

文章编号:1002-2082(2006)06-0535-04

微通道板电子传输时间特性的理论分析

杨 青^{1,2}, 陈 烽³, 侯 洵^{1,3}

(1. 中国科学院西安光学精密机械研究所 瞬态光学国家重点实验室, 西安 710068;

2. 西安交通大学 机械学院激光与红外研究所, 西安 710049;

3. 西安交通大学 电信学院光子信息重点实验室, 西安 710049)

摘 要: 电子在微通道内传输过程可以采用解析法和蒙特卡罗模拟进行研究,解析法的优点是物理图像更清晰,但对电子渡越时间的弥散特性不能给出满意的解释。采用统计学的方法对电子在微通道内传输过程的时间分布特性进行了讨论,得到了电子渡越时间的分布函数表达式,并据此可以得到时间弥散度与二次倍增次数的关系,即整个二次电子的渡越时间呈指数分布,且在最可机时间内集中了大量的二次电子。此外,由于碰撞次数对电子渡越时间弥散度的影响,因此在作为高时间分辨元件时应该考虑适当增加通道板两端的电压,以减少碰撞次数,从而降低渡越时间的弥散度和提高整个器件的时间分辨率。

关键词: 微通道板;电子渡越时间;弥散度

中图分类号:TN223

文献标志码:A

Theoretic analysis of channel electron time character

YANG Qing^{1,2}, CHEN Feng³, HOU Xun^{1,3}

(1. State Key Laboratory of Transient Optics and Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068, China; 2. Institute of Laser and Infrared, Department of Mechanics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China; 3. Department of Electronic Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: As a compact electron multiplier of high gain, microchannel plate (MCP) is widely used in particle and photon detection systems. MCP is intrinsically very fast detector. The pulse transmission time through the intense electric field is of order 10^{-10} second. The transmission process of the channel electron can be investigated by analytical method and Monte Carlo simulation respectively, but the dispersion of transmission time can not be explained with both methods. A statistical method is introduced to investigate the distribution characteristic of the crossing time during the transmission. The distribution function of the crossing time dispersion degree is obtained, i. e. the relationship between dispersion time and second multiplication times. The dispersion degree is dependent on the collision times.

Key words: microchannel plate; electron crossing time; dispersion degree

收稿日期:2006-05-13; 修回日期:2006-06-14

基金项目:国家自然科学基金资助项目(10376041)

作者简介:杨青(1968—),女,四川内江人,西安交通大学讲师,博士研究生,主要从事光电子学与超快光的研究。E-mail: yangqing@mail.xjtu.edu.cn

引言

微通道板(microchannel plate, MCP)是作为图像增强器的放大元件于1958年由G. W. Goodrich和W. C. Wiley首先研制成功并发展起来的^[1]。由于MCP对电荷粒子、能量光子具有直接的敏感性,因而在X射线(X-ray)、超短紫外(E. U. V)、宇宙射线、电子束聚焦探测等研究领域得到了广泛的应用^[2-3],并且近年来作为快门元件在皮秒分幅摄影中受到高度重视^[4-5]。在核科学研究方面主要是利用MCP的优越的时间分辨特性^[6]。因此,有必要研究清楚电子在通道内的渡越时间特性。这对进一步提高MCP分幅相机的时间分辨率以及系统参数设计具有重要的指导意义。对于电子在微通道内的传输过程人们先后采用了解析法^[4-5]和蒙特卡罗模拟^[6-7],前者的优点是物理图像更清晰,但对电子的渡越时间弥散未作详细的讨论。本文采用统计学的方法对电子的渡越时间特性作了较详细的讨论,得到了电子渡越时间的分布函数表达式,并由此得出电子在通道内的碰撞次数越多渡越时间的弥散程度就越大的结论。

1 电子在微通道内传输过程的物理模型

图1为电子在微通道内的传输过程示意图。微通道板是由大量的相互平行的空心玻璃丝按照规律排列堆积而成的。其中每一根空心玻璃丝的内壁都涂有高阻(约 $10^9\Omega$)二次发射材料,在通道两端施加直流电压时,从通道负电压端入射的电子轰击通道内壁产生二次电子。这些二次电子在通道内电场的加速作用下沿着通道向前传输并再次与通道内壁发生碰撞,产生新的二次电子发射,并重复这一过程直至从通道出口端射出。

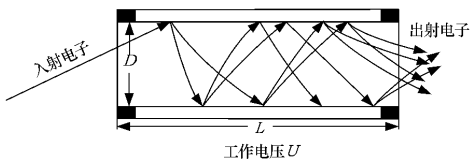


图1 微通道中电子倍增的示意图

Fig. 1 Schematic diagram for multiplication of electronics in MCP

二次电子的发射过程与光电发射相似,分为如下3个过程:

