

毫米波光栅谱仪分辨率的研究

刘向东 刘宏伟 袁克绪 胡克松* 陈裕涛*

(电子科技大学微波工程系, 四川, 成都, 610054)

摘要: 对具有一定入射角的波束经球面镜聚焦后焦点区域场的分布进行理论计算与实验测试, 结果表明: 在毫米波光栅谱仪 (25~100 GHz) 中大球面镜聚焦系统明显限制了频谱分辨率. 增大光栅对波束的衍射角是减小和消除这一限制的有效方法.

关键词: 毫米波, 光栅谱仪, 分辨率, 聚焦场, 积分法.

引言

频谱分辨率是远红外与毫米波光栅谱仪的重要指标之一^[1~3]. 由于毫米波光栅谱仪^[4,5]要求工作频率 (25~100 GHz) 低, 导致准光特性显著减弱, 电磁场衍射效应增强, 采用简单的几何光学法, 不能满足分析与设计要求. 为了在整个频段内保持足够的分辨率, 采用驻波相位法, 对场点直接进行球面镜上表面电流积分来分析衍射波束聚焦场的分布及接收轨道的优化设计.

分辨率测试结果表明, 这种方法较好地满足了设计要求.

1 毫米波光栅谱仪光路设计

在毫米波光栅谱仪中, 圆锥喇叭加双曲面介质透镜产生口径面等相位波束, 其电磁场的结构见文献 [6]. 为方便起见, 在进行球面镜聚焦场分析及焦点轨迹优化设计时仍把衍射波束考虑为是圆锥喇叭口径面等相位 H_{01} 模式的辐射场.

入射波与衍射波满足于光栅方程

$$k\lambda = d(\sin\alpha - \sin\beta), \quad (1)$$

式 (1) 中 α 、 β 分别为入射波的入射角和衍射波的衍射角, k 为衍射级次 (本文只讨论 $k=1$ 的情况), d 为光栅常数.

在固定入射角的情况下, 光栅一级衍射的色散方程为

本文 1991 年 9 月 4 日收到, 修改稿 1992 年 7 月 25 日收到.

* 中国工程物理研究院西南应用电子所, 四川, 成都, 610032.

$$d\beta = d\lambda / d\cos\beta. \quad (2)$$

不同角度的衍射波经球面镜聚焦后形成焦点轨迹, 在这些焦点位置上放置检波器进行检测. 光栅谱仪的光路如图 1 所示.

在以球面镜球心为圆点的球坐标 (r, θ, φ) 系中, 球面镜的聚焦场可表示为由入射波束感应的表面电流 \vec{K} 对场点 $P(r_p, \theta_p, \varphi_p)$ 的积分^[7]:

$$\vec{E} \approx \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_s R \sin\theta \frac{\vec{K}}{l_2} l^{-j(2\pi/\lambda)R(l_1+l_2)} d\theta d\varphi, \quad (3)$$

式 (3) 中

$$l_1 = \cos\theta, \quad (4)$$

$$l_2 = \{1 + r_p^2 - 2r_p[\sin\theta\sin\theta_p\cos(\varphi - \varphi_p) + \cos\theta\cos\theta_p]\}^{1/2}, \quad (5)$$

其中 l_1 、 l_2 、 r_p 均对球面镜半径 R 归一化. 而驻波条件为

$$\frac{\partial}{\partial\theta}(l_1 + l_2) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial\varphi}(l_1 + l_2) = 0, \quad (7)$$

由式 (6) 得到 $\varphi - \varphi_p = 0$, 或者 $\theta_p = \theta = 0$; 将 $\varphi - \varphi_p = 0$ 代入式 (7) 整理后有

$$\frac{\sin\theta}{r_p} = \frac{\sin(\theta - \theta_p)}{[1 + r_p^2 - 2r_p\cos(\theta - \theta_p)]^{1/2}}, \quad (8)$$

式 (8) 也可以通过几何射线法得到.

