

# 软 X 射线光栅光谱仪研究进展 (I)

冯贤平 徐至展 李跃林 张正泉 陈时胜

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

本文从光栅光谱仪的最基本原理入手,系统地分析了各种类型的 X 射线光栅摄谱仪特点、性能和适用范围,详细地总结并介绍国内外在这方面的研究进展、当前水平、发展趋势及待解决的问题。

光栅具有很高的分辨本领,用光栅作为色散系统的光谱仪,在近代有较大的发展。早期的光栅谱仪一般都是与透镜联合使用,因此分辨率、效率及象差研究主要都限于可见或近紫外光区域<sup>[1,2]</sup>。

近几年来,随着天体物理<sup>[3]</sup>、等离子体物理<sup>[4]</sup>,特别是 X 射线激光物理研究<sup>[5]</sup>的需要,对光栅谱仪的可靠性和适用范围提出了更高的要求。谱仪的摄谱范围也由可见光扩大到极紫外光或软 X 射线,由此而开展了一系列关于光栅在短波长区域的象差<sup>[6]</sup>、分辨率<sup>[6]</sup>、传输效率<sup>[7]</sup>等的理论分析和实验验证工作。随着理论工作的不断完善<sup>[8]</sup>以及各种制作工艺的不断提高<sup>[9]</sup>,目前已研制成功了各种类型的带针孔的反射式光栅谱仪<sup>[10]</sup>、带针孔的透射式谱仪<sup>[11]</sup>以及各种掠入式消象差谱仪等<sup>[12]</sup>。与此同时,各种谱仪与底片<sup>[13]</sup>、多道板<sup>[12]</sup>条纹相机的衔接及绝对定标<sup>[13]</sup>工作也广泛地开展起来了。特别值得一提的是,1982 年美国洛仑兹·利弗莫尔实验室(LLNL)将高分辨的 22 倍 Wolter 型掠入射式 X 射线显微镜和金的透射光栅组合,应用于激光聚变和 X 射线激光研究<sup>[8]</sup>。这种谱仪的一维空间分辨率可达  $1\mu\text{m}$  量级,光谱分辨率  $\Delta\lambda \sim 0.03\text{\AA}$ ,立体角是  $2 \times 10^{-3}\text{Sr}$ ,光谱范围为  $4-3000\text{\AA}$ 。1987 年,LLNL)不用传统的全息摄影法,而采用交替喷涂 Ta 和 Al 的方法分别作成不透明和透明部分的透射光栅,在周期  $d$  为  $7707\text{\AA}$  时,分辨出了铜的  $K_{\alpha}(8.0\text{keV})$ ,  $K_{\beta}(8.9\text{keV})$  的谱线<sup>[14,15]</sup>。同年,联邦德国马普实验室的 Eidman 系统地、全面地对谱仪进行

绝对标定<sup>[16]</sup>。所有这些,无疑都进一步证实了光栅作为极紫外或 X 射线色散元件的合适性,同时也标志着目前光栅谱仪的研制工作已达到了先进水平。

## 一、基本原理

利用光栅光谱仪进行极紫外和软 X 射线区域的光谱拍摄,主要采用反射式和透射式二种方法,它们在原理上基本一致。

假定光栅有  $N$  个宽度为  $a$  的狭缝,相邻缝间的不透明部分宽度为  $D$ ,出射光线与光栅法线夹角是  $\theta$ ,则当源狭缝  $S$  为无限细时,我们可得到在不同会聚点或不同角度  $\theta$  下的光强度分布<sup>[1]</sup>:

$$I = \left[ c' a \frac{\sin u}{u^2} \frac{\sin NV}{\sin V} \right]^2, \quad (1.1)$$

