

无窗口电荷耦合器件数字摄象管分辨率的计算机模拟

贾欣志

(中国科学院长春光机所)

爱德华·毕沃

里查德·海尔

(美国加利福尼亚大学天体物理和空间科学中心)

摘要: 为了将来在宇宙空间对真空紫外波段辐射进行观测, 现正在发展一种新的增强型的电荷耦合器件系统。该系统是专门为美国空间望远镜设计的数字摄象管, 其中包括网支撑的CsI光电阴极和减薄的、反面照射的CCD。在这篇文章中, 我们报告网支撑光电阴极近旁非均匀静电场对探测器系统成象特点(特别是扩散函数和调制传递函数)影响的计算机模拟结果。这些结果对管子前端结构及管子最佳工作条件的选择是有意义的。计算了管子的总分辨率特性, 包括支撑网、管子电子光学以及CCD本身结构的影响。

一、前 言

在天文学中, 真空紫外波段电磁辐射的考查是很重要的。近年来, 随着先进的空间飞行技术的发展, 科学家们有了完善的空间观测平台。因此, 目前高级的真空紫外传感器的发展迫在眉睫^{[1],[2],[3]}。

传统的光电成象器件由于面板材料的限制, 不能用于波长短于105nm的波段。迄今为止, 已经发展了各种类型的无窗口探测器来满足这种特殊需要。无窗口斜磁聚焦ICCD系统^[4]及Carruther的史密特摄象管^[5]就是其中的两个例子。这里, 我们打算应用另一种办法, 即具有网支撑CsI光电阴极的无窗口CCD数字摄象管。网支撑光电阴极最初是针对一种近贴聚焦的开关管提出的^[6]。Carruther^[7]测量了网支撑光电阴极的效率并对不透明网光电阴极在天文应用中的优点作了评论。他发现不透明网光电阴极灵敏度在面板透过截止前至少与同种类型半透明光电阴极灵敏度相比拟; 而在截止波长以下, 具有高的灵敏度。此外, 包括面板窗口闪烁(由高能粒子引起的)现象的象管噪声被消除了。

在新的无窗口CCD数字摄象管中, 涂在网的前表面的CsI光电发射材料用作为真空紫外光电阴极。当照明时, 该表面放出的光电子被拉过网孔, 并在主电磁聚焦空间以与入射光相同的方向运动。为了得到较好的光电子收集效率及保持高的管子成象分辨率, 需要有一个注入电极。网支撑光电阴极的一个重要的操作优点是, 在CCD靶读出期间, 可在注入电极上加电脉冲使管子截止。本文给出了系统电子光学分辨率的计算机模拟结果。

二、理想平面系统的分析

在讨论实际的网光电阴极系统之前，从一种假想的平面系统出发是有帮助的。在该系统中，假设注入场区和主聚焦区的电磁场都是理想的均匀，光电阴极为无结构的连续平面。如图1a所示，这里 L_1 、 L_2 分别为注入场区和主聚焦区的长度， E_1 、 E_2 和 B 为这些区域的轴向电场和磁场强度。事实上，可以认为这种理想系统是网光电阴极系统当网孔趋于无限小时的极限。在这种情况下，光电阴极平面上一点发出的所有电子，由于轴向初速度分量的作用，最初向注入电极运动，然后返回，穿过光电阴极平面并加速运动到CCD靶。

电子运动方程的一般形式如下：

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= -eE_x - e(\dot{y}B_z - \dot{z}B_y) \\ m\ddot{y} &= -eE_y - e(\dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \\ m\ddot{z} &= -eE_z - e(\dot{x}B_y - \dot{y}B_x) \end{aligned} \quad (1)$$

在上面所说的特殊情况下，在两个区域中， $E_x = 0, E_y = 0, B_x = 0, B_y = 0$ ；因此，对一定的初始条件，电子运动方程可以分析求解。这里的情况与传统的磁聚焦系统（这里，电子的轴向速度总是指向阳极）稍有不同；此处，电子的运动强烈地依赖于注入场的强度。对不同注入场强度计算的电子轨迹示于图1b和1c。从图中可以看到，注入场越小，电子的焦点越接近光电阴极面。原因是，电子在恒定磁场中的螺旋运动的周期为常数；因此，电子在注入场区消耗的时间越长，则留下的使电子完成整个循环的剩余部分的时间越少。后面，在线扩散函数的计算中发现，网光电阴极系统的行为与理想平面系统相同。相应地，注入场越低，为了在CCD靶处达到最佳聚焦所需的阳极电压越高（本文，所有电位均相对于光电阴极）。