对于具有一定入射角 (对应一定的 $\alpha-\beta$) 的波束, 为了研究方便, 取其中心入射线 GS_0 的平行线 OO' 为 $\theta = 0$, 这时中心射线与波束的两边缘射线 (对应点 S_1S_2) 角度分别为 θ_0 、 θ_1 、 θ_2 . 将 θ_0 、 θ_1 、 θ_2 分别代入式 (8), 可确定该衍射波束经球面镜聚焦后焦点所在的范围 (Δr_p 、 $\Delta\theta_p$) (见图 2).

2 球面镜聚焦场

对于 $H\varphi_1$ 模 y 方向线极化场, 其磁场 h 所感应的表面电流为

$$\vec{K} = 2h(1, \theta, \varphi)[\hat{x}\cos\theta(1 - \sin^2\theta\cos^2\varphi) - \hat{y}\sin\theta\sin 2\theta\sin\varphi\cos\varphi - \hat{z}\cos\theta\sin 2\theta\cos\varphi]. \quad (9)$$

实际上我们只考虑和测试电场分量平行于 \hat{y} 方向的极化波 (平行于光栅槽道), 因此式 (3) 变为

$$E_y(r_p, \theta_p) \approx -j\frac{\omega\mu_0}{4\pi} \int_s h(1, \theta, \varphi) \frac{R}{l_2} \sin^2\theta\sin 2\theta\sin 2\varphi e^{-j(2\pi/\lambda)R(l_1+l_2)} d\theta d\varphi. \quad (10)$$

考虑到 $H\varphi_1$ 模式辐射场经一定距离传播后在 \hat{y} 方向小范围内变化不大, 因此在 φ 积分区间 (球面镜的高度) 内按 H 平面场强分布 $h(1, \theta, 0)$ 进行计算: θ 积分区间为波束两边衰减至 3dB 处.

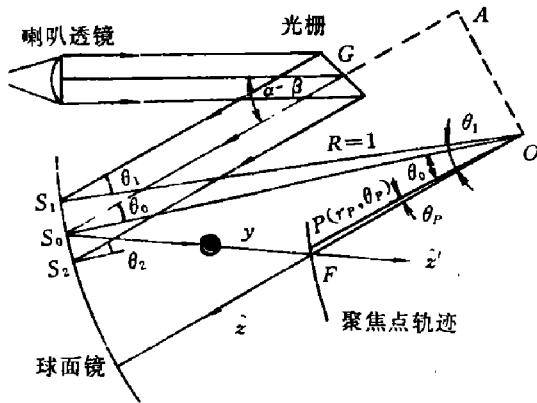


图1 光栅谱仪中毫米波束光路图
Fig. 1 Schematic optical path of millimeter beam in a grating spectrometer

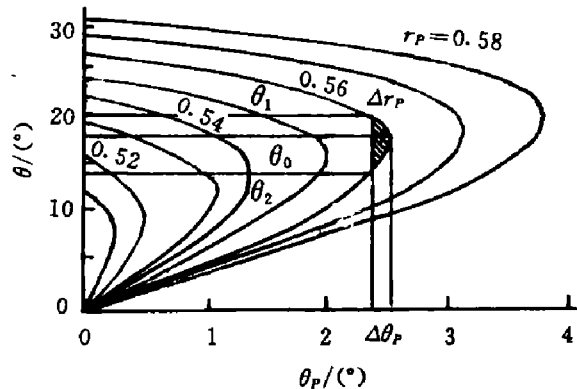


图2 球面反射镜驻波相位点
Fig. 2 Stationary phase points on spherical reflector

确定入射角 θ_0 的衍射波束焦点位置, 实际就是求解当 $\theta \in [\theta_1, \theta_2]$ 时, 最大值 $|E_y(r_p, \theta_p)|$; 从图2可以看出, $|E_y|_{\max}$ 在 $\Delta r_p \times \Delta \theta_p$ 内, 计算结果表明 $|E_y|_{\max}$ 在波束中心射线的反射线上. 因此, 采用一维准牛顿法优化寻找 $|E_y|_{\max}$ 即可. 图3为被聚焦的衍射波束典型的纵向分布, 其中 $z' = \overline{PS_0}$. 计算表明: 随着 θ_0 的减小, $|E_y|_{\max}$ 沿反射线方向前移.