其中  $u = \pi a \sin \theta / \lambda$ ;  $V = [\pi(a + b) \sin \theta] / \lambda$ ;  $\lambda$  是波长;  $c'$  是待定常数,它与具体的光栅形式有关。(1.1)式中的  $(\sin^2 u) / u^2$  表征宽度为  $a$  的单狭缝的夫琅和费衍射图样的光强度分布函数,  $(\sin^2 NV) / \sin^2 V$  是多光束干涉的光强度分布的函数。显然,(1.1)式表示在焦平面上任一点的光强度等于由  $N$  个相干光在该点所产生的干涉光强度与宽度为  $a$  的单狭缝的夫琅和费衍射在该点所生的光强度的乘积。

根据多光束干涉原理,当  $\nu = K\pi$  时,产生干涉主最大,其光强度为  $a^2 N^2$ ,即在满足下式的  $\theta$  方向上,应有与主最大对应的亮条纹出现<sup>[1]</sup>:

$(a+b)\sin\theta = \pm K\lambda \quad K=0,1,2,\dots, (1.2)$   
 通常称此式为光栅方程式,其中 $K$ 为主最大的级次, $(a+b) = d$ 为光栅常数。

光栅方程式是决定主最大方向的公式,是应用光栅时的基本公式,式中左端 $(a+b)\sin\theta$ 代表两相邻光束在 $\theta$ 方向上的光程差,当它等于波长的整数倍时,在 $\theta$ 方向产生主最大。所以,不论在透射或反射光栅中,甚至在凹面反射光栅中,当入射光与光栅法线成 $\varphi$ 角时,根据两邻近光束的光程差的计算即可得出光栅方程式:

$$d(\sin\varphi \pm \sin\theta) = K\lambda. \quad (1.3)$$

从图1可以看出,(+)号表示衍射光和入射光在同一侧,而(-)号表示它们在法线异侧。

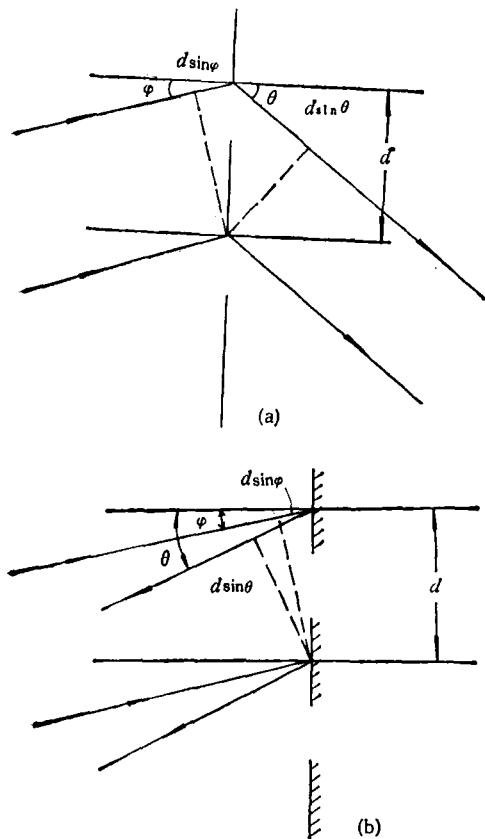


图1 光线在透射光栅(a)和反射光栅(b)上的衍射方向

现在让我们再回到光线垂直入射到光栅的情况来继续讨论光栅的衍射图样。在多光束干涉中,当 $\nu = K\pi/N$ ,而 $K' = N, 2N, 3N, \dots$