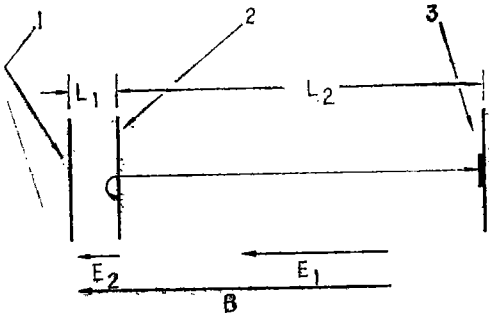


图 1a 理想平面系统

- 1 注入电极
- 2 光电阴极
- 3 阳极

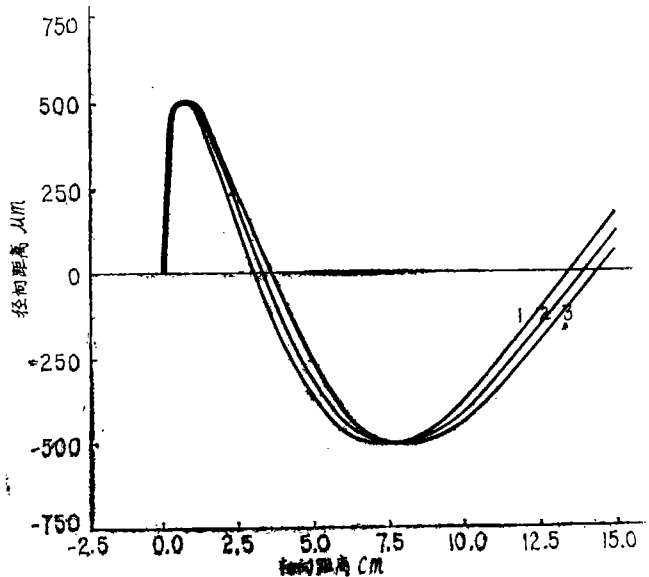


图 1b yz 平面中的电子轨迹

电子初速度 $V_x = -0.94 \times 10^{-8} \text{cm/s}$ $V_y = -0.94 \times 10^{-8} \text{cm/s}$
 注入场 1—500V/cm 2—750V/cm 3—1000V/cm
 阳极电压22000V 加速区长度15cm

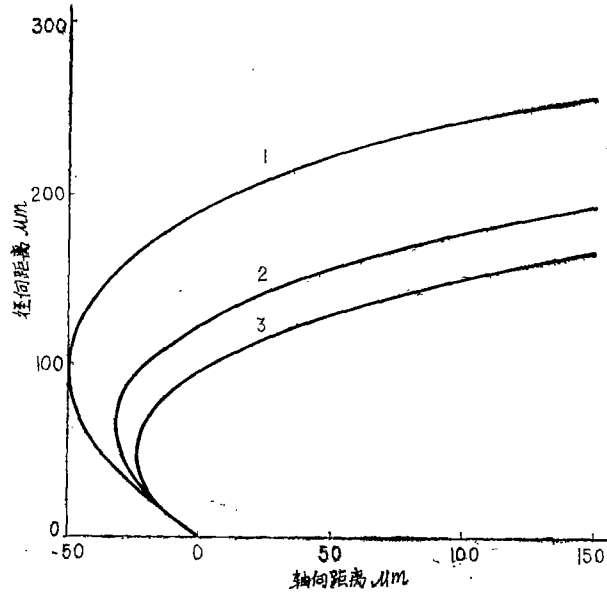


图 1c 图1b中的初始部份

$$V_x = -0.94 \times 10^8 \text{ cm/s} \quad V_y = 0.94 \times 10^8 \text{ cm/s}$$

注入场 1—500V/cm 2—750V/cm 3—1000V/cm

对轴向初速度 z_0 电子的最佳聚焦条件，导出了注入场与加速场之间关系的表达式：

$$V_2 = \frac{e}{m} L_2 \frac{2L_2 + 2z_0 \left(\frac{20\pi m}{eB} + \frac{2mz_0 L_1}{eV_1} \right)}{\left(\frac{20\pi}{B} + \frac{2z_0 L_1}{V_1} \right)^2} \quad (2)$$

