

表 2

不同制备工艺的样品 (Si)	ψ 值 (K. Vedam ^[2])	$\bar{\epsilon}_2$ (5461 Å)
化学抛光	11.83	1.2790
劈裂+退火	11.90	1.2943
劈裂	12.34	1.3942
Ar ⁺ 溅射	15.92	2.4942
机械抛光	16.35	2.6703

Ar ⁺ 轰击能量 (Si 样品)	ψ 值 (M.M. Ibrahim ^[4])	$\bar{\epsilon}_2$ (6328 Å)
0	10.73	0.3602
200eV	10.93	0.3732
300eV	11.13	0.3865
400eV	11.43	0.4073

表的测量数据进行处理, 计算出相应的 $\bar{\epsilon}_2$, 见

表 2。

从表 2 数据可以看出, 当 Si 的 ψ 值上升时, 其 $\bar{\epsilon}_2$ 值是跟着上升的。这说明随着损伤程度加大, 尽管 Si 的 ψ 值变化方向与 Ni, SS316 的 ψ 值的变化方向相反, 但二者的 $\bar{\epsilon}_2$ 值的变化方向却是一致的, 说明 $\bar{\epsilon}_2$ 值比较好地反映了 ψ 值变化的物理内容。

参 考 文 献

- [1] R. M. A. Azzam, N. M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light* (North-Holland Publishing Company-Amsterdam, New York, Oxford, 1977), 417-486.
- [2] K. Vedam, *Surface Science*, 56 (1976), 221.
- [3] 莫党等, *半导体学报*, 1-3 (1980), 198.
- [4] M. M. Ibrahim, N. M. Bashara, *Surface Science*, 30 (1972), 632.

平行光束的环状聚焦

刘 国 松

(河北省科学院激光研究所)

1981年9月4日收到

平行光束的聚焦一般都用透镜或反射镜聚成一点即所谓点聚焦。根据激光应用技术及其它方面的具体需要, 我们解决了平行光束的环状聚焦问题。McLeod^[1,2], Barber^[3], Bélanger^[4,5] 等人^[6], 近三十年来做了大量的理论及实验工作, 他们的器件都是一些由旋转棱镜与正透镜组成的双镜系统。我们的器件是一个一侧是球面另一侧是内圆锥面的单镜系统, 与国外系统相比, 具有有效体积小, 可减少能量损失; 反射面少, 可减弱有害的反射和干涉现象; 设计简单方便等特点。我们根据这种新型环聚焦镜的构造原理, 从平行光点聚焦的概念出发, 对环聚焦系统的成象原理及成象质量进行了分析, 避免了繁杂的数理方程计算^[4,5]。

从焦环的几何形状, 可推断它的聚焦系统是一轴对称的旋转体。那么, 平行光束在三维

空间中的环状聚焦则成为在平面内形成轴外点聚焦。这一点, 可通过改变入射光与透镜的正交状态来实现。我们采取变化透镜位置使入射光线与其斜交的方法, 进行了器件设计。简述如下: 在平面内, 令一弓形绕弧的圆心向下移动, 使之偏离原主轴位置。这样, 与原主轴平行的人射光束就会与弓形形成斜交。如果弓形内被认为充满了折射率为 n 的材料, 那么光束通

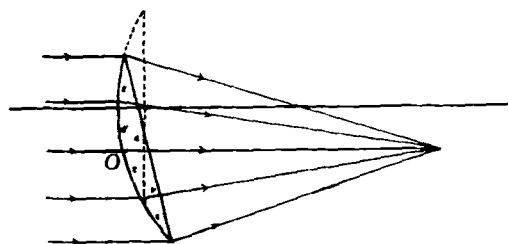


图 1 平行光束通过偏离原主轴的弓形透镜获得轴外点聚焦

过弓形透镜后便可获得一主轴外点聚焦。如图 1 所示。然后令弓形绕原主轴旋转一周，轴外点聚焦轨迹呈一圆。轴上部分的弓形可形成一个旋转体，对这种情况，入射光线与所对应的焦点不在轴的同侧；同时，轴下部分的弓形可形成另一个旋转体，这时入射光线与所对应的焦点在轴的同侧。我们选取了后一种方案，旋转体由球面与内圆锥面围成，如图 2 所示。其几何参数包括球面曲率半径 R ，圆锥角 θ ，口径 ϕ 。