- 1) 一次电子入射材料后,激发体内电子到高能态,这些被激发的电子称为内二次电子;
- 2) 二次电子中初速度指向表面运动,在运动

的过程中因散射要损失部分能量;

3) 到达表面的二次电子如果仍具有足以克服表面位垒的能量,即成为发射出去的二次电子。

对于微通道板来说,次级发射材料为高铅硅酸盐玻璃,次级电子的平均逸出深度为 3.3 nm ^[7],且次级电子产额 δ 最大不超过5,因此MCP的次级电子发射过程基本上发生在富 SiO_2 层中。一次电子在材料体内激发电子的同时,本身也消耗能量,一次电子在体内消耗掉全部能量所走的路程称为一次电子的穿透深度。通过实验确定,一次电子的穿透深度与其本身能量 E_p 的1.35次方成正比。另外,由于二次电子在向表面运动的过程中要损失部分能量,所以它的逸出几率将随激发深度的加大而衰减,呈指数分布。真正的二次电子其能量分布近似于麦-玻分布^[8],其峰值一般在0附近或 $1\sim 2\text{ eV}$,半宽度也只有 $1.5\sim 2\text{ eV}$ ^[9]。根据Jenker等人的测量^[10],二次电子的角度分布近于余弦分布,即在忽略反射的一次电子的贡献后,单位立体角内发射的二次电子数以垂直于表面发射的为最多;随着发射方向与表面法向之间的夹角 φ 增加,二次电子按 $\cos\varphi$ 的规律减少,并且这个规律与一次电子的入射方向无关。

因此,在通道内由同一入射电子所激发的多个电子在下次与通道壁发生碰撞的时刻也不相同,从而使得由同一个入射电子所产生的大量二次电子在出射端射出的时刻也具有随机性,并应满足一定的分布规律。

2 电子在微通道内传输过程的时间特性分析与讨论

根据MCP的实验数据,可以认为二次电子的初能量(eV)近似为瑞利分布,分布几率函数 $P(eV)$ 如图2所示^[11]。

$$P(eV) = \begin{cases} \frac{V}{e\mu^2} \exp(-\frac{V^2}{2\mu^2}), & V \in (0, V_p) \\ 0, & V \leq 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中, $e\mu$ 为最可机能量,与材料的特性有关,一般仅为几个电子伏特^[12]。

因为初能量与初速度的大小具有 $eV = \frac{1}{2}mv^2$ 的关系,其中 m 为电子的质量, v 为电子的初速度。由此可得出射的二次电子的初速度应满足如下分布规律:

$$P(v) = \begin{cases} \frac{m^2v^3}{2e^2\mu^2} \exp(-\frac{m^2v^4}{8e^2\mu^2}) & v \in (0, \sqrt{2eV_p/m}) \\ 0 & \end{cases} \quad (2)$$

若以碰撞点为坐标原点 o ,以过该点的直径方

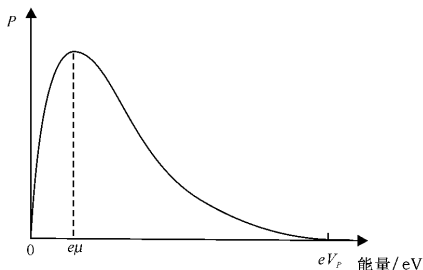


图2 二次电子的能量分布

Fig. 2 The energy distribution of the secondary electrons 向(即过该点的切平面的法线方向)为y轴,以轴方向为z轴,建立坐标系。设出射电子的初速度方向与y轴的夹角为θ,则θ应满足如下分布规律:

$$P(\theta) = \frac{1}{2} \cos \theta \quad \theta \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right] \quad (3)$$

则相邻两次碰撞的时间间隔可由

$$t = \frac{D}{v_y} = \frac{D}{v \cos \theta} \quad (4)$$

得出,其中D是微通道的直径, \$v_y\$ 是初速度沿y轴方向的分量。

通过计算可以得出相邻两次碰撞的时间间隔大小满足如下指数分布:

$$P(t) = \frac{m^4 D^8}{k_1 e^4 \mu^4 t^9} \exp(-m^2 D^4 / 2k_2^2 e^2 \mu^2 t^4) \quad (5)$$

