.52 \text{ nm}$ . 如果  $N \neq 1000$ , 那么  $L_1 = 0.244N^{1/3} \text{ nm}$ ,  $L_2 = 0.252N^{1/3} \text{ nm}$ ,  $L_3 = 0.252N^{1/3} \text{ nm}$ .

为了计算方便, 本文从 GaAs 光电阴极的二维结构进行研究. 通过纵向拓展  $\text{Ga}_{0.5N}\text{As}_{0.5N-1}\text{Be}$  单元得到了均匀掺杂 GaAs 的二维结构, 如图 2 所示.

### 2.2. 阴极体内非平衡载流子的电离受主散射

当激发的光电子在 GaAs 阴极体内输运时, 会受到电离受主杂质 Be 离子的作用, 此过程称为电离受主杂质散射<sup>[16]</sup>, 这种散射的形式与卢瑟福散射相似. 卢瑟福散射公式如下<sup>[17]</sup>:

$$\tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZe^2}{mv_0b}, \quad (1)$$

式中  $\varphi$  是散射角,  $\epsilon_0$  是真空介电常数,  $z$  是  $\alpha$  粒子电荷数,  $Z$  是离子所带电荷数,  $e$  是电子电荷,  $m$  是  $\alpha$  粒子质量,  $v_0$  是  $\alpha$  粒子的初始速度,  $b$  是原子核离  $\alpha$  粒子原运动路径延长线的垂直距离, 也称为瞄准

图 2 对  $\text{Ga}_{0.5N}\text{As}_{0.5N-1}\text{Be}$  单元纵向拓展后得到的 GaAs(100) 面的结构

距离.

利用卢瑟福散射理论来模拟阴极体内电子的散射, 则电离受主散射模型可以表示为

$$\tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \frac{A}{E_0b_e}. \quad (2)$$

这里  $A$  是常数, 且  $A = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0}$ , 其中  $\epsilon$  是 GaAs 的相对介电常数;  $E_0$  是光电子散射前的能量;  $b_e$  是 Be 离子到光电子运动路径延长线的垂直距离. 如图 3 所示, 电子和带负电的 Be 离子相互作用时, 由于 Be 离子的质量比电子的质量大得多, 因而可近似地认为 Be 离子不动, 而电子以散射角  $\varphi$  偏离 Be 离子, 图中  $V(r)$  为电子所受的杂质离子的库仑势. 在散射

前,该电子相对于杂质离子的速度为  $u$ , 散射后的速度为  $u'$ .

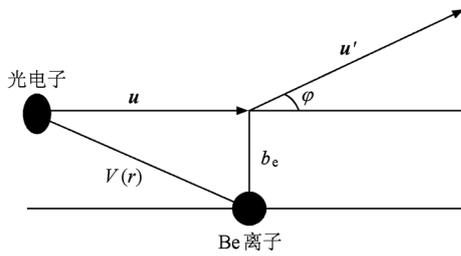


图3 激发光电子在电离杂质势场中的散射示意图

设 GaAs 相对介电常数  $\epsilon = 12.9$ , 真空介电常数  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$  F/m, 电子电荷  $e = 1.602 \times 10^{-19}$  C, 将上述参数代入  $A = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0}$  中, 通过计算可以得到  $A = 1.7898 \times 10^{-29}$  Jm, 则(2)式变为

$$\tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \frac{0.1093}{E_0 b_e}. \quad (3)$$

这里  $b_e$  和  $E_0$  的单位分别为 nm 和 eV.

电离杂质散射是最重要的各向异性的弹性散射, 电离杂质以其库仑势散射载流子, 使载流子的运动轨迹发生偏移. 由于裸露的库仑势为长程势, 其散射率趋于无限, 因此其势能表示是不真实的, 对电离散射的处理需要用屏蔽库仑势代替裸露库仑势, 屏蔽库仑势导致有限的散射率. 在此, 引入 Be 离子的“德拜屏蔽长度”  $L_D$ , 根据光电子在体内运输的电子轨迹以及在阴极出射面的弥散圆斑, 经过仿真分析后取  $L_D = 0.05$  nm. 当激发的光电子与电离杂质间的距离  $b_e > L_D$  时, 此离子在光电子处的库仑作用近似为零; 当  $b_e \leq L_D$  时, 光电子将受到电离杂质的库仑作用.