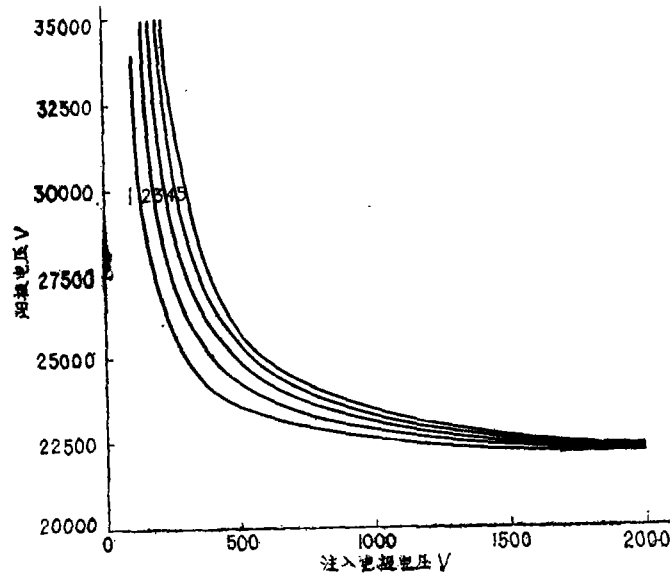


图 2 注入电极电压与阳极电压关系

磁场 $B = 104.8 \text{ G}$ 注入场 = V_1/cm 加速场 = $V_2/15\text{cm}$

轴向初始光电子能量 1—1.0eV 2—2.0eV 3—3.0eV 4—4.0eV 5—5.0eV

这里, V_1, V_2 分别为注入电极和阳极电压。在图 2 中, 可以更清楚地看出这种关系; 注意, 较高的注入场在较宽的 z_0 范围产生最佳聚焦。

三、网光电阴极近旁的静电场

Paszkowski^[2] 给出了真空管栅极所产生的静电电位的一个近似公式。我们这里所用的公式是前述公式对二维情况的一个修正。公式如下:

$$V_{(x,y,z)} = -\frac{A}{2} \left[\ln \left(2 \cosh \frac{2\pi z}{a} - 2 \cos \frac{2\pi x}{a} \right) + \ln \left(2 \cosh \frac{2\pi z}{a} - 2 \cos \frac{2\pi y}{a} \right) \right] - \frac{4\pi z}{a} \left(B + \frac{A}{2} \right) + C \quad (3)$$

其中

$$A = -\frac{a}{4\pi\Gamma} \left[V_1 \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} \right) - \frac{(V_2 - V_1)\Gamma}{L_2} \right]$$

$$B = \frac{a}{4\pi\Gamma} \left[\frac{V_1}{L_1} - \frac{(V_2 - V_1)\gamma}{L_1 L_2} \right]$$