其中 \$k_1\$ 和 \$k_2\$ 为待定系数。且当 \$P'(t) = 0\$, 即

$$t^4 = 2m^2 D^4 / 9k_2^2 e^2 \mu^2 \quad (6)$$

时, \$P(t)\$ 取得最大值,也就是说,相邻两次碰撞的时间间隔的最可机值为

$$t = D \sqrt{\frac{\sqrt{2}}{3} m / k_2 e \mu} \quad (7)$$

取 \$k_2 = 2 \sqrt{2} / 3\$ 时,有

$$t = D / \sqrt{2e\mu/m} \quad (8)$$

这正是二次电子的初能量和出射角分别均为最可机值,即能量为 \$e\mu\$, 方向为切面法线方向时二次电子到达下次碰撞时的时间间隔。

对于 \$D = 12 \mu\text{m}\$, \$e\mu = 3 \text{ eV}\$ 的通道,其相邻两次碰撞间隔的最可机值为 12 ps。

将 \$k_2 = 2 \sqrt{2} / 3\$ 代入(5)式,得

$$P(t) = \frac{m^4 D^8}{k_1 e^4 \mu^4 t^9} \exp(-9m^2 D^4 / 16e^2 \mu^2 t^4) \quad (9)$$

图3为 \$D = 12 \mu\text{m}\$, \$e\mu = 3 \text{ eV}\$ 时相邻两次碰撞间隔时间的概率分布。设两次相邻碰撞时间间隔内二次电子沿轴向方向的横向位移为 \$S\$, 则有:

$$S = v_z t + \frac{1}{2} a t^2 \quad (10)$$

式中: \$v_z\$ 为二次电子初速度沿z轴方向的分量; \$a\$ 是由通道两端所加电压产生的电场对电子产生的

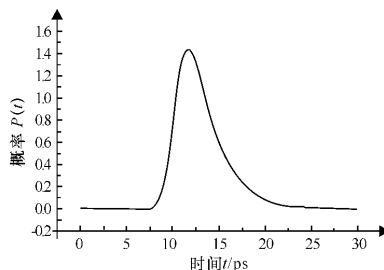


图3 \$D = 12 \mu\text{m}\$, \$e\mu = 3 \text{ eV}\$ 时相邻两次电子碰撞时间间隔的分布图

Fig. 3 The time-interval distribution of collision of two adjacent electrons as \$D = 12 \mu\text{m}\$ and \$e\mu = 3 \text{ eV}\$

加速度, \$a = eE/m = \eta U/L\$, 其中 \$E\$ 为通道内轴向电场, \$U\$ 为通道两端所加电压, \$L\$ 为通道的长度, \$\eta\$ 为电子的电荷与质量比。由于上式中第一项与第二项相比是一个小量,故在计算时可以忽略该项^[6], 则:

$$S = \frac{1}{2} a t^2 = \frac{1}{2} \eta E t^2 = \frac{1}{2} \eta U t^2 / L \quad (11)$$

可得二次电子的横向位移满足如下分布规律:

$$P(s) = \frac{E^4 D^8}{2^5 k_1 s^5 \mu^4} \exp\left(-\frac{E^2 D^4}{8k_2^2 \mu^2 s^2}\right) = \frac{U^4 D^8}{2^5 k_1 s^5 \mu^4 L^4} \exp\left(-\frac{U^2 D^4}{8k_2^2 \mu^2 s^2 L^4}\right) \quad (12)$$

由此可得横向位移的最可机值为

$$S^2 = \frac{E^2 D^4}{20k_2^2 \mu} = \frac{U^2 D^4}{20k_2^2 \mu^2 L^2} \quad (13)$$

当 \$k_2^2 = 1/\sqrt{5}\$ 时,

$$S = \frac{UD^2}{4\mu L} \quad (14)$$

这正是二次电子以 \$e\mu\$ 的初能量沿切面法线方向出射时相邻两次碰撞间的横向位移。因此,横向位移也是一个随机分布,故所有二次电子的碰撞次数也应是一种随机分布,但 \$S = \frac{UD^2}{4\mu L}\$ 处集中了大量的二次电子,并且二次电子轴向位移的扩散在后来的碰撞过程中都得到相应的补偿,故可认为所有电子在通道内的总碰撞次数均为 \$n = L/S\$, 即^[6]

$$n = L/S = 4\mu L^2 / UD^2 = 4\mu \alpha^2 / U \quad (15)$$

式中: \$\alpha = L/D\$, 是通道的长径比,即最可机碰撞次数与微通道的长径比的平方成正比,与通道两端所加的电压成反比。

假设电子在通道内经过 \$n\$ 次与通道壁的碰撞后才从通道的出射端射出,那么,电子在通道内的总渡越时间为

$$T = \sum_{i=1}^n t_i \quad (16)$$

式中 t_i 为第 i 次和通道壁相碰撞与第 $i+1$ 次和通道壁相碰撞之间的时间间隔。因为每一次电子与通道壁发生碰撞所产生的新的二次电子的初能量与出射角均满足同一种分布规律,因此我们可以将这 n 个 t_i 视为 n 个独立同分布事件,故有 $T=nt$ 成立。则:

$$P(T) = \frac{n^8 m^4 D^8}{k_1 e^4 \mu^4 T^9} \exp\left(-\frac{n^4 m^2 D^4}{2 k_2^2 e^2 \mu^2 T^4}\right) \quad (17)$$