时,光强度为零,即在满足下式的 $\theta$ 方向上光强度为零:

$$(a+b)\sin\theta = \pm K'\lambda/N, \quad (1.4)$$

其中

$$K' = 1, 2, 3, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots$$

可以确信,多光束干涉为零,其合成光强度亦必为零,即发生缺级现象<sup>[1,6]</sup>:

$$a\sin\theta = \pm K''\lambda \quad K'' = 1, 2, 3, \dots. (1.5)$$

将(1.2)式和(1.4)式联立并消去 $\theta$ ,则得产生缺级现象的主最大的级次 $K$ 与衍射最小的级次 $K''$ 间的依赖关系

$$K = \frac{a+b}{a} K''. \quad (1.6)$$

缺级现象的出现避免了衍射谱中各级谱重叠。

各级光栅光谱的相对光强度分布决定于作为包络线的单狭缝衍射的光强度分布曲线的形状,其中以无色散的零级光谱占光谱能量最多。

在将光栅作为色散元件来研究时,它的角色散, $d\theta/d\lambda$ 可由光栅方程对波长的微分求得,即

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{K}{(a+b)\cos\theta}. \quad (1.7)$$

由此可知,光栅常数 $(a+b)$ 越小,角色散越大,亦即在单位长度内的狭缝数目越多,其角色散越大。此外,在不同的光谱级内,角色散亦不同,高级次的光谱有较大的角色散。然而,在应用光栅作色散系统时,最被人注意的还是它那很细的光谱。

假设 $\Delta\theta$ 为最靠近主最大的最小的方向与该主最大方向间的夹角,考虑到第 $K$ 级主最大在满足方向 $\sin\theta_K = K\lambda/(a+b)$ 时,最靠近它的最小的级数 $K'$ 应为 $KN+1$ ,根据(1.5)式,该最小所在的方向 $\theta_K + \Delta\theta$ 满足

$$\sin(\theta_K + \Delta\theta) = (KN+1)/N. \quad (1.8)$$

由此两式相减,并利用实际上常满足的条件

$$\cos\Delta\theta \approx 1, \quad \sin\Delta\theta \approx \Delta\theta,$$

则得

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{N(a+b)\cos\theta}. \quad (1.9)$$

由此可见,对于给定的光栅,  $a + b$  为一常数, 则光栅上狭缝的总数目愈大, 所得各级主最大愈细, 光谱的分辨率越高. 当我们以瑞利判据作为分辨的标准时,  $\Delta\theta$  就是光栅的最小分辨角, 则与  $\Delta\theta$  对应的两谱线的波长差  $\delta\lambda$  为

$$\delta\lambda = \left( \frac{d\lambda}{d\theta} \right) \Delta\theta. \quad (1.10)$$

将(1.7)、(1.9)式代入(1.10)式, 光栅的分辨本领为

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = KN. \quad (1.11)$$

这就是说, 光栅的分辨本领  $R$  等于光栅狭缝的总数目  $N$  乘以光栅光谱的级次  $K$ .

然而, 必须指出的是 (1.11) 式光栅分辨本领是理论上的极限值, 因为在推导中假设光源狭缝是无限细的, 并认为光栅是理想平行, 等宽而又等间隔的  $N$  个狭缝阵列. 实际上, 光源狭缝  $S$  不可能是没有宽度的, 并且光栅也不可能是那样理想的. 所以, 光栅的实际分辨本领比(1.11)式低许多. 当考虑光源狭缝  $S$  有一定的宽度  $W$  时, 光栅的实际分辨本领  $R_s$  应由下式计算<sup>[2]</sup>:

$$\frac{W}{f_1} R_s = \lambda \frac{d\theta}{d\lambda}, \quad (1.12)$$

其中  $f_1$  为物距, 简化(1.12)式后得

$$R_s/R = \lambda f_1 / WD \cos\theta, \quad (1.13)$$

其中  $R = NK$ ,  $D$  为光栅宽度. 不妨认为  $f_1/D$  为准光镜的相对孔径的倒数, 记作  $H$ , 则有

$$R_s/R = \frac{\lambda H}{W \cos\theta}, \quad (1.14)$$

其中  $\lambda H$  常称“正常宽度”, 由孔的夫琅和费衍射决定, 式中的  $1/\cos\theta$  值实际上与 1 接近, 当光源狭缝的宽度等于正常宽度  $\lambda H$  时, 光栅的实际分辨本领不接近理论值. 但是实际上, 上述要求很难达到. 其一是目前的工艺水平无法制作出这样宽的光栅, 其二是光栅谱仪还受光能收集及灵敏度的要求限制.

