

## 透射式GaAs光电阴极响应时间的理论分析\*

Theoretic Analysis of Temporal Response of Transmission Mode GaAs Photocathodes

郭里辉 侯 洵

(中国科学院西安光机所)\*\*

**【提要】** 本文以光生电子处于非稳态的观点, 分析了透射式GaAs光电阴极的响应时间, 从理论上解释了 C. Phillips等人的测量结果。指出透射式GaAs光电阴极是一种可用于时间响应为皮秒量级的良好光电阴极。

**Abstract:** The temporal response of transmission GaAs photocathodes has been analysed and calculated from the viewpoint of a photoelectron nonsteady state. And the measurement results taken by Phillips et al.(1982) have been interpreted theoretically. The computational results show that transmission GaAs photocathodes are good available for picosecond temporal response.

### 一、引 言

有关GaAs光电阴极的理论计算已经很多了, 但对透射式GaAs光电阴极时间响应的详细理论分析还未见有报道。为了把透射式GaAs光电阴极应用于快速光电过程, 对其响应时间作一理论上的分析是很有必要的。

透射式GaAs光电阴极的能带简图如图1所示, 各种频率的光子通过入射窗入射到 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 缓冲层上。只有当光子的能量大于GaAs的禁带宽度而小于 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 的禁带宽度时,  $E_{g2} \leq h\nu < E_{g1}$ , GaAs才吸收光子而产生光生电子。

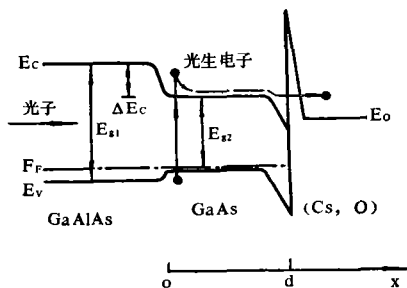


图1 透射式GaAs光电阴极能带简图

除非 $h\nu = E_{g2}$ , 一般情况下, 光生电子不会只从价带跃迁到导带底, 而是跃迁到比导带底高出 $\Delta E$ 的能级上, 但 $\Delta E < \Delta E_c$ 。所以电子从价带顶附近跃迁到导带后的一段时间内, 处于热电子状态。随后, 这些热电子将受到散射, 同时向 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ 界面和 $x=d$ 的表面作扩散运动。扩散到 $x=d$ 的电子, 将有可能发射到真空中去。

按 W. Z. Lin 等人的测量结果<sup>(1)</sup>, 散射可以分为两个过程, 第一个过程为电子与电子之间的散射; 第二个过程为电子与声子之间的散射。前一过程所占用的时间为 $10 \sim 35\text{fs}$ , 热电子失掉 $\Delta E$ 的80%左右。而后一过程所需的时间为 $1\text{ps}$ 左右, 使热电子降到导带底。

根据以上分析, 光生电子跃迁到导带后, 在作扩散运动的同时伴随着散射。但通过第一个散射过程后, 光生电子的能量基本上已降到了导带底附近。如果忽略电子与声子散射对光生电子能量的进一步影响, 我们可以认为, 第一个散射过程后, 电子的运动主要将受扩散运动所支配。又由于电子与电子散射过程所占时间仅为几十毫微微秒, 与电子扩散到 $x=d$ 所用的时间相比可以忽略。所以我们在以下的分析中假定, 光电阴极从受光照到电子出射的响应时间, 由光生电子作扩散运动的时间所决定。

\* 1988年元月收到, 同年6月修改定稿。

\*\* Guo Li-hui, Hou Xun (Xian Institute of Optics and Precision Mechanics, Academia Sinica).

C. C. Phillips等人用锁模氩离子激光器泵浦若丹明B作光源( $\lambda \sim 5770 \text{ \AA}$ ), 对  $0.05 \mu\text{m} \sim 0.5 \mu\text{m}$  厚的透射式 GaAs 光电阴极做了时间响应的测量工作<sup>[2]</sup>, 得出响应时间为几个至几十个 ps。并在文献[2]的结论中指出, 所测得的时间响应比用文献[3]中扩散理论计算出的结果快得多。

C. C. Phillips 等人的测量结果表明, 以往从理论上得出的 GaAs 阴极响应时间为毫微秒数量级的结论, 是值得重新考虑的。下面从光生电子在 GaAs 中的分布是时间的函数这一观点出发, 对透射式 GaAs 光电阴极的响应时间作出分析。

## 二、理论计算

为了消除光照时间对光电阴极响应时间的影响, 与 C. C. Phillips 等人的测量条件一致, 在计算中假设, 照射光电阴极的脉冲光源的脉冲宽度足够窄, 以致与阴极的响应时间相比完全可以忽略不计。这样我们可以认为, 阴极只在  $t=0^-$  到  $t=0^+$  时间内受光源的照射, 在体中产生一个光生电子的分布  $\Delta n(x, 0)$ :

$$\Delta n(x, 0) = \eta(1-R) \cdot \frac{N}{A} \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha x} \Delta t = F e^{-\alpha x}$$

$$F = \eta \cdot (1-R) \cdot \frac{N}{A} \cdot \alpha \cdot \Delta t$$

其中,  $R$  为阴极光照面的反射率;  $\eta$  为光生载流子的产生率;  $N$  为入射的光子数;  $A$  为阴极面积;  $\alpha$  为 GaAs 的吸收系数;  $\Delta t = t^+ - t^-$  为光源的脉冲宽度。

