

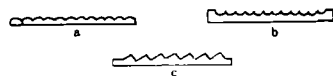
准光技术在毫米和亚毫米波测量技术中的应用

林貽堃 丘秉生
(无线电电子学系)

反射光栅光谱仪是一种高分辨率的仪器，广泛地应用在光谱测量中。光栅光谱仪比起法一珀干涉仪测量波长其精度差些，但它工作起来方便，测量较快。本文工作是研究反射光栅光谱仪作为亚毫米波长的测量。我们用HCN亚毫米波激光源作为实验用光源，也以它的 $337\mu\text{m}$ 谱线作为校准波长，以校验反射光栅光谱仪的测量准确度。激光器由内径为 4.8cm 的玻璃管构成，激光腔由一曲率半径为 3m 的镀金反射镜和一平面镜组成。凹镜中心部份有一直径为 3mm 的小孔作为输出耦合孔。腔长约 1.35m ，放电距离为 1.15m 。腔的长度由三支石英管支撑，并可用恒温水稳定其温度。工作气体采用恒流混合气体。输出功率在 2mw 至 4.5mw 之间。

我们试验了三种结构形式的反射光栅如图一所示：

图一(a)是凸圆柱截面型的光栅，这种光栅是用手工制成的，制造比较容易。由于它的截面是圆柱形的，所以它对光的散射各向比较均匀，这样对不同波长各阶干涉条纹的强度也比较均匀。但对波长很短的信号，光栅的加工是比较困难的。图一(b)是凹圆柱截面型的光栅。这种光栅的特性与前者相同，它对电磁波的散射也具有各向均匀散射的特点。它可以用机械进行加工，但要求比较特殊的刀具。图一(c)是锯齿形截面光栅，这种光栅结构的特点是它对电磁波的散射不是各向均匀的。它在某特定方向的散射强度特别强，因此，它的干涉条纹只对某特定波长的某一阶为最佳，所以对波段范围较窄的某一段信号的测量，才具有较高的灵敏度。



图一 反射光栅的截面结构

以上所述三种不同刻纹的光栅，可以应用普通光学光栅的原理进行计算。如果暂不考虑各向散射强度分布，则这三种光栅结构衍射场强的计算是相同的。经光栅散射后，在某一方向上的散射场强为：

$$E = E_m e^{j\omega t} [1 + e^{-j\delta} + e^{-j2\delta} + \dots + e^{-j(n-1)\delta}] \quad (1)$$

总场强是入射波被光栅的各个刻纹散射后在某一方向上迭加的结果。其中 δ 为相邻的两个刻纹散射的波在该方向上的相位差。所以总的场强值为：

● 本文1980年6月收到。黄小军、丁中协助部分工作。

$$E = E_m \exp \left[j \left(\omega t - \frac{(n-1)\delta}{2} \right) \right] \frac{\sin \frac{n\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \quad (2)$$

经光栅散射后，在某一特定方向上电磁波总的辐射功率，正比于场强的平方：

$$P = E_m^2 \frac{\sin^2 \frac{n\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (3)$$

当 $\delta = \pm 2m\pi$ 时（其中 m 为正整数）， P 具有极大值：

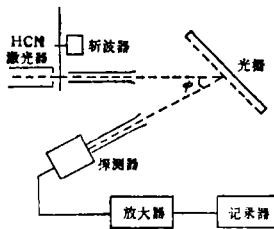
$$P_{max} = E_m^2 n^2 \quad (4)$$

当 $\delta = \pm \frac{2m\pi}{n}$ 时， P 具有极小值。两相邻的 P_{max} 位置之间，又有一系列次极大值，其数值为：

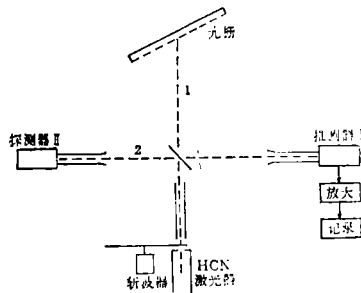
$$P'_{max} = \frac{n^2 E_m^2}{1 + (m^2 - 1) \sin^2 \frac{\sigma}{2}} \quad (5)$$