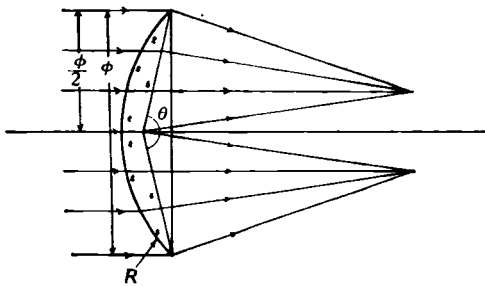


图 2 由球面与内圆锥面围成的旋转体

1. 象差

由于入射光线不是理想的平面波，器件工艺上存在的缺欠，及系统固有的象差都会使聚焦环弥散而具有一定宽度。这里主要讨论由于环聚焦镜本身的特殊结构所决定的象差问题。

对于这种环聚焦系统的象差分析，除考虑具有一般透镜的球差外，由于入射光线与弓形对称轴有夹角，因此还要分析彗差（这里因夹角较小，象散与场曲可以忽略）。彗差包括子午彗差和弧矢彗差。从聚焦环上看，弧矢彗差仅发生在圆的切线方向上，且约等于子午彗差的三分之一，因此可以认为对焦环弥散影响主要来自子午彗差。显然聚焦镜的圆锥角越大，彗差越小。

引起焦环弥散的另一主要原因是入射光线的发散角。焦环可看成是由无数个弥散光斑相叠而成，对于高斯光束的入射，其强度分布可以认为由圆环中心线向内外边缘逐渐减弱（考虑相叠密度，光环内边缘强度稍大）。基本上重现了入射光的高斯分布特点。对于同等能量的入射光，点聚焦与环聚焦的能量密度之比可认为

是焦斑与焦环的面积之比。

2. 焦深及衍射

实际光学系统，除在理想象面上可获得清晰的象外，常把理想波面的参考点沿轴向离焦，使光程差不超过 $\frac{\lambda}{2}$ （由 $-\frac{\lambda}{4}$ 到 $+\frac{\lambda}{4}$ ）时，也能得到清晰的象，则所对应的离焦量称为焦深。当已知系统的入射光瞳直径 D 及系统的折射率 n' 和焦距 f' 后，焦深 $2\delta f'$ 可按下式计算：

$$2\delta f' = \frac{4\lambda}{n'} \left(\frac{f'}{D} \right)^2, \dots \quad (1)$$

式中 λ 为入射光的波长。

值得注意的是，这一系统中，由于内圆锥面的分束作用，使得系统出射光瞳直径仅为入射光瞳直径的二分之一（可参看图 2）。根据 (1) 式，焦深与入射光瞳直径的平方成反比。那么，与相同焦距相同入射光瞳直径的点聚焦系统相比，环聚焦系统的焦深可增加到 4 倍。据此，任一实际的透镜，即使将象差全部消除，也不会得到真正的点象。因为在点象处出现的是一个被一些暗环和亮环围绕着的中央亮区，即所谓爱里 (Airy) 光斑。在它上面分布的光能量占总光能量的 84% 左右，一般象的衍射宽度就指它的大小。其半径 ρ 可表示为

$$\rho = 1.22\lambda \frac{f'}{\phi}, \quad (2)$$

式中 λ 为入射光的波长， f' 为光学系统的焦距， ϕ 为光瞳直径。由于环聚焦系统的出射光瞳直径仅为入射光瞳直径的 $\frac{1}{2}$ ，焦环的衍射宽度与

相同条件的点聚焦系统相比会增加到 2 倍。这与通过基尔霍夫-菲涅耳 (Kirchhoff-Fresnel) 衍射积分方程进行计算所得结果^[4,5]是一致的，从而说明这种简化了的分析方法是正确的。同时也揭示了点聚焦与环聚焦的联系。