### 3. 计算结果及讨论

假设波长为 400 nm 的理想光点照射在光阴极后界面上, 利用 GaAs 光电阴极原子结构理论模型和电离受主杂质散射公式, 考虑电离杂质散射和晶格碰撞, 研究阴极后界面上激发的光电子在阴极体内的运动情况. 电离杂质散射是弹性碰撞, 不损失能量; 而与晶格碰撞是非弹性碰撞, 将产生能量损失, 并假设是与光电子运行距离呈线性关系的连续能量损失. 由于在阴极体内存在能量损失, 同时受到扩散长度的限制, 某些光电子将在阴极体内被复合, 不能到达阴极出射面, 从而不能对量子效率的

提高做出贡献. 激发的初始角度为  $35^\circ$  的光电子从阴极后界面到出射面的运输过程如图 4 所示, 3.1 eV 的光电子在整个运输过程中共遭受 88 次电离受主杂质散射, 到达阴极出射面的能量为 2.0 eV, 最终到达阴极出射面的角度为  $-52^\circ$ .

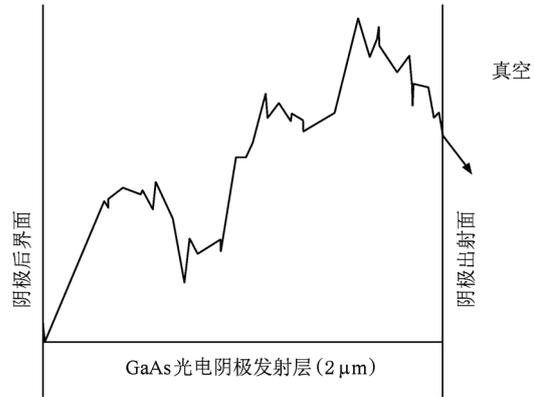


图4 激发光电子从阴极后界面到出射面的运输过程

#### 3.1. 电子扩散长度对光电子运输性能的影响

当光电阴极发射层厚度为  $2 \mu\text{m}$  且 Be 原子的掺杂浓度分别为  $N_{\text{Be}1} = 0.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{\text{Be}2} = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  和  $N_{\text{Be}3} = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  时, 通过计算可以得到阴极出射面的弥散圆斑半径  $R_{\text{pc}}$  和  $n/n_1$  ( $n/n_1$  是到达阴极出射面光电子数  $n$  与激发光电子总数  $n_1$  之比) 与电子扩散长度  $L_d$  之间的关系, 所得结果如图 5 所示.

当阴极发射层厚度  $T_e$  取  $2 \mu\text{m}$  时, 由图 5(a) 可以看出, 随着电子扩散长度  $L_d$  的增加, 三种掺杂浓度的光电阴极的弥散圆斑都在变大, 当扩散长度增加到  $L_d > 3.6 \mu\text{m}$  时,  $N_{\text{Be}1}$  和  $N_{\text{Be}2}$  对应的弥散圆斑相对于  $N_{\text{Be}3}$  对应的弥散圆斑要小得多. 由图 5(b) 可以看出, 在电子扩散长度大于  $3.6 \mu\text{m}$  之后,  $N_{\text{Be}1}$  和  $N_{\text{Be}2}$  对应到达阴极面的光电子数与激发光电子总数之比接近不变, 且明显大于  $N_{\text{Be}3}$  的情况. 由此得出光电阴极的掺杂浓度应小于  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

当  $L_d < 3.6 \mu\text{m}$  时, 随着扩散长度的增加, 其弥散圆斑在变大, 同时到达阴极出射面光电子数与激发光电子总数之比也在急速上升, 原因在于光电子在阴极体内运输过程中受到一系列的碰撞, 不仅使得光电子的运动方向不断发生改变, 同时还会使得到达阴极出射面的路程将大于阴极厚度 ( $2 \mu\text{m}$ ). 电子扩散长度  $L_d$  较小时必将限制光电子输运到阴极出射面; 当电子扩散长度  $L_d$  增加到  $3.6 \mu\text{m}$  以上时,