在优化设计的接收轨道上, 被聚焦波束的分布当 $\theta_0 = 25^\circ$, $f = 30\text{GHz}$ 时, 3dB 宽度为 30.3mm, 对应光栅衍射角度变化值 $\Delta \beta_1 \approx 3.9^\circ$; 而 $f = 80\text{GHz}$ 时, 3dB 宽度为 12.1mm, 对应光栅衍射角度变化值 $\Delta \beta_1 \approx 1.4^\circ$. 由式(2)可知, 对于一定 $\Delta \lambda$ 或者 Δf , 只要增大衍射角 β , $\Delta \beta$ 就会增到足够大, 使球面镜聚焦的最大场点在轨道上的位移大于球面镜聚焦单色波束固有的 3dB 宽度. 这时光栅谱仪的分辨率可以认为不再受球面镜聚焦的影响.

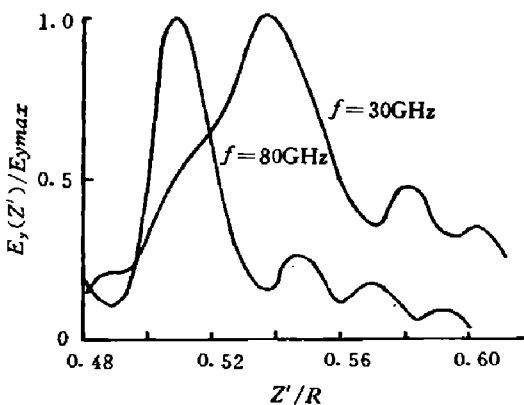


图3 沿中心反射线上典型的归一化 E_y 分布
($\theta_0 = 25^\circ$, $R = 1.5\text{m}$)
Fig. 3 Typical normalized field E_y along central reflected ray ($\theta_0 = 25^\circ$, $R = 1.5\text{m}$)

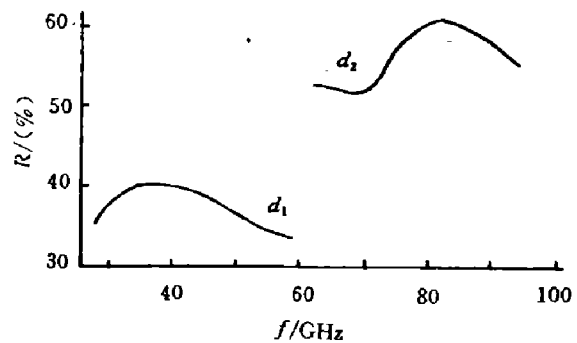


图4 分辨率随频率变化曲线
(光栅常数 $d_1 = 6.6\text{mm}$, $d_2 = 3.8\text{mm}$)
Fig. 4 Resolving power as a function of frequency for two gratings: $d_1 = 6.6\text{mm}$ and $d_2 = 3.8\text{mm}$

3 测试与结果

光栅谱仪分辨率定义为

$$R = \lambda / \Delta\lambda, \quad (11)$$

其中 λ 为所测波长, $\Delta\lambda$ 为接收到 λ 单色波的最大功率衰减 (3 dB) 所对应的上下单色波长之差. 实际测试时可近似表示为 $R \approx f/\Delta f$.

在毫米波光栅谱仪分辨率测试中, 通过口径为 130 mm 圆锥喇叭透镜, 将电场平行于光栅槽道 3~8 mm 各频段毫米波波束投射到 $300 \times 200 \text{ mm}^2$ 铝合金光栅上. 两块三角形光栅常数分别为 $d_1 = 6.6 \text{ mm}$ 和 $d_2 = 3.8 \text{ mm}$. 铝质球面反射镜半径 $R = 1.5 \text{ m}$, 宽为 90 cm, 高为 20 cm. 信号接收轨道按上述方法优化设计, 并经过了实测验证.