$$C = \frac{1}{\Gamma} \left[(V_2 - V_1) \frac{\gamma}{L_2} - V_1 \right]$$

$$\gamma = \frac{a}{2\pi} \ln \frac{a}{\pi d}$$

$$\Gamma = 1 + \frac{\gamma}{L_1} + \frac{\gamma}{L_2}$$

这里 a, d 分别是两相邻网丝间距及网丝直径。网附近的轴向及横向静电场示于图 3a 和 3b。

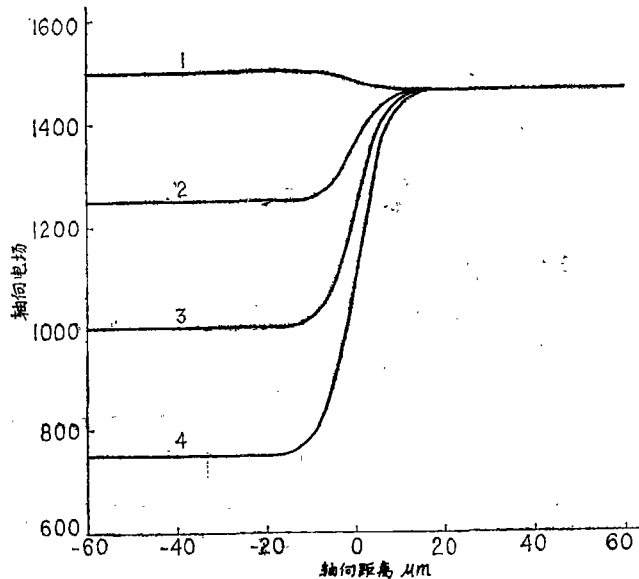


图 3 a 网附近的静电场, (穿过网孔中心的轴向注入电场) 其中 $a = 20 \mu\text{m}, b = 5 \mu\text{m}$

加速电场 = 1466.6 V/cm

注入场 1—1500 V/cm 2—1250 V/cm 3—1000 V/cm 4—750 V/cm

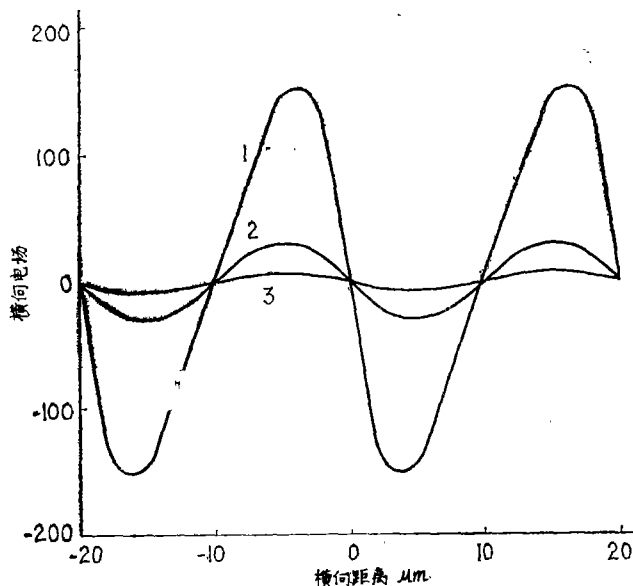


图3 b 网附近的静电场, (轴向注入场为750V/cm时的横向电场)其中 $a=20\mu\text{m}$, $d=5\mu\text{m}$ 。

1— $z=5.0\mu\text{m}$ 2— $z=10.0\mu\text{m}$ 3— $z=15.0\mu\text{m}$

从这些图中, 可以看出如下几点:

1. 网的结构所引起的非均匀静电场主要集中在网近旁的狭小区域 (一个网孔尺寸的数量级)。
2. 网附近的轴向场由注入场和加速场共同确定。当注入场等于加速场时, 横向场消失。在这种情况下, 除了某些电子被网丝截获外, 网就象一个理想的平面。
3. 横向场沿网表面周期性地变化, 当两边轴向场差别明显时, 横向场足以影响电子的运动, 特别是因为在网附近电子运动比较慢。

四、网光电阴极和CCD间电子光学线扩散函数

本节给出网光电阴极和 CCD 靶间电子光学线扩散函数的计算机模拟结果。在线扩散函数计算中, 我们再次假设 $a=20\mu\text{m}$, $d=5\mu\text{m}$ 。在计算中, 电子分布函数取为^[9]

$$dN = N(V, \theta, \phi) dV d\theta d\phi = \frac{1}{\pi} N_0 E(V) \sin\theta \cos\theta dV d\theta d\phi \quad (4)$$

这里 N_0 是所考虑的电子总数, $E(V)$ 是光电子能量分布函数。此外, 将不透明 CsI 光电阴极在101.7nm波长激发下获得的实验光电子能量分布取作为 $E(V)$ ^[10]。在计算中, 将电子发射能量的范围分成11个间隔, 间隔为0.5eV, 极角 θ 分成90等分, 方位角分成360等分, 因此总共用了44550组 V 、 θ 、 ϕ 值。对每组 V 、 θ 、 ϕ , 存在一组电子运动初始条件 x_0 、 y_0 、 z_0 及 \dot{x}_0 、 \dot{y}_0 、 \dot{z}_0 其中

$$\begin{aligned} \dot{x}_0 &= \sqrt{\frac{2eV}{m}} \sin\theta \cos\phi \\ \dot{y}_0 &= \sqrt{\frac{2eV}{m}} \sin\theta \sin\phi \\ \dot{z}_0 &= -\sqrt{\frac{2eV}{m}} \cos\theta \end{aligned} \quad (5)$$