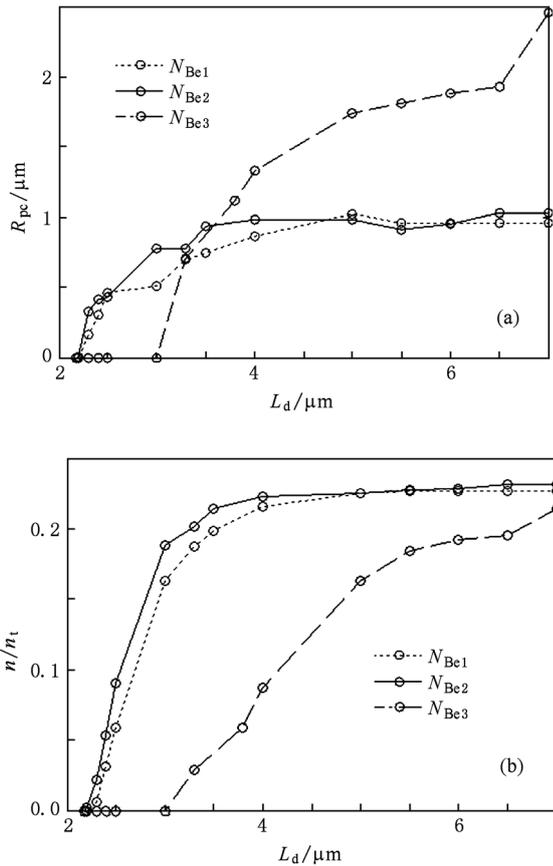


图5  $L_d$  对光电子输运性能的影响 (a)  $R_{pc}$  与  $L_d$  之间的关系, (b)  $n/n_t$  与  $L_d$  之间的关系

由于阴极后界面激发的光电子到达阴极出射面的路程几乎小于  $3.6 \mu\text{m}$ , 所以电子扩散程度对光电子在体内输运的限制作用很小, 因此图 5 中的曲线出现较为平坦的尾部.

在实际应用中, 若弥散圆斑越小, 则分辨率越大; 到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比  $n/n_t$  越大, 量子效率越高. 如图 5 所示, 由于分辨率和量子效率不能同时达到最佳值, 因此存在一个最佳扩散长度 ( $3.6 \mu\text{m}$ ). 当电子扩散长度  $L_d = 3.6 \mu\text{m}$  时, 到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比  $n/n_t$  为最大值, 此时的弥散圆斑相对较适中; 当电子扩散长度  $L_d < 3.6 \mu\text{m}$  时, 弥散圆斑半径将变小, 即分辨率变大, 但此时量子效率却迅速降低.

当最佳扩散长度为  $3.6 \mu\text{m}$  时, 针对阴极发射层厚度为  $2 \mu\text{m}$ , 掺杂浓度为  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  的光电阴极, 分别计算了光照射在光电阴极后界面不同位置所形成的弥散范围以及  $R_{pc}$ , 所得结果如表 1 所列.

表 1 不同位置激发的光电子到达阴极出射面的弥散范围及  $R_{pc}$

光电子激发的 初始位置/ $\mu\text{m}$	到达出射面的 弥散范围/ $\mu\text{m}$	$R_{pc}/\mu\text{m}$
(0, 0.00)	-0.50—0.60	0.55
(0, 0.20)	-0.32—0.80	0.56
(0, 0.80)	0.08—1.38	0.65
(0, 1.30)	0.75—2.17	0.71
(0, 1.50)	0.91—2.31	0.70

由表 1 可知, 相距  $1.30 \mu\text{m}$  的两个理想光点照射阴极后界面时, 所激发的光电子在阴极体内输运到阴极出射面的过程中将受到一系列的碰撞和散射, 分别在阴极出射面产生两个弥散圆斑, 除了很微小的重叠之外, 其他是完全分开的. 当两条线或者两个点的距离缩短到一定程度以后, 两者就不能独立分辨, 而表现为互相重叠, 这一可能分辨的最短距离的倒数称为“极限分辨率”. 因此, 当电子扩散长度为  $3.6 \mu\text{m}$  时, 掺杂浓度为  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  且阴极发射层厚度为  $2 \mu\text{m}$  的透射式均匀掺杂光电阴极的极限线分辨率为  $1/(1.3 \mu\text{m}) \approx 769 \text{mm}^{-1}$ .