对于反射式光栅谱仪, 一般采用的是掠入射法, 由于存在球面象差, 实际分辨率还要小. 另外, 由理论分析也表明它的分辨率不是随着

光栅宽度增加而增加, 而是存在着一个最佳宽度<sup>[17]</sup>

$$W_{opt} = 2.36 \{ 4\lambda R^3 \cos\alpha \cos\beta / \pi (1 - \cos\alpha \cos\beta) \} \times (\cos\alpha + \cos\beta)^{1/4}, \quad (1.15)$$

式中  $R$  的单位为  $\text{cm}$ ,  $\lambda$  的单位为  $\text{\AA}$ , 它对应的最佳分辨率为

$$R_{opt} = 0.92 N' K = 0.92 W_{opt} K \cdot d^{-1}. \quad (1.16)$$

当实际宽度  $W > W_{opt}$  时, 分辨率反而下降, 最后趋近于某一极限

$$\bar{R} = 0.75 W_{opt} \cdot K \cdot d^{-1}. \quad (1.17)$$

为了对量级有一定的了解, 设  $R = 100\text{cm}$ ,  $K = 1$ ,  $d = 1/600\text{mm}$ ,  $\lambda = 20\text{\AA}$ ,  $\alpha = \beta \approx 88^\circ$ .

由(1.15), (1.16)式求得最佳宽度是  $W_{opt} = 0.63\text{cm}$ , 相应的最佳分辨率是  $\bar{R}_{opt} = 3478$ , 它可分辨的最小波长间距是  $0.006\text{\AA}$ . 这个波长间距在焦平面上的分散长度为

$$\Delta X = \lambda \cdot L^{-1} = \lambda R (0.92 W_{opt} \cos\alpha)^{-1}, \quad (1.18)$$

$\Delta x$  在光线的垂直面上的投影长度为

$$\Delta x' = \Delta x \cdot \cos\alpha = \lambda R / 0.92 W_{opt}. \quad (1.19)$$

代入前面得到的各参数于(1.19)式, 得  $\Delta x' = 0.34\mu\text{m}$ . 这说明, 在上例体系中要达到最佳的分辨率, 入射和出射狭缝的宽度要小于  $0.34\mu\text{m}$ . 然而事实上, 为了得到较强的光强, 光栅宽度要大于  $W_{opt}$ , 狭缝宽度也很少小于  $1\mu\text{m}$ , 故实际分辨率系数要小于最佳分辨率数值.

此外, 在掠入射式系统中象差比较大, 入射狭缝上一点的光源, 最后形成的却是一条线象. 由象散的普遍公式可得该象散线长度为<sup>[17]</sup>

$$l = H [\sin^2\beta + \sin^2\alpha \cos\alpha / \cos\beta]. \quad (1.20)$$

在  $\sin\beta \approx \sin\alpha \approx 1$  情况下, 可近似地得到

$$l = H(r + r')/r, \quad (1.21)$$

式中  $H$  是光栅刻槽的长度,  $r$  是入射狭缝至光栅的距离,  $r'$  是焦点或出射狭缝与光栅的距离,  $l$  是入射狭缝上一点对应的象长度. 在一般情况下  $r' > r$ , 则  $l > 2H$ , 由此可见体系象散是严重的, 文献[2]对象差已作了更详细的讨论.