P'_{max} 的数值一般远小于 P_{max} 。这些计算都与一般光学光栅相似。

上面计算公式中的相位差 δ 的计算，按光谱仪的光路安排稍有些不同。我们采用了两种光路结构，如图二和图三所示。



图二 反射光栅光谱仪实验装置I



图三 反射光栅光谱仪实验装置II

第一种实验装置，按图二安排。在这情况下，光栅两相邻刻纹在某一方向散射波的相位差为：

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2d \sin \left(\alpha - \frac{\phi}{2} \right) \cos \frac{\phi}{2} \quad (6)$$

其中 d 是光栅两相邻刻纹之间的距离。

ϕ 是入射亚毫米波光束方向与探测器光轴方向之间的夹角。

α 是入射波方向与光栅法线方向之间的夹角。

在实验过程中，转动光栅使探测器测得极大信号 P_{max} ，这时 δ 值满足 $\delta = \pm 2m\pi$ 关系。这时 $\alpha = \alpha_m$ ，其中 m 为光栅衍射的干涉条纹的阶数。这时信号的波长 λ 与光栅转角之

间的关系为:

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin(\alpha_m - \frac{\phi}{2}) \cos \frac{\phi}{2} \quad (7)$$

或

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin(\theta_m - \theta_0) \cos \frac{\phi}{2} \quad (8)$$

其中 m 为 P_{max} 所对应的光栅衍射阶数, θ_0 为零阶衍射时光栅偏转角度读数, θ_m 为第 m 阶衍射时光栅偏转角度读数。

这种实验结构方案的优点是, 探测器可以固定不动。因而可消除因移动探测器而引起 ϕ 读数的误差。其缺点是, 由于 $\phi \neq 0$, 所以 ϕ 的测量误差对 λ 的计算值的影响比较大。特别是当 ϕ 值比较大时, ϕ 的误差对 $\cos \frac{\phi}{2}$ 的值影响更大。

我们采用的第二种实验装置, 其光路结构如图三所示。在这种光路结构中 $\phi = 0$, 这样就少了一个 ϕ 的读数, 即使入射波与衍射波之间所成的角度不是零度, 但也接近零度, 这样它的计算误差也是很小的。这种装置的另一特点是: 光栅衍射 $\pm m$ 阶的位置是相对于零阶而形成对称角度。即衍射角度形成下列关系:

$$\theta_m - \theta_0 = \theta_0 - \theta_{-m} \quad (9)$$

这样, θ_0 的值除可以通过多次测量定出外, 还可以通过式(9)来确定。应用这种装置, λ 值的计算可以用下列关系进行:

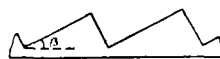
$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin(\theta_m - \theta_0) \quad (10)$$

这方案的优点是: 探测器 II 可以用作功率鉴别, 同时它的输出信号可以与探测器 I 的输出信号迭加, 以抵消信号的本底噪音和功率的漂移, 可以进一步提高测量的精度。但由于在系统中加进了一个分功率器, 因而经过光栅散射后射到探测器 I 上的功率比第一方案要小得多, 所以在这方案中, 要求探测器的探测灵敏度更高些, 或者要求入射波的功率要更大些。

对如图一(c)锯齿形刻纹光栅, 电磁波经它散射后, 各向强度不一样, 也就是有闪耀角的问题。光栅衍射条纹在某一特定方向上具有特别强的干涉条纹, 这种光栅必须满足各锯齿阶梯对电磁波反射的规律, 即入射角等于反射角。同时反射波还必须满足式(7)的衍射条件。图四是这种光栅截面的放大图形。