### 3.2. 掺杂浓度对光电子输运性能的影响

设电子扩散长度  $L_d = 3.6 \mu\text{m}$ , 阴极发射层厚度分别为  $T_{e1} = 1.8 \mu\text{m}$ ,  $T_{e2} = 2 \mu\text{m}$  和  $T_{e3} = 2.2 \mu\text{m}$ , 通过计算可以得到  $R_{pc}$ ,  $n/n_t$  与阴极掺杂浓度  $N_{Be}$  之间的关系, 所得结果如图 6 所示.

电子扩散长度  $L_d$  取  $3.6 \mu\text{m}$ , 当掺杂浓度相同时, 随着发射层厚度的降低, 其弥散圆斑增大, 同时到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比  $n/n_t$  增大. 出现这一现象的原因在于发射层厚度决定着光电子在阴极体内的能量损失, 发射层越薄, 光电子的能量损失越少, 这样到达阴极出射面的光电子数与光电子总数之比  $n/n_t$  就越大, 且弥散圆斑也越大.

从图 6 (a) 可以看出, 随着光电阴极掺杂浓度  $N_{Be}$  的升高, 阴极出射面的弥散圆斑总体趋势是在变大, 曲线的前半部分变化较缓, 后半部分变化较快, 说明量子效率先提高后急速降低. 从图 6 还可以看出, 随着掺杂浓度升高到  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  之后, 到达阴极出射面的光电子数与光电子总数之比  $n/n_t$  急速减小后又缓慢增大, 而弥散圆斑一直有变大的趋势. 对于相同发射层厚度的光电阴极, 掺杂浓度增加到  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  左右时, 弥散圆斑不断变大, 其原因主要是电子受到的电离杂质散射的次数变多, 从

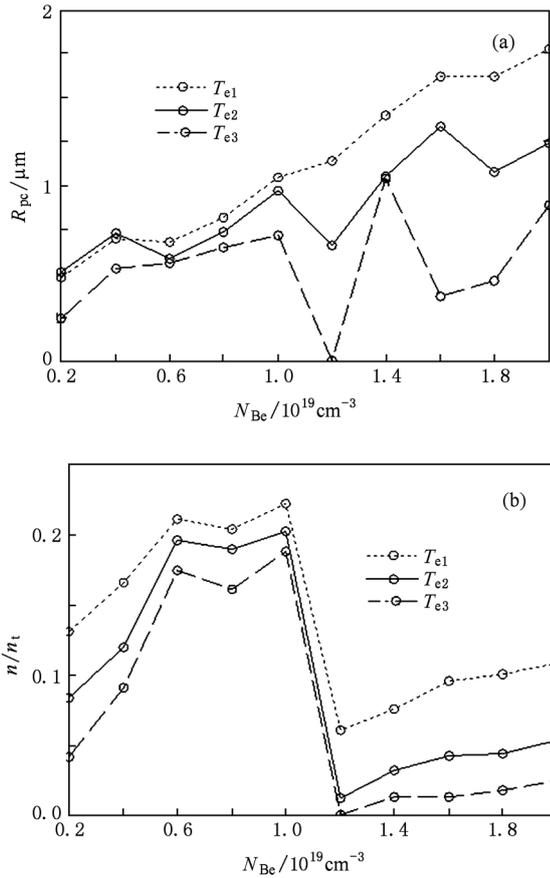


图6  $N_{Be}$ 对光电子输运性能的影响 (a)  $R_{pc}$ 与  $N_{Be}$ 之间的关系, (b)  $n/n_t$ 与  $N_{Be}$ 之间的关系

而电子的横向扩散长度变大. 当掺杂浓度增加到  $1 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$  以上时, 弥散圆斑出现变小的趋势, 原因在于光电子运动距离的增加导致能量损失的增加, 使得到达阴极面的光电子数变少, 加之横向扩散长度较大的电子在体内被复合, 因此出现图 6 (b) 中曲线急速下降的现象. 综合考虑分辨率和量子效率两方面因素, 对于电子扩散长度  $L_d = 3.6\ \mu\text{m}$  的光阴极, 存在一个最佳掺杂浓度, 当其为  $1 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$  时, 量子效率为最大值, 同时弥散圆斑相对较小.