掠入射式系统存在着严重的象散, 对光谱分析是极为不利的, 它不但会影响体系的集光

能力,同时也会失去沿缝长方向的空间分辨率,而这二个特性对分析等离子体是极为重要的,为此目前已提出几种方法来限制系统的象散。

## 二、带针孔的反射式光栅谱仪

所谓带针孔的反射式光栅谱仪,实际上就是将一个针孔或二个相互垂直的狭缝放置在反射光栅前面的光路上而组成的谱仪,如图2所示。

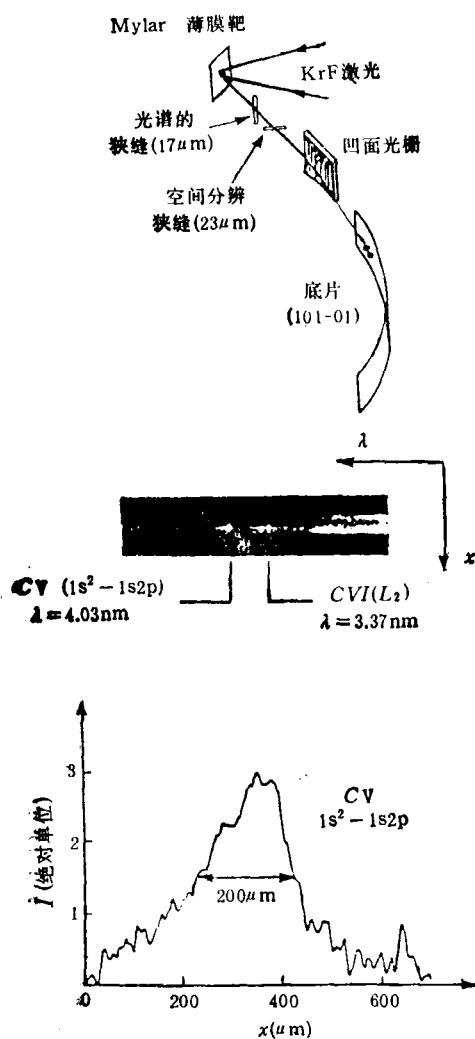


图2 带狭缝的光栅谱仪及其摄到的空间分辨谱

利用上述反射方法测量 XUV (软 X 射线) 光谱时,所用光栅的效率主要由材料的反射性

能决定。由等离子体的基本理论可推出,当掠入射角度是  $\varphi_0$  时,由反射可测到的最短波长为<sup>[17]</sup>

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi c}{e} \left[ \frac{\epsilon m_e}{n_e} \right]^{1/2} \cos \varphi_0, \quad (2.1)$$

式中  $c$  为光速,  $m_e$ ,  $n_e$ ,  $\epsilon$  分别为电子的质量、电子在反射物质中的密度和介电常数。因此,要得到  $\lambda_{\min}$  以上波长的全反射光束,就必须使光入射角大于临界角  $\varphi_0$ 。但实际上,在真空紫外或软 X 射线区,由于反射表面对入射光有强烈的吸收,即使入射角满足全反射条件,光的反射率也不可能达到 100%。所以,在进行 XUV 光谱分析、诊断时,必须正确选择入射角和色散元件的镀膜反射材料。根据(2.1)式,应尽量选择高电子密度的材料。表 1 给出了各种常用材料的电子密度  $N_e$  在不同入射角情况下与  $\lambda_{\min}$  的关系<sup>[17]</sup>。

表 1 几种反射面在掠入射时反射率(%)

波长(Å)	$\phi$	Be	Al	Ti	Ge	Ag	Au	聚乙烯
113	88°	60	72	92	78	96	90	97
	85°	23	44	79	49	86	79	91
67	88°	76	78	92	70	89	83	97
	85°	34	48	74	40	74	57	80
44	88°	71.5	78	87	70	80	63	50
	85°	21.5	40	53	34	44	26	—
31.4	88°	64	78	77	67	36	58	55
	85°	0.5	14	2	21	2	20	1
23.6	88°	64	73	44	66	38	55	60
	85°	—	1	1	5	4	13	—

由表 1 可以看出,在 XUV 光谱区,反射材料以金、铂、铀等为好。低  $z$  元素材料或镜面受油、碳等污染或者光小角度入射,都能使短波 X 射线的反射率明显下降。