对于这种光栅, 闪耀波长与 β 必须满足下列方程:

$$\sin \beta = \frac{m\lambda}{2d \cos \frac{\phi}{2}} \quad (11)$$



图四 光栅刻纹的放大图形

如果采用图二的实验装置, 则最优工作波长 λ_m 和光栅刻画数据 β 之间必须满足式(11)关系。测量时, 光栅转过 α 角时探测器获得极大输出。则被测波长 λ 为:

$$m\lambda = 2d \cos \frac{\phi}{2} \sin \alpha \quad (12)$$

这里 α 和 β 不一定相等但是很相近。如果采用图三实验装置则式(11)变为:

$$\sin\beta = \frac{m\lambda}{2d} \quad (13)$$

式(12)变为:

$$m\lambda = 2d\sin\alpha \quad (14)$$

采用后一装置显然给实验工作带来不少好处。

我们采用图二的装置,用凸刻纹光栅进行了三组实验,各组将测量得的各阶干涉条纹的测量数据代入公式(8)进行计算。得波长 λ 的值,然后将各组求得的 λ 值取平均值,再用 $\lambda = 0.3366\text{mm}$ 作为标准波长值,求平均百分误差。得到结果的准确度为1.9%。应用凹刻纹光栅进行实验,得到两组数据,计算求得平均百分误差为2.9%。

我们还采用图三装置进行实验,求得用凸刻纹光栅进行测试的平均百分误差为1%,而用凹刻纹光栅的测试平均百分误差为2%。这些实验结果表明:光栅的刻画工艺对光栅测试电磁波波长的准确度有决定性作用。由式(9)和(12)可看出 λ 的准确度直接决定于 d 的精确度。另外,图三的实验装置比图二实验装置要优越些。应用这装置测量的物理量少,引进的被测的 λ 的误差也少了。图三装置中,探测器Ⅱ可作为功率监测,同时也可以将它的检测信号与探测器Ⅰ的输出相迭加,这样可以消除部份从光源来的本底噪声。这样也可以提高测量的精确度。

我们也用光栅(c)即锯齿形刻纹的光栅进行实验。(c)是一种闪烁光栅,它的设计只使第 m 阶具有最强的衍射信号。对这种光栅有下面两个问题:一是除 m 阶衍射条纹外其它阶的信号很弱,可能连 0 阶信号也很弱,因而很难准确测定。二是最强的信号是属那一阶的,需要经过估算。估算闪烁光谱的阶数 m 可由下式求得:

$$m \approx \frac{1}{\lambda} 2d\sin\beta\cos\frac{\phi}{2} \quad (15)$$

如果 0 阶信号很弱,则可以用下式由其它阶的读数推算平均求得:

$$\theta_0 = \text{tg}^{-1} \left[\frac{n\sin\theta_m - m\sin\theta_n}{n\cos\theta_m - m\cos\theta_n} \right] \quad (16)$$

应用这种光栅进行了实验,在 $50 \times 50\text{mm}^2$ 黄铜基片上刻线,闪烁角 $\beta = 40^\circ$,光栅常数 $d = 1.1\text{mm}$, $\phi = 24.78^\circ$,闪烁光谱阶数 $m = 4$ 。结果是测量 λ 的值为 $\lambda = 0.3395\text{mm}$ 与标准波长比较其误差为0.86%。

参 考 文 献

- [1] G. Chanin and J.C. Lecullier, *Infrared Phys.*, 18 (1978), 599.
- [2] E. Hecht and A. Zajac, *Optics*, Addison-Wesley publishing company, 1974.
- [3] W.W. Balwanz, *Trans. IRE. AP-3*, (1955), 151.
- [4] R.J.Coates, *Rev. Sci. Instr.*, 19 (1948), 586.
- [5] J.P.Crenn, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-27, (1979). 573.
- [6] 毋国光等编, *光学*, 人民教育出版社, 1979.

Quasi Optical Technique for Millimeter and Submillimeter Waves

Lin Yikun Qiu Bingsheng

Abstract

A reflection grating has been constructed for millimeter and submillimeter waves. A HCN laser with quartz spacers for frequency stabilization is used as submillimeter wave source which operates at the wavelength of 0.337mm and has an output power of 2 to 4.5 mw. Reflection gratings with different kinds of grooves are made. The construction and optical properties of the grating spectrometer are described. The reflection grating spectrometer is suitable for millimeter and submillimeter wavelength measurement with accuracy better than 2-3%.