3. 焦环半径

由前述得知，环聚焦镜是由偏离原主轴的弓形绕原主轴旋转一周形成的。那么弓形的弧中心到原主轴的距离就是环聚焦镜的焦环半径。

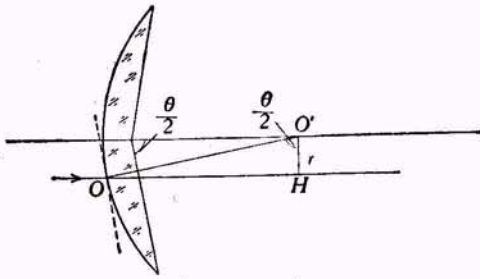


图3 解析焦环半径的示意图

在图3中,弓形的弧在中心O点的方向与弓形的弦平行,如图中虚线所示。过O点的光线如同透过平行平板,是不改变方向的(由于 $\frac{\theta}{2}$ 接近 90° ,光线过O点后的平移量可忽略)。那么这条特殊光线两侧的光线分别向它会聚,形成轴外聚焦(如图1,图2所示)。在直角三角形 OHO' 中, $OO' = R$,角 $OO'H = \frac{\theta}{2}$,所以焦环半径 $r = R \cos \frac{\theta}{2}$ 。

关于该系统的焦距,由于一般 θ 角比较大,所以从弓形中心到系统焦平面的距离约等于环聚焦镜到焦平面的距离。因此,整个系统的焦距可近似按球面曲率半径为 R 的平凸透镜考虑。即 $f' \approx \frac{R}{n-1}$, n 为环聚焦镜的折射系数。

另外,考虑大口径红外材料不易获得或聚焦系统的输入能量过大,可利用一反射系统达

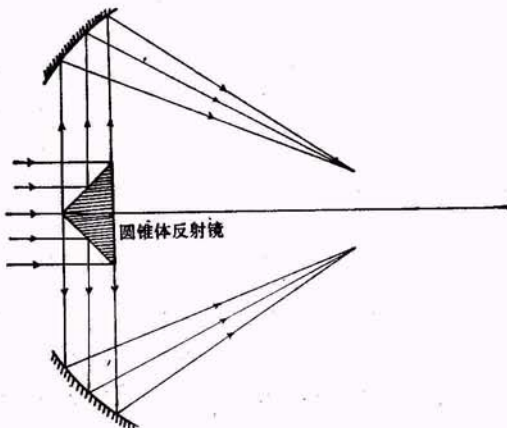


图4 环聚焦反射系统光路图

到类似的环聚焦目的。如图4所示,入射光束先由圆锥体反射镜分束再由球面反射镜聚成一环。

1981年上半年我们试制了第一枚平行光环聚焦镜(口径 $\phi = 20$ 毫米,圆锥角 $\theta = 173^\circ 10'$,球面曲率半径 $R = 14.5$ 毫米),图5展示了它的两个面型结构,并在非相干光下获得了聚焦环,如图6所示。

平行光环聚焦法可应用于工业生产及科学研究。如日益发展的激光应用技术,要求对一些圆形工件进行切割、焊接、热处理等。通过采用环聚焦镜可以提高生产效率及工艺质量。另外,在目前的激光打孔技术中,孔径和孔型都受到限制,而应用激光束环聚焦法可望打出大孔、深孔、直孔。此外,还有人提出将环聚焦系统应用于激光核聚变研究。

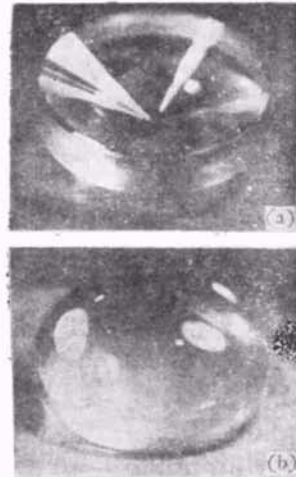


图5 环聚焦镜的两个面型结构
(a) 为内圆锥面一侧; (b) 为外球面一侧

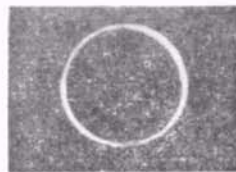


图6 半径 $r = 0.83$ 毫米的聚焦环

本所杨衷学同志承担了器件的冷加工工作,在此致谢。

参 考 文 献

[1] J. H. McLeod, *J. Opt. Soc. Am.*, **44** (1954), 592.
 [2] J. H. McLeod, *J. Opt. Soc. Am.*, **50** (1960), 166.
 [3] R. B. Barber, *Laser Optical Apparatus for Cutting Holes*, U. S. Patent 3419321, (1968).