在光路中利用交叉狭缝的目的是消除光的象差对空间分辨率的影响,它实际上相当于在  $z$  轴方向上给光源提供一个空间分辨的针孔,如图 3 所示。在  $z$  方向上空间分辨率  $\Delta z$  取决于狭缝  $S$  及针孔放大率<sup>[18]</sup>

$$\text{其中} \quad \Delta z = (1 + 1/R)S, \quad (2.2)$$

$$k = l'/l. \quad (2.3)$$

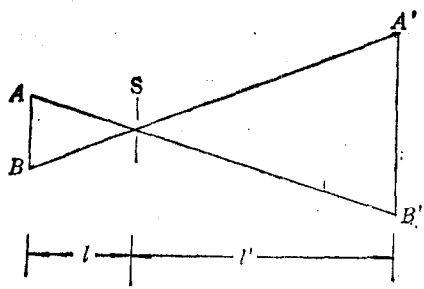


图 3 针孔成象示意图

为了能得到足够高的空间分辨率,可使狭缝  $S_1$  及狭缝  $S_2$  至源 A 的距离尽可能小.然而由于采用交叉狭缝,入射能量的收集受到很大限制.

光谱的分辨率,如前面所述,主要是由(1.14)式决定,因此充分利用光栅上的条纹数,有利于提高光谱的分辨率,但是在光路中具有空间分辨的交叉狭缝大小又限制了光栅宽度的有效利用.

影响谱仪的灵敏度的因素很多,如照明立体角、光栅效率、底片或其他接收器特性等.此外,对连续光谱,还与入射孔宽度有关.如果已

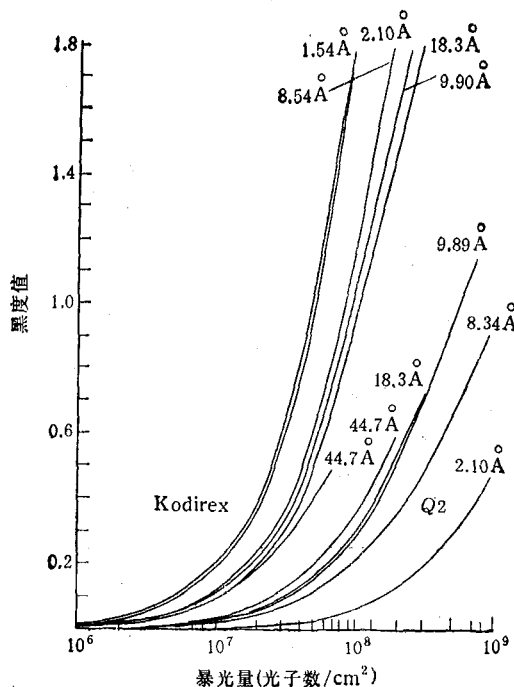


图 4 Kodirex 软 X 光底片黑度特征曲线

知底片的特性曲线(灰雾  $D_0$  和反差  $r_0$ )及曝光时间  $t$ ,则底片上的黑度可由下式求出:

$$D = D_0 + r_0 \lg(H/H_0), \quad (2.4)$$

$$H = B \tau f W_{opt} W_G t / R^2. \quad (2.5)$$

中国科学院上海光学精密机械研究所曾粗略地估算了上述参数,文献[13]也给出了各种底片在 XUV 区域的特性曲线,见图 4.由(2.5)式可知,在上述条件下的底片黑度分别为  $D_{15\text{Å}} = 1.4$  和  $D_{15\text{Å}} = 0.4$ ,均大于底片灰雾  $D_0$ .

关于一次摄谱范围,由罗兰圆的几何关系和光栅方程不难求出在  $\alpha = 88^\circ$  和  $86^\circ$ ,  $d = 1/1200$  及  $d = 1/600$  时,10cm 暗盒和 20cm 暗盒一次性摄谱所对应的范围  $\lambda_{10}$  和  $\lambda_{20}$ ,见表 2.