为了便于比较 26.5~100 GHz 各频段的分辨率, 实验时调整光栅入射角 α 在 46~70° 范围内变化, 使不同频率的衍射波束均聚焦在距离约为 20 cm 的相同轨道段. 在这段轨道上, 焦点位置与光栅衍射波束入射角度 θ 保持良好的线性. 各频段的检波系统均由 1 cm 宽正方形口径的角锥喇叭接宽带检波器构成, 考虑到衍射波束沿反射主射线方向上电场分布, 喇叭口径面距固定的轨道中心的长度随着频率增高而递减.

图 4 为毫米波光栅谱仪分辨率随频率变化的测试结果. 随频率增加, d_1 的入射角 α 从 70° 变到 46°; d_2 的入射角 α 从 52° 变到 46°.

我们在实验中发现: 使同一频率对于同一块光栅, 在 α 、 β 的取值满足光栅方程 (1) 的前提下, 改变 α 将导致图 1 中 $\alpha - \beta$ 值和射到球面镜的波束入射角 θ_0 以及反射波束在聚焦轨道的位置发生变化. 这样, 当选择聚焦轨道上不同段时, 该频率的分辨率值在约 10% 的范围内变化.

当中心频率在 30 GHz 和 80 GHz 时, 接收轨道上场强 3 dB 宽度分别为 28 mm 和 10 mm, 比按照 H_{01} 模计算值略小. 当频率 $f > 80 \text{ GHz}$ 时, 轨道上场强 3 dB 宽度小于 10 mm, 显然采用 10 mm 宽的喇叭测量 3 dB 场分布或分辨率已不精确了.

4 结论

球面镜聚焦系统本身对于不同角度的人射波束存在固有的角度分辨能力. 由本文电磁场理论分析可知: 这一结论不仅适用于毫米波段, 而且也适用于远红外波段波束横截面相对球面镜尺寸很小时的情形.

在多通道毫米波光栅谱仪中, 能够采取增大光栅衍射角 β 来消除球面镜对谱仪分辨率的限制, 使光栅衍射的分辨率占主导地位. 但是, 这项措施会导致系统衰减增大, 增加光路布局的难度. 因此, 在实际测量中, 先初步测出信号的频率范围, 然后对需要的频段再调节光栅及探测器进行精密测量.

致谢: 机电部第十研究所甘体国高级工程师对实验测试给予很大的帮助, 并进行了非常有益的讨论, 在此深表感谢.

参考文献

- 1 Kirkpatrick D A et al. *Physics Fluids*, 1989,**B1**(7):1511
- 2 Fisher J et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 1983,**54**(9):1083
- 3 Moller K D et al. *Appl. Opt.*, 1988,**27**(10):2078
- 4 Pasour J A, Schlesinger S P. *Rev. Sci. Instrum.*, 1977,**48**(10):1355
5. Bollen W M et al. *A grating spectrometer for millimeter waves, Proc. IEEE Int. Conf. on Plasma Sci.*, 1983, p.43. San Diego, CA, USA, 1983, New York
- 6 Ohtera I, Vjiic H. *Trans. IECE (Japan)*, 1975,**58B**(1):76
- 7 Hyde G. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 1968,**11**(11),646

EFFECT OF LARGE SPHERICAL REFLECTOR ON RESOLVING POWER OF GRATING SPECTROMETER

Liu Xiangdong, Liu Hongwei, Yuan Kexue, Hu Kesog*, Chen Yutan*

(Department of Microwave Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China)

Abstract: The field distributions of the focal region, where the beam with a certain incident angle is focused by the spherical reflector, are theoretically calculated and measured. The results give evidence that the focusing system of the spherical reflector in grating spectrometer for millimeter waves (25~100GHz) strongly limits its resolving power. Increasing the diffraction angles of the diffracted beam from a grating is an effective way to abate or eliminate this limit.

Key words: millimeter waves, grating spectrometer, resolving power, focal field, integration method.

* Southwest Institute of Applied Electronics, Chengdu, Sichuan 610032, China.