当考虑网的电场时，电场不再是均匀的。因此，在电子轨迹的计算中，必须用数值方法一步一步地追迹电子。不过，由于网场非均匀性的局部特性，我们只在这个特殊区域中追迹电子。在离网 $20\mu\text{m}$ 的平面和CCD靶之间的主聚焦区，可以认为电场是均匀的，因此可以在该区域应用分析求解方法。由于利用数值方法与分析方法相结合的结果，计算过程大大加快。

利用条带记数法^[1]来获得两个垂直方向的线扩散函数 $L(x)$ 、 $L(y)$ 。图4a, 4b, 4c分别表示网光电阴极平面和象平面处线扩散函数的某些取样计算结果。

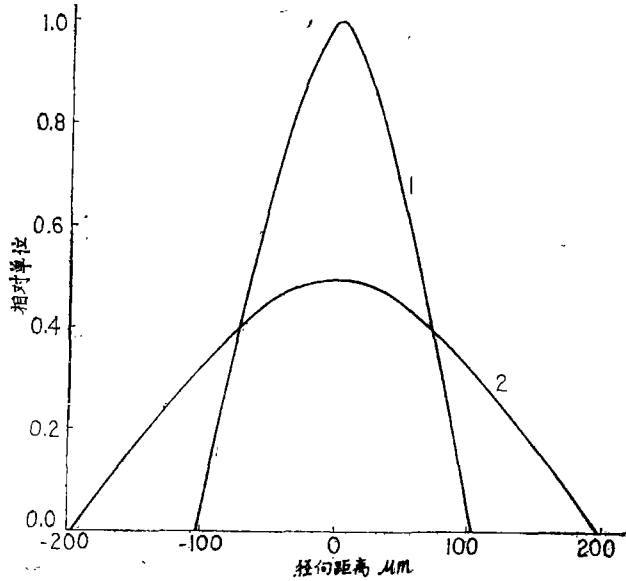


图 4 a 在网光电阴极平面处的电子光线扩散函数
注入场 1—1000V/cm 2—500V/cm

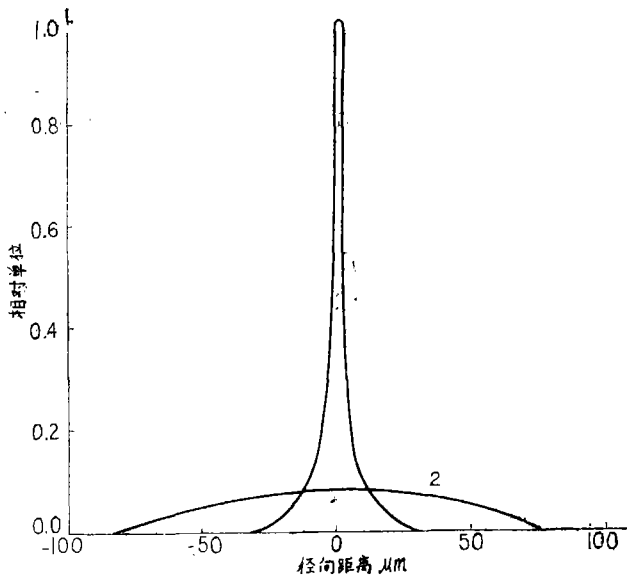


图 4 b 网平面与象平面线扩散函数比较
注入场 = 1500V/cm 1—在象平面 2—在网光电阴极平面

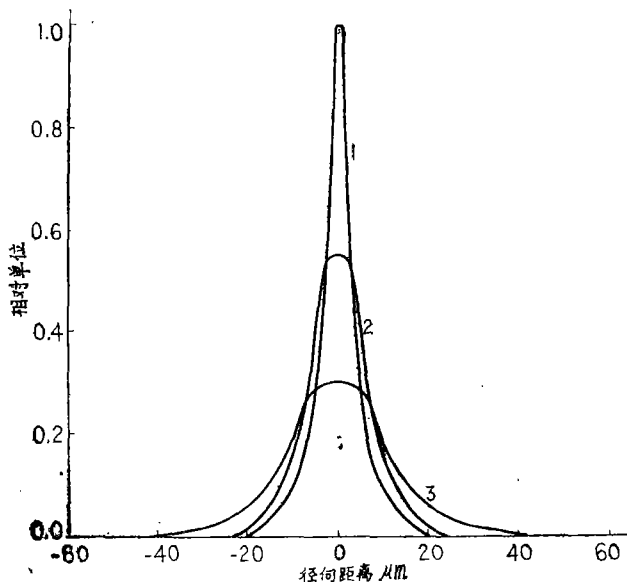


图 4 c 象平面处的线扩散函数

注入场 1—1500V/cm 2—1250V/cm 3—1000V/cm

由图可见，在每种情况下，线扩散函数强烈地依赖于注入场，这与理想系统的分析是一致的。为了获得高的分辨率，需要使注入场与加速场相比拟。注意，即使对这种高的注入场，网平面处的线扩散函数仍然严重地“散焦”（图4b），光电阴极一点发出的电子复盖许多网孔。