表 2 反射式光栅谱仪一次摄谱范围

$d(\text{mm})^{-1}$	1/1200		1/600	
	$88^\circ$	$86^\circ$	$88^\circ$	$86^\circ$
$2(\text{度})$	$88^\circ$	$86^\circ$	$88^\circ$	$86^\circ$
$\beta_{10}(\text{度})$	$86.55^\circ - 80.82^\circ$	$85.69^\circ - 79.96^\circ$	$86.55^\circ - 80.82^\circ$	$85.69^\circ - 79.96^\circ$
$\lambda_{10}(\text{Å})$	10-101	3.3-107	20-202	6.6-214
$\beta_{20}(\text{度})$	$86.55^\circ - 75.09^\circ$	$85.69^\circ - 74.23^\circ$	$86.55^\circ - 75.09^\circ$	$85.69^\circ - 74.23^\circ$
$\lambda_{20}(\text{Å})$	10-275	3.3-293	20-550	6.6-586

关于谱仪线色散和波长定位误差,由光栅方程不难算出当胶片或干板在暗盒内的位置误差是  $dl = 0.1\text{mm}$  时,各波长的误差及谱仪的逆线色散关系,见表 3.

综合上述分析,不难发现,在利用上述类型的光栅摄谱时,存在一个很大的缺点就是入射能量受到很大限制,其次是分辨率不太高.它的优点在于结构简单且容易制作和调试,故目前还是被广泛地应用在各种领域.

早在 1973 年, Irons 等人报道的英国卡拉姆实验室所用的诊断装置就是这种类型<sup>[10]</sup>.它的掠入射角是  $88^\circ$ ,光栅曲率半径为 2m,每毫米有 600 个槽,表面镀金,标称闪耀角为  $1^\circ 31'$ .他们用它测量了 8-44 Å 波长范围的光谱,并

对底片灵敏度曲线进行了标定。由于用了交叉狭缝,得到垂直于靶方向 0.5mm 范围内的空间分辨率,但是系统的接收孔径很小。为了接收到更多的来自等离子体的光能,必须使光谱仪的人射狭缝尽可能地靠近光源。即使如此,为

了在底片上得到足够的曝光量,还需要若干次打靶的累积。1981年,日本的水井顺一等人也做了类似的工作。同年, Jacoby 等人在实验室对谱仪灵敏度作了相对定标<sup>[19]</sup>。近几年来,各实验室也相继报道了这方面的研究工作及已取得的成果<sup>[20]</sup>。

表 3 反射式光栅谱仪线色散和定位误差

	$\lambda(\text{\AA})$	15	30	50	70	90
$d=1/1200$ $\alpha=88^\circ$	$\frac{d\lambda/dl}{(\text{\AA}/\text{mm})}$	0.58	0.76	0.96	1.12	1.26
	$\frac{d\lambda}{(\text{\AA})}$	0.06	0.08	0.10	0.11	0.13
$d=1/1200$ $\alpha=86^\circ$	$\frac{d\lambda/dl}{(\text{\AA}/\text{mm})}$	0.77	0.91	1.08	1.22	1.35
	$\frac{d\lambda}{(\text{\AA})}$	0.08	0.09	0.11	0.12	0.14
$d=1/600$ $\alpha=88^\circ$	$\frac{d\lambda/dl}{(\text{\AA}/\text{mm})}$	0.92	1.16	1.42	1.63	1.82
	$\frac{d\lambda}{(\text{\AA})}$	0.09	0.12	0.14	0.16	0.18
$d=1/600$ $\alpha=86^\circ$	$\frac{d\lambda/dl}{(\text{\AA}/\text{mm})}$	1.36	1.53	1.74	1.92	2.08
	$\frac{d\lambda}{(\text{\AA})}$	0.14	0.15	0.17	0.19	0.21