当  $t > 0$  时, 无光源照射, 产生的光生电子向  $x = d$  表面作扩散运动。这时光生电子在 GaAs 中的分布必然是时间的函数。根据半导体中载流子的连续性方程,  $t > 0$  时阴极中光生电子的分布  $\Delta n(x, t)$ , 应满足如下边值问题:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (1)$$

$$\left[ D_n \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - s \Delta n \right] \Big|_{x=0} = 0 \quad (2)$$

$$\Delta n(d, t) = 0 \quad (3)$$

$$\Delta n(x, 0) = F \cdot e^{-\alpha x} \quad (4)$$

其中,  $s$  为  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  界面的复合速率;  $D_n$  为光电子在 GaAs 中的扩散系数;  $\tau_n$  为光电子在 GaAs 中的寿命。边界条件(2)式的意义为, 扩散到  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$  界面的光生电子, 通过界面态被复合掉。边界条件(3)式的意义为<sup>[4]</sup>, 扩散到  $x = d$  的光生电子, 一部分发射到真空中去, 另一部分通过表面态被复合, 而在该处没有光生电子的积累。

GaAs 光电阴极出射光电子的粒子流密度为:

$$j(t) = -D_n \cdot \frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=d} \quad (5)$$

解式(1)~(4)边值问题, 得  $\Delta n(x, t)$ 。把  $\Delta n(x, t)$  代入式(5)就可得到出射光电子的粒子流密度随时间的变化。

对式(1)进行分离变量处理, 可得:

$$\Delta n(x, t) = f(x \cdot t) e^{-t/\tau_n}$$

把上式代入式(1)~(4), 得:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \quad (6)$$

$$\left[ D_n \frac{\partial f}{\partial x} - s f \right] \Big|_{x=0} = 0 \quad (7)$$

$$f|_{x=d} = 0 \quad (8)$$

$$f|_{t=0} = F \cdot e^{-\alpha x} \quad (9)$$

这样, 把问题转化成求解  $f(x, t)$ 。从式(6)~(9)很难解出  $f$  的解析表达式。用六点对称差分格式把式(6)~(9)离散化, 得:

$$\begin{cases} -\frac{r}{2} f_i^j + (1+r) f_{i+1}^j - \frac{r}{2} f_{i+2}^j \\ = \frac{r}{2} f_{i-1}^j + (1-r) f_{i+1}^j + \frac{r}{2} f_{i+2}^j \end{cases} \quad (10)$$

$$\frac{D_n}{h} f_{i+2}^j - \left( \frac{D_n}{h} + s \right) f_i^j = 0 \quad (11)$$

$$f_m^j = 0 \quad (12)$$

$$f_{i'}^j = F \cdot e^{-\alpha h(i'-1)} \quad (13)$$

( $i = 1, 2, \dots, m-2$ ), ( $j = 2, 3, \dots, n$ ), ( $i' = 1, 2, \dots, m$ )

其中  $r = \frac{D_n \tau}{h^2}$ ;  $\tau$  为时间区间的剖分长度,  $n$  为剖分区间的个数;  $h$  为坐标区间的剖分长度,  $m$  为剖分区间的个数。该格式的截断误差为  $O(\tau^2 + h^2)$ , 并且是无条件稳定的。

$$\text{令: } a_1 = \frac{D_n}{h} + s$$

$$a_2 = -\frac{D_n}{h}$$

$$\begin{aligned} b_{i+1}^j &= \frac{r}{2} f_{i-1}^j + (1-r) f_{i+1}^j \\ &+ \frac{r}{2} f_{i+2}^j \end{aligned} \quad (14)$$

可将式(10)~(12)写为式(15)见下页。

从式(13), (14)可得  $b_1^j, b_2^j, \dots, b_{m-1}^j$ , 代入(15)式中, 用追赶法求出  $f_1^j, f_2^j, \dots, f_m^j$ 。再把求出的  $f_i^j$  代入

$$\begin{pmatrix} a_1 & a_2 & 0 \\ -\frac{r}{2} & (1+r) & -\frac{r}{2} & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & -\frac{r}{2} & (1+r) & -\frac{r}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1' \\ f_2' \\ \vdots \\ f_{m-1}' \\ f_m' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ b_2' \\ \vdots \\ b_{m-1}' \\ 0 \end{pmatrix} \quad (15)$$

式(14)可得 $b_2^3, b_3^3 \dots b_{m-1}^3, \dots$ , 如此逐次用追赶法求解下去, 就可求出 $f(n, t)$ 。

在计算中取 $D_n = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$ ;  $s = 10^8 \text{ cm/s}$ ; 入射波长取 $5770 \text{ \AA}$ , 相应的吸收系数取自文献[5], GaAs的扩散长度取为 $2 \mu\text{m}$ 。图2示出了不同厚度的GaAs阴极的响应时间。图中阴极的出射光电子粒子流密度作了归一化处理, 取为 $I(t)$ 。 $T_m$ 为响应峰值延迟;  $\Delta T$ 为响应脉冲半宽度;  $d$ 为GaAs的厚度。