[4] P. A. Bélanger and M. Rioux, *Can. J. Phys.*, **54** (1976), 1774.
 [5] P. A. Bélanger and M. Rioux, *Appl. Opt.*, **17** (1978), 1080.
 [6] А. Н. Кокора и др., *Физика и Химия Обработки Материалов*, **4**(1979), 145.

有限一维二元离子晶体的表面电子态

陈 国 元 聂 承 昌

(华南师范学院物理系)

1980年11月14日收到

1960年 Aerts^[1] 用散射矩阵研究了一维二元离子晶体的表面电子态。随后, Amos 和 Davison^[2], Davison 和 Koutecky^[3], Levine 和 Davison^[4] 等也分别研究过这个问题, 他们用的是半无限的一维模型。本文用分子轨道-原子轨道线性组合(MO-LCAO)法, 并用TB(即Tight-Binding)近似(紧束缚近似)考察同类晶体的有限一维模型的表面态问题, 导出表面态的存在条件和表面态的能级, 并给出波函数的一般表达式。

一、模型和能带简述

假设晶体是由金属原子(M)和非金属原子(X)组成的一维原子链(图1), 每个元胞包含M, X各一个, 元胞大小为 a 。M(X)的坐标为 $n=1, 3, \dots, N-1$ ($n=2, 4, \dots, N$), 它的价电子处 $s(p)$ 态, 波函数为 $\varphi_M(\varphi_X)$ 。原子链共有 N 个原子, 其导带和价带分别由两类原子的能级分裂而成。利用MO-LCAO法, 设晶体的电子波函数为

$$\psi = \sum_{n=1}^N C_n \varphi_n,$$

代入晶体的薛定谔方程, 得

$$\sum_{n=1}^N (H_{mn} - E\delta_{mn})C_n = 0, \quad (1)$$

其中

物理

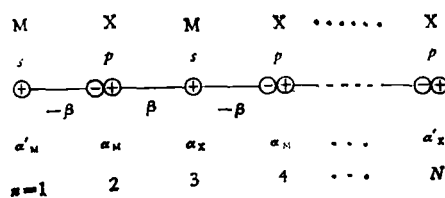


图1 模型

$$H_{mn} = \langle \varphi_m | H | \varphi_n \rangle,$$

$$\delta_{mn} = \langle \varphi_m | \varphi_n \rangle.$$

采用TB近似的惯用符号, 令

$$H_{nn} = \alpha_M \quad n \text{ 为奇数},$$

$$= \alpha_X \quad n \text{ 为偶数};$$

$$H_{n, n\pm 1} = \mp \beta \quad n \text{ 为奇数},$$

$$= \pm \beta \quad n \text{ 为偶数};$$

并且有

$$\alpha = (\alpha_M + \alpha_X)/2,$$

$$\chi = (E - \alpha)/\beta,$$

$$Z = (\alpha_M - \alpha_X)/2\beta.$$

α, χ, Z 都是晶体的本征参量, 其中 χ 叫做约化能量, 根据前面对M, X的假定, 约定 $Z > 0$, 于是从(1)式得

$$(\chi - Z)C_n = C_{n-1} - C_{n+1} \quad n \text{ 为奇数}; \quad (2)$$

$$(\chi + Z)C_n = C_{n+1} - C_{n-1} \quad n \text{ 为偶数}, \quad (3)$$

这是差分形式的体内电子能量本征方程。根据布洛赫定理, 设

$$C_{n+2} = C_n e^{i\theta},$$

其中 $\theta = ka$, 解(2)和(3)式, 得