这种现象的优点是，由于电子穿过网引起的额外的固定图形噪声被大大压缩。我们对其它尺寸的网($a = 10\mu\text{m}$, $d = 4\mu\text{m}$; $a = 30\mu\text{m}$, $d = 6\mu\text{m}$)也进行了电子光学模拟，几乎与上述结果没有什么差别。

五、注入电极几何形状的选择

对无窗口CCD数字摄象管注入电极结构进行了考虑。一种途径是利用一个第二栅网作为注入电极。由于非均匀网场的局部特性，当两网之间的距离比网孔间隙大很多时，可以认为注入场是网光电阴极引起的非均匀静电场及两平行平面引起的均匀电场的迭加。在这种情况下，在整个有效成象区间，电子光学分辨率将是均匀的。本文前面关于线扩散函数的计算就是基于这种假设。不过，一定数目的光子将被注入电极网丝所阻截，使总灵敏度降低并引起固定图形噪声。

第二个途径是用一个环形圆盘与一个圆筒的组合作为注入电极，如图5a所示。这种注入电极并不引进额外的固定图形噪声，不过，沿着光电阴极的电场（因而分辨率）不如网注入那样均匀。

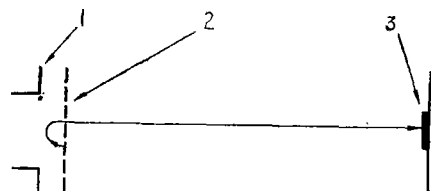


图 5 a 注入电极结构

1 注入电极 2 网光电阴极
3 CCD靶

利用连续超张弛法对注入场进行了计算机模拟^[12]。结果表明，电场的均匀性对注入电极的几何形状非常灵敏。对我们的设计情况（网和注入电极间的距离为10mm，圆筒直径为28mm，圆筒长度为10mm），注入场的纵向分量示于图5b，其中 E_c 和 E_e 分别为中心和边缘的轴向