- [1] 母国光等,光学,人民教育出版社,(1978),229.  
 [2] 庄夔,光学学报,3(1983),178.  
 [3] A. C. Brinkman et al., *Appl. Opt.*, 19(1980), 160.  
 [4] C. D. Michelis et al., *Nuclear Fusion*, 21(1981), 679.  
 [5] D. Matthews et al., *Phys. Rev. Lett.*, 54(1985), 106.  
 [6] K. P. Beuermann et al., *Appl. Opt.*, 17(1978), 2304.  
 [7] H. W. Schnopper et al., *Appl. Opt.*, 16(1977), 1098.  
 [8] N. M. Ceglio et al., *Appl. Opt.*, 21(1982), 3953.  
 [9] J. P. Delvaille et al., *Nucl. Instr. Meth.* 172 (1980), 281.  
 [10] F. E. Irons et al., *J. Phys. E*, 6(1973), 857.  
 [11] N. M. Ceglio et al., *Appl. Opt.*, 22(1983), 318.  
 [12] G. Tondello et al., *Optic Acta*, 26(1979), 357.  
 [13] G. J. Tallents et al., *J. Phys. E*, 14(1981), 20.  
 [14] E. T. Arakawa et al., *Opt. Eng.*, 20(1981), 753.  
 [15] B. Mbona et al., *Appl. Phys. Lett.*, 51(1987), 725.  
 [16] K. Eidmann et al., *Appl. Phys. Lett.*, 49(1986), 377.  
 [17] 项志逸等,高温等离子体诊断技术,上海科技出版社,(1982),176.  
 [18] 张树干等,核聚变与等离子体物理,3(1981),167.  
 [19] Jacoby et al., *J. Phys. E*, 14(1981), 1061.  
 [20] Bohn et al., *Rev. Sci. Instrum.*, 52(1981), 622.

(上接第 495 页)

上套上一块偏振片,见图 2(b) 所示。先旋转偏振片使其透射轴方向平行于样品的人射面,当平台旋转时, TM 波的人射角就会改变。用望远镜跟踪反射光,一定要观察到样品和基板上的反射光强相等时记下分光仪的读数,重复五次取平均值。然后取下样品,转动望远镜对准平行光管方向,记下入射光的读数,两读数之差为  $i$ , 则

$$i_B = \frac{180 - i}{2}$$

例如,  $i_B = 67^\circ 0' \pm 10'$ ,  $n = \text{tg } i_B = 2.36 \pm 0.02$ 。

### 3. 注意事项

(1) 分光仪的望远镜只有除去目镜后才能通过镜筒看到待测样品的光强变化。

(2) 待测样品可以直接用和第一种方法相同的样品。

(3) 待测样品的背面要涂黑。

物理

## 三、讨论和分析

1. 将共同的样品用多光束等厚方法测量介质膜厚度,得到  $d = (65.5 \pm 0.6)\text{nm}$ ,  $\Delta = (n-1)d = (89 \pm 2)\text{nm}$ ,与三光缝衍射法测定  $\Delta = (85 \pm 5)\text{nm}$  的结果基本一致。

2. 用三光缝衍射法测量的问题主要在于等极大光强分布的位置不易确定,所以测量的误差较大。

3. 用偏振法测介质膜折射率可以达到三位有效数字,  $\Delta$  的可测范围在 5—150nm, 它的测量准确度在 1—2% 范围。

- [1] F. Zernike, *J. Opt. Soc. Amer.*, 40(1950), 326.  
 [2] M. 弗朗松著,顾世杰译,衍射光学中的相干性,科学出版社,(1974),46.  
 [3] S. A. Afsenics and S. E. Gustafsson, *Opt. Laser Tech.*, 6 (1973), 124.  
 [4] 邱榴贞,杨之昌,章志鸣,物理,10(1981),556.