

狭缝衍射中的偏振效应*

谢建平 陈风华 任宝瑞 明 海

牛亚平¹⁾ 李川奇¹⁾ 大圆成夫²⁾

中国科学技术大学物理系, 合肥 230026

1) 中国科学技术大学精密机械系, 合肥 230026

2) 日本东京大学工学部, 日本东京 113

1992年12月1日收到

在狭缝的夫琅和费衍射中, 由振动平行和垂直于缝边的偏振光的衍射条纹得到的缝宽值不同. 本文介绍这种偏振效应的实验结果, 并用边界衍射波对其物理原因进行分析, 理论与实验结果符合很好.

PACC: 7730; 7820W; 4285; 4260K

一、引 言

在狭缝的夫琅和费衍射中, 测量了条纹间距 Δy , 观察距离 z 以及波长 λ , 可得到其缝宽 $a = \frac{\lambda z}{\Delta y}$. 最近我们在实验中发现, 用振动平行和垂直于缝边(分别称为 S 和 P 分量)的偏振光入射时所得缝宽实验值不相同, 二者相差达亚微米, 约比测量误差 $0.04 \mu\text{m}$ 大一个数量级. 本文首先给出这种偏振效应的实验规律, 接着用边界衍射波并计及其在金属狭缝边缘反射中的位相变化, 对此偏振效应的物理原因进行分析.

二、实验与结果

实验中的测量装置如图1所示. 光斑约为 $\phi 3 \text{ mm}$ 的 He-Ne 激光束 ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$) 入射到金属质地的狭缝上, 在缝后 1 m 远处产生夫琅和费衍射图样. 光电检测器件 CCD (OKIOPA-2048C) 放在远离零级条纹处测量衍射光强度分布. CCD 将光信号转换成电信号并经低通滤波器、放大器和 A/D 变换器后进入微机进行数据处理. CCD 驱动和具有 12 bit 分辨率的 A/D 变换器的采样频率都为 0.5 MHz . 该装置测量范围为 $20\text{--}200 \mu\text{m}$, 总不确定度小于 $0.04 \mu\text{m}$, 重复性小于 $0.011 \mu\text{m}^{[1]}$.

金属狭缝是用两块金属薄片边缘抛光、清洁后粘贴而成, 我们做了金、银、镍和铜质四种狭缝. 在实验中转动外腔式 He-Ne 激光管来改变光振动方向与缝边的夹角 ψ , 对每个振动方向 ψ 测量 8 次取平均得到缝的实验值. 图 2 是线宽为 $a = 203 \mu\text{m}$ 镍质狭缝的测量结

* 国家自然科学基金资助的课题.

果,缝宽测量值随光振动方向 ψ 呈正弦型变化. S 分量的缝宽实验值 a'_S 比 P 分量的 a'_P 大 $0.71 \mu\text{m}$. 表1是铜、金、银和镍质缝宽的实验值 $\delta a = a'_S - a'_P$. 对四种不同宽度镍缝的测量表明 δa 都约为 $0.71 \mu\text{m}$, 不随缝宽变化.

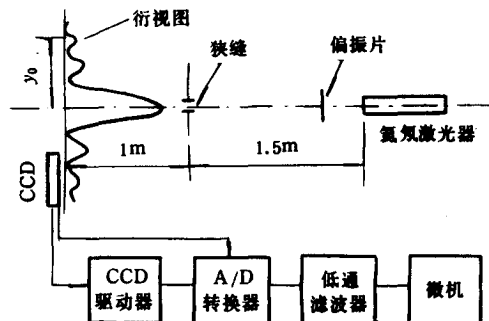
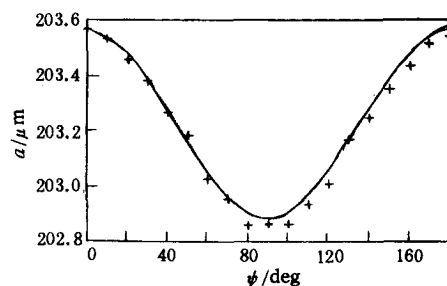


图1 狭缝衍射测量装置

图2 镍缝宽度的实验值(+)和理论值(-)随 ψ 的变化曲线表1 δa 的实验值 δa_e 和理论值 δa_t

	Ni	Cu	Au	Ag
n	3.42	0.62	0.47	0.20
$n\chi$	1.58	2.57	2.83	3.44
$\delta a_t (\mu\text{m})$	0.69	0.52	0.57	0.69
$\delta a_e (\mu\text{m})$	0.71	0.55	0.57	0.68

三、理论分析

上述实验结果表明,在高精度狭缝衍射测量中,光振动方向有较大影响. 下面用边界衍射波来分析这种偏振效应及其与金属光学性质的关系.