### 3.3. 发射层厚度对光电子输运性能的影响

设电子扩散长度  $L_d = 3.6\ \mu\text{m}$ , 掺杂浓度分别为  $N_{Be1} = 0.8 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ ,  $N_{Be2} = 1 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$  和  $N_{Be3} = 1.2 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$  时, 通过计算可以得到  $R_{pc}$ ,  $n/n_t$  与发射层厚度  $T_e$  之间的关系, 所得结果如图 7 所示.

从图 7 可以看出, 当发射层厚度小于  $2.2\ \mu\text{m}$

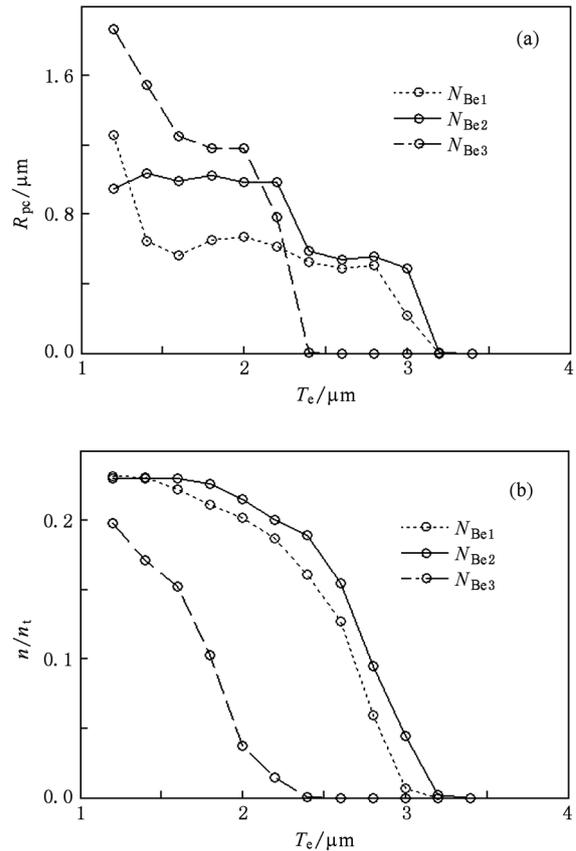


图7  $T_e$ 对光电子输运性能的影响 (a)  $R_{pc}$ 与  $T_e$ 之间的关系, (b)  $n/n_t$ 与  $T_e$ 之间的关系

时, 掺杂浓度越高, 阴极出射面处的弥散圆斑越大, 且  $N_{Be1}$  和  $N_{Be2}$  对应到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比  $n/n_t$  的值远高于  $N_{Be3}$  的情况. 上述结果说明, 掺杂浓度不应大于  $1 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ , 这与实验结果一致. 由图 7 还可以发现, 掺杂浓度为  $N_{Be3}$  的弥散圆斑和到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比  $n/n_t$  在发射层厚度为  $2.4\ \mu\text{m}$  时就减小到零, 而  $N_{Be1}$  和  $N_{Be2}$  在发射层厚度为  $3.3\ \mu\text{m}$  左右才出现这样的情况. 这说明掺杂浓度越高, 要求阴极发射层越薄, 否则仅有少量的光电子才能到达阴极出射面.

随着阴极发射层厚度的增加, 光电子在阴极体内输运过程中的能量损失随之增加, 到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比  $n/n_t$  值变小, 弥散圆斑也相对变小. 由于分辨率与量子效率不能同时达到最大值, 因此对于电子扩散长度  $L_d = 3.6\ \mu\text{m}$  的光阴极, 存在一个最佳发射层厚度 ( $2\ \mu\text{m}$ ). 当阴极发射层厚度为  $2\ \mu\text{m}$  左右时, 量子效率较高, 弥散圆斑也较小, 此时分辨率较大.

## 4. 结 论

本文提出了均匀掺杂 GaAs 光电阴极的原子结构与电离受主杂质散射公式,研究了光电子在光电阴极体内的输运情况,给出了二维光电子运动轨迹.在分别改变电子扩散长度、掺杂浓度和发射层厚度的情况下,分析了这些参量对光电阴极的弥散

圆斑和到达阴极出射面的光电子数与激发光电子总数之比的影响.研究表明:掺杂浓度应不高于  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,且随着掺杂浓度的提高,要求均匀掺杂的阴极发射层更薄.对于发射层厚度为  $2 \mu\text{m}$ 、扩散长度为  $3.6 \mu\text{m}$ 、均匀掺杂浓度为  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  的透射式均匀掺杂的 GaAs 光电阴极而言,其极限线分辨率为  $769 \text{ mm}^{-1}$ .本文建立的理论模型也同样适用于反射式光电阴极体内的光电子输运情况.