当 $k_2 = 2\sqrt{2}/3$ 时,有 T 的最可机值为 $T=nD \cdot \sqrt{m/2e\mu}$,将 $n=4\mu\alpha^2/U$ 代入可得电子通过微通道的总渡越时间的分布规律:

$$P(T) = \frac{4^8 \mu^4 D^8 \alpha^{16}}{k_1 \eta^4 U^8 T^9} \exp\left(-\frac{2^7 D^4 \mu^4 \alpha^8}{k_2^2 \eta^2 U^4 T^4}\right) \quad (18)$$

并将 $k_2 = 2\sqrt{2}/3$ 代入,可得

$$P(T) = \frac{4^8 \mu^4 D^8 \alpha^{16}}{k_1 \eta^4 U^8 T^9} \exp\left(-\frac{144 D^4 \mu^4 \alpha^8}{\eta^2 U^4 T^4}\right) \quad (19)$$

对于 $D=12\mu\text{m}$, $e\mu=3\text{eV}$, $\alpha=40$, $U=800\text{V}$, 渡越时间的最可机值为 300ps 。也就是说,时间为 300ps 时,大部分二次电子已从通道板的另一端输出,故工作脉冲的宽度可设计为 300ps 左右。

图4为不同碰撞次数下电子总渡越时间的分布。可以看出,随着碰撞次数的增加,电子渡越时间的弥散度也随之增大。

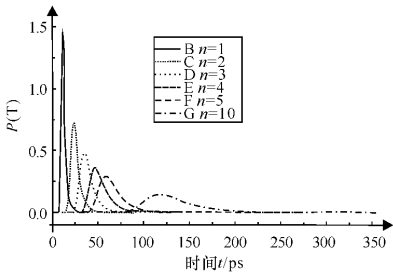


图4 不同碰撞次数下总渡越时间分布

Fig. 4 The distribution of total crossing time with different collision times

3 结论

由以上分析可以看出,整个二次电子的渡越时间呈指数分布,且在最可机时间内集中了大量的二次电子。因此,可以据此来设计通道板两端所加的电脉冲的宽度。此外,由于碰撞次数对电子渡越时间弥散度的影响,因此在作为高时间分辨元件时应

该考虑适当增加通道板两端的电压,以减少碰撞次数,从而降低渡越时间的弥散度,以提高整个器件的时间分辨率。

参考文献:

[1] GOODRICH G W, WILEY W C. Continuous channel electron multiplier[J]. Rev Sci Instrum, 1962, 33(2):762-765.

[2] JOSEPH L W. Microchannel plate detectors [J]. Nuclear Instruments and Methods, 1979, 162(11): 587-601.

[3] 潘京生. 三代像增强器用微通道板的改进与发展[J]. 应用光学, 2006, 27(3): 211-215. PAN Jing-sheng. Development of microchannel plate used for 3rd generation image intensifier[J]. Journal of Applied Optics, 2006, 27(3): 211-215. (in Chinese)

[4] ESCHARD G, MANLEY B W. Principle and characteristics of channel electron multipliers[J]. Acta Electron, 1971, 14(1): 19-39.

[5] EDWARD H E. Gain model for microchannel plates [J]. Applied Optics, 1979, 18(9): 1418-1423.

[6] GUEST A J. Advances in image pick-up and display [J]. Acta Electron, 1971, 14(1): 79-97.

[7] ITO M, KUME H, OBA K. Computer analysis of the timing properties in microchannel plate photomultiplier tubes[J]. IEEE, 1984, 31(1): 408-412.

[8] 韦亚一. MCP 中单通道电子倍增参数的 Monte Carlo 模拟计算[J]. 电子学报, 1992, 14(1): 28-33. WEI Ya-yi. Monte Carlo simulation and computation of single channel multiplying parameters in MCP[J]. Journal of Electronics, 1992, 14(1): 28-33. (in Chinese)

[9] 杨宾. 第三代像增强器的理论和实验研究[D]. 西安: 中国科学院西安光机所, 1991. YANG Bin. Theoretical and experimental study of the third generation intensifier [D]. Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 1991. (in Chinese)

[10] JONKER J L H. The angular distribution of secondary electrons of nickel [J]. Phillips Res Rept, 1951, 27(6): 372-375.

[11] 周异松. 电真空成像器件及理论分析[M]. 北京: 国防工业出版社, 1989. 80-85. ZHOU Yi-song. Theoretical Analysis of Electro-Vacuum Imaging Device [M]. Beijing: Defence Industry Press, 1989. 80-85. (in Chinese)