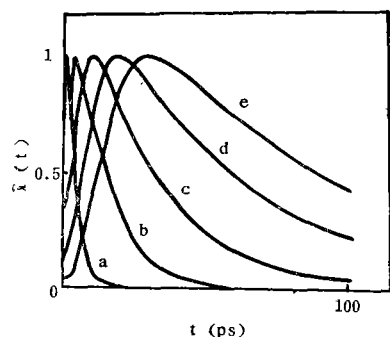


图2 GaAs光电阴极响应时间的计算曲线

(曲线a:  $d = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $T_m = 0.8 \text{ ps}$ ,  $\Delta T = 3.6 \text{ ps}$ ;  
曲线b:  $d = 0.4 \mu\text{m}$ ,  $T_m = 3.7 \text{ ps}$ ,  $\Delta T = 14.1 \text{ ps}$ ;  
曲线c:  $d = 0.6 \mu\text{m}$ ,  $T_m = 9.5 \text{ ps}$ ,  $\Delta T = 30 \text{ ps}$ ;  
曲线d:  $d = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $T_m = 18.4 \text{ ps}$ ,  $\Delta T = 52 \text{ ps}$ ;  
曲线e:  $d = 1.0 \mu\text{m}$ ,  $T_m = 29.6 \text{ ps}$ ,  $\Delta T = 78.8 \text{ ps}$ );

### 三、对计算结果的讨论

以往对GaAs光电阴极的理论计算都是用稳态少子扩散方程进行处理的。这种方法要基于这样一个前提, 即光照时间要足够长, 以致光生电子在阴极中的分布能达到稳态。从稳态方程出发, 我们可以得到光生电子的逸出时间, 其数量级为毫微秒级。这种处理方法是适用于阴极对超短脉冲响应的理论计算。因为后者是一种非稳定过程。这就是C.C. Phillips等人的测量结果与文献[3]计算结果相差较大的原因。这里我们用非稳态连续性方程处理光电阴极的时间响应是完全合理的。但这种方法也有其局限性, 它不适用于亚皮秒过程。因为在亚皮秒过

程中, 电子的散射驰豫时间就不能被忽略, 电子的运动也不能看作仅是扩散运动。要解决阴极的亚皮秒过程, 必须对光生电子的散射运动作仔细地分析。

从图2可见, 随着GaAs厚度的减小, 阴极响应峰值延迟逐渐减小。这一延迟是光电子扩散效应的结果。并且响应脉冲半宽度也很快减小。半宽度都为微微秒数量级, 与C.C. Phillips等人的测量结果很吻合, 这说明计算所采用的物理模型是可靠的。

如果说提高GaAs光电阴极的响应是以损失量子效率为代价的, 这就有些一概而论了。就某一波长的入射光来说, 随着阴极厚度的减小, 即阴极响应时间的缩短, 量子效率不一定单调地下降。图3示出的是计算得到的不同厚度阴极对 $\lambda = 5770 \text{ \AA}$ 入射光的量子效率。在阴极厚度为 $0.5 \sim 0.6 \mu\text{m}$ 时, 量子效率达到最大值。当阴极厚度为 $0.2 \mu\text{m}$ 时, 响应脉宽为 $3.6 \text{ ps}$ 时, 量子效率为 $0.31$ , 这一量子效率对比其他种类的光电阴极来说, 还是较高的。

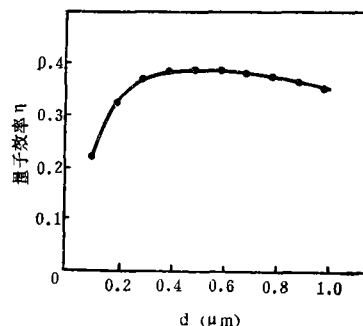


图3 量子效率与阴极厚度的关系  
( $\lambda = 5770 \text{ \AA}$ ; 逃逸几率为 $0.5$ ;  
光照面反射率为 $0.2$ )

通过以上计算、分析, 我们可以得出这样一个结论, 对确定波长的入射脉冲光, 在微微秒数量级的高速光电过程中, 透射式GaAs光电阴极是一种良好的光电阴极。

### 参 考 文 献

- [1] W. Z. Lin et al.: Appl. Phys. Lett., Vol. 50, No.3, pp.124—126, 1987.
- [2] C. C. Phillips et al.: J. Phys., Vol. 17, pp. 1713—1725, 1984.
- [3] Bell R L: Negative Electron Affinity Devices (Oxford: Clarendon), 1973, Ch.3 and Ch.7.2.
- [4] H. Rougeot and C. Baud: Negative electron affinity photoemitters. A. E. E. P., Vol. 48, pp.1—36, 1979.
- [5] 日本产业技术振兴协会新材料技术委员会编; 化合物半导体デバイス, 株式会社东京印刷ヤニター, 日本产业技术振兴协会, 1973, pp.365—367