- [1] 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]
- [2] Zhang Y J, Chang B K, Yang Z, Niu J, Zou J J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4541
- [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、张智诠、Monastyrski M A, Schelev M Y 2005 物理学报 **54** 3591]
- [4] Liu Z, Machuca F, Pianetta P, Spicer W E, Pease R F W 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1541
- [5] Zou J J, Chang B K, Yang Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6109 (in Chinese) [邹继军、常本康、杨智 2007 物理学报 **56** 6109]
- [6] Ding H B, Pang W N, Liu Y B, Shang R C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4097 (in Chinese) [丁海兵、庞文宁、刘义保、尚仁成 2005 物理学报 **54** 4097]
- [7] Liu Y Z, Wang Z C, Dong Y Q 1995 *Electron Emission and Photocathode* (Beijing: Beijing Institute of Technology Press) p308 (in Chinese) [刘元震、王仲春、董亚强 1995 电子发射与光电阴极 (北京:北京理工大学出版社) 第 308 页]
- [8] Qian Y S, Zong Z Y, Chang B K 2001 *J. Vac. Sci. Technol.* **21** 445 (in Chinese) [钱芸生、宗志园、常本康 2001 真空科学与技术 **21** 445]
- [9] Chang B K, Du X Q, Liu L, Zong Z Y, Fu R G, Qian Y S 2003 *Proc. SPIE* **5209** 209
- [10] Guo L J, Wüstenberg J P, Andreyev O, Michael B, Martin A 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3200 (in Chinese) [郭立俊、Wüstenberg J P, Andreyev O, Michael B, Martin A 2005 物理学报 **54** 3200]
- [11] Niu J, Yang Z, Chang B K, Qiao J L, Zhang Y J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5002 (in Chinese) [牛军、杨智、常本康、乔建良、张益军 2009 物理学报 **58** 5002]
- [12] 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]
- [13] Zou J J, Chang B K, Yang Z, Zhang Y J, Qiao J L 2009 *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]
- [14] 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]
- [15] Xiang S M, Ni G Q 1999 *The Principle of Photoelectron Imaging Devices* (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]
- [16] Liu E K, Zhu B S, Luo J S 2009 *Physics of Semiconductors* (7th ed) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p110 (in Chinese) [刘恩科、朱秉升、罗晋生 2009 半导体物理学 (第 7 版) (北京:电子工业出版社) 第 110 页]
- [17] Zhu S L 1979 *Atomic Physics* (Beijing: Higher Education Press) p12 (in Chinese) [褚圣麟 1979 原子物理学 (北京:高等教育出版社) 第 12 页]

## Transport characteristic of photoelectrons in uniform-doping GaAs photocathode\*

Ren Ling Chang Ben-Kang<sup>†</sup> Hou Rui-Li Wang Yong

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

(Received 28 October 2010; revised manuscript received 15 December 2010)

### Abstract

The transport of photoelectrons in a uniform-doping transmission-mode GaAs photocathode is calculated by establishing the models of atomic configuration and ionized impurity scattering. And the influence of the doping concentration of photocathode, the photocathode thickness, the electron diffusion length on the diffused circle and the ratio of the number of photoelectrons reaching the emit-surface to the number of exited photoelectrons at the back-interface of GaAs photocathode are analyzed. The calculated results show that the limiting linear resolution is  $769 \text{ mm}^{-1}$  with the cathode thickness being  $2 \text{ }\mu\text{m}$ , the electron diffusion length  $3.6 \text{ }\mu\text{m}$  and the uniform-doping concentration  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . The research on the transport of photoelectrons is worthwhile for preparing the high-performance GaAs cathode and improving the resolution of intensifier image.

**Keywords:** GaAs photocathode, transport of photoelectrons, diffused circle, resolution

**PACS:** 72.10.-d, 79.60.-i, 73.61.-r, 72.20.-i

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60678043) and the Scientific Research and Innovation Program for the Graduate Students of Institution of Higher Education of Jiangsu Province, China (Grant No. CX09B-096Z).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: bkchang@mail.njust.edu.cn