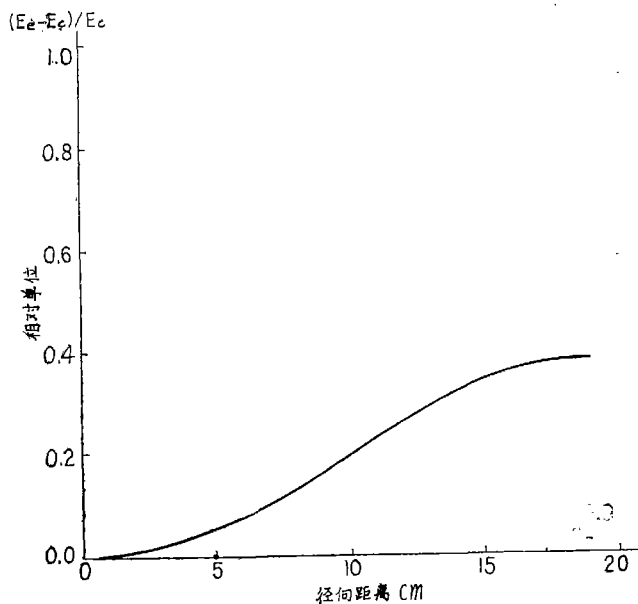


图 5 b 轴向电场沿直径的分布

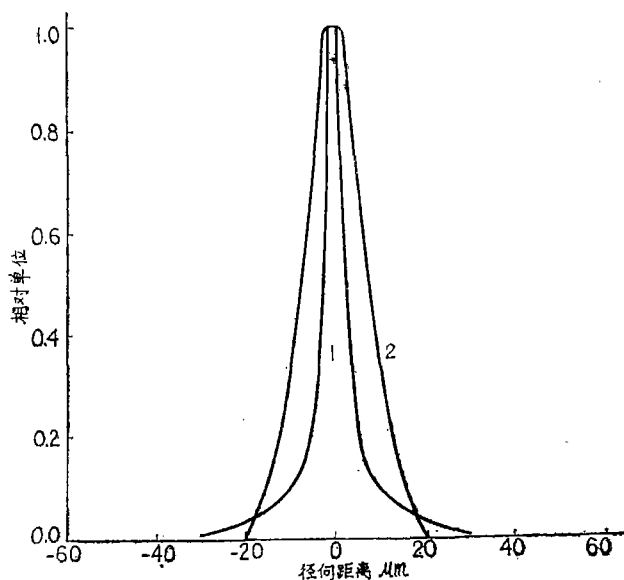


图 5 c 中心和边缘的线扩散函数
1—在中心 2—在边缘

电场。非均匀电场将引起某些非均匀成像分辨率。对同样的情况，计算了有效区中心和边缘（距中心14mm）的线扩散函数，结果示于图5c。

在实践中，为了沿光电阴极获得较好的平均分辨率，通过调节注入电极电压来达到中心和边缘的某种折中。下一节有关CCD数字摄像系统分辨率的计算中，采用了这种环形电极途径。

六、无窗口CCD数字摄像管的分辨率

CCD数字摄像管的总分辨率为三个不同部分所决定，网光电阴极与CCD靶之间的电子光学是其中之一。网的几何尺寸是使空间频率响应退化的另一个因素。第三是CCD本身的结构。

数学上，网的线扩散函数可以表示如下：

$$L(x) = \begin{cases} 0, & |x| > \frac{a}{2} \\ a, & \frac{a-d}{2} \leq |x| \leq \frac{a}{2} \\ d, & 0 \leq |x| < \frac{a-d}{2} \end{cases} \quad (6)$$

取线扩散函数的傅里叶变换，得到网的调制传递函数如下：

$$MTF = \frac{a \sin(\pi f a) - (a-d) \sin[\pi f (a-d)]}{\pi f (2ad - d^2)} \quad (7)$$

对CCD调制传递函数为

$$MTF = \frac{\sin(\pi f a_s)}{\pi f a_s} \quad (8)$$

这里 a_s 为一个CCD元素的尺寸。

管子的总调制传递函数为三个不同部分调制传递函数的乘积。结果示于图6，为了进行

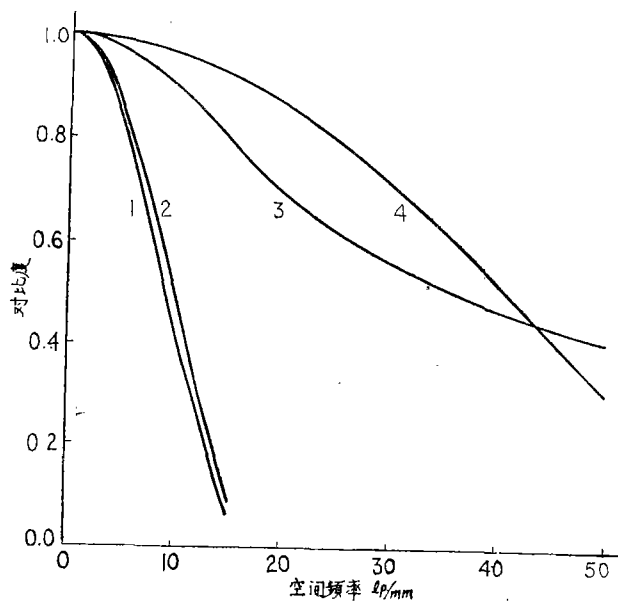


图6 调制传递函数

1 数字摄像管 2 CCD 3 电子光学 4 网

比较,三个不同部分的调制传递函数也包括在图中。在该图中,曲线2相应于 $30 \times 30 \mu\text{m}$ CCD 象素大小;曲线3是在 1500V/cm 注入场和 22kV 加速电压条件下获得的。曲线3和曲线4假设 $a = 20 \mu\text{m}$, $d = 5 \mu\text{m}$ 。如图可见,管子的分辨率主要为CCD的结构所限制(如果不采用特殊措施^[3]来移走这种影响的话)。

七、结 论

正在发展的无窗口CCD数字摄像管将能够用于真空紫外波段辐射的空间天文观测,具有高的灵敏度和分辨率。网支撑光电阴极数字摄像管的主要优点如下:

1. 在面板透过截止波长以上,灵敏度与半透明光电阴极数字摄像管相比拟,而在截止波长以下,具有高的灵敏度。

2. 网光电阴极和磁聚焦数字摄像管系统间有较好的电子光学匹配,同时产生足够好的图象分辨率。

3. 网光电阴极管子结构简单。另外,光电阴极上可以加电子快门,使得在CCD靶读出时,图象不模糊。

4. 由于网光电阴极的引进,包括面板闪烁现象(由于高能粒子轰击引起的)的噪声被消除。

这项工作是美国国家航空和宇航局发起的空间天文真空紫外探测器发展计划的一部分。

参 考 文 献

- [1] Timothy, J.G., Bybee, R.L., Photon-counting Array Detectors for Space and Ground-Based Studies at Ultraviolet and Vacuum Ultraviolet (VUV) Wavelengths, Proc. SPIE, 1981, 279, 129-59.
- [2] Weistrop, D., Williams, J.T., The MOSAIC Detector System, Adv. in Elect. and Elec. phys., 1983(in press).
- [3] Hier, R.G. et al., Investigation of CCD-Digicon Detector System Characteristics, Adv. in Elect. and Elec. Phys., 1983(in press).
- [4] Lowrance, J.L., ICCD Development at Princeton, Adv. in Elect. and Elec. phys., 1979, 52, 421.
- [5] Carruthers, G.R., Opal, C.B., Electronographic Cameras for Space Astronomy, Proc. SPIE, 1972, 28, 203.
- [6] Raffan, W.P. and Gordon, A.W., The Development and Application of Interference Photocathodes for Image Tubes, Adv. in Elect. and Elec. phys., 1960, 28A, 433.
- [7] Carruthers, G.R., Mesh-Based Semitransparent Photocathodes, Applied Optics, 1975, 14, 1667.
- [8] Paszkowski, B., Electron Optics, Edited by Iliffe Books Ltd, London, 1968, 61.
- [9] Hartly, K.F., On the Electron Optics of Magnetically Focused Image Tubes, Applied Physics, 1974, 7, No.12, 1612.
- [10] Distefano, T.H. and Spicer, W.E., Photoemission from CsI: Experiment, Phys. Rev.,

1972, B7, No. 4, 1558.

- [11] Stark, A.M. et al.; Calculation of the Modulation Transfer Function of an Image Tube, *Adv. in Elect. and Elec. Phys.*, 1960, 28B, 567.
- [12] Weber, C.; Calculation of Potential Field and Electron Trajectories Using an Electronic Computer, *Philips Technical Review*, 1962/1963, 24, No. 4/5, 130.

Calculation of Resolution for a Windowless Charge Coupled Device(CCD)-Digicon

Jia Xinzhi

(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics)

E. A. Beaver

R. G. Hier

(Center for Astrophysics and Space Sciences
University of California San Diego)

Abstract

A new version of an intensified charge-coupled device(ICCDD)system, which is based on the incorporation of a CsI mesh photocathode and a thinned backside-illuminated CCD into a Space Telescope design Digicon tube, is being developed for future use in spacebased observations in the Extreme Ultraviolet waveband. In this paper, we report the results of computer simulations involving the effects of the non-uniform electrostatic field near the mesh photocathode on imaging properties (especially, the spread function and modulation transfer function) of the detector system. The results are of importance in the design of the front end of the tube and the selection of optimum tube operating conditions.

The overall resolution characteristics of the tube, including the effects of the mesh, the electron optics of the region between the mesh photocathode and the CCD target, and the structure of the CCD itself, are estimated.