杨氏认为衍射图样可看成通过孔径未受干扰的几何投影光波和来源于孔边的反射或散射产生的边界衍射光波的迭加干涉而成;马吉等人给出了边界衍射波的表示式^[2]

$$u^{(d)}(p) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Gamma} \frac{e^{ik(r_1+s_1)}}{r_1 s_1} \frac{\cos(\mathbf{n}, \mathbf{s}_1)}{1 + \cos(\mathbf{r}_1, \mathbf{s}_1)} \sin(\mathbf{r}_1, d\mathbf{l}) d\mathbf{l}, \quad (1)$$

式中 $d\mathbf{l}$ 和 $d\mathbf{l}$ 为沿孔边的积分线元和其单位方向矢量; e^{ikr_1/s_1} 为孔边上一点到观察点 P 的次级衍射波, $\mathbf{s}_1$ 为其逆向单位方向矢量; e^{ikr_1/r_1} 为入射光振幅, $\mathbf{r}_1$ 为入射光方向矢量; $\mathbf{n}$ 为通过孔边的入射光线所围曲面在孔边处的法向矢量. 在本实验中(图3)振幅为 A_0 的平面波垂直入射, 则 $e^{ikr_1/r_1} = A_0$, $\mathbf{r}_1 = \mathbf{z}$, $\mathbf{n} = \mathbf{y}$ 或 $-\mathbf{y}$, 这里, $\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$ 和 $\mathbf{z}$ 为三坐标轴的单位矢量.

为分析方便,假定激光束为边长为 L 的方形,缝边平行于 $\mathbf{x}$. 由于狭缝的夫琅和费衍射图

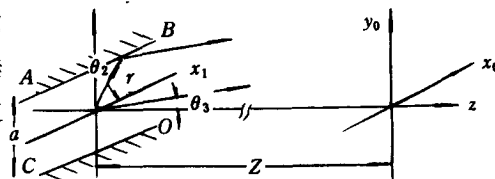


图3 狭缝衍射的光路图

由一系列平行直条纹组成,我们只关心远离零级和垂直于缝边方向上的光强度,因此可当作一维问题处理. 仿照文献[1],经推导可得到

$$u^{(d)}(y_0) \approx -\frac{A_0 e^{jkz}}{z} \text{sinc}\left(\frac{ay_0}{\lambda z}\right). \quad (2)$$

该方程与狭缝夫琅和费衍射表示式相同^[3].

入射光在缝边上反射或散射产生边界衍射波,它们将产生位相变化 $\varphi(\theta_i)$, θ_i 为入射角(见图4). 这样可以得到^[1]

$$u^{(d)}(y_0) \approx -\frac{A_0 e^{jkz}}{j\lambda z} \frac{\text{sinc}\left(\frac{\pi a y_0}{\lambda z} - \varphi(\theta_i)\right)}{\frac{\pi a y_0}{\lambda z}}. \quad (3)$$

因此,条纹间距 Δy_0 为

$$\Delta y_0 = \frac{\lambda z}{a} \left[1 + \frac{1}{\pi} \frac{\partial \varphi(\theta_i)}{\partial \theta_i} \Delta \theta_i \right], \quad (4)$$

其中 $\Delta \theta_i$ 是对应一个条纹间距的入射角之差,由图4知道, $\Delta \theta_3 = \lambda/a$, $\theta_i = \pi/2 + \theta_3/2$, 则 $\Delta \theta_i = \Delta \theta_3/2 = \lambda/2a$.

(4)式变成

$$\Delta y_0 = \frac{\lambda z}{a} \left[1 + \frac{\lambda}{2\pi a} \frac{\partial \varphi(\theta_i)}{\partial \theta_i} \right]. \quad (5)$$

缝宽测量值 α' 为

$$\alpha' = a - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi(\theta_i)}{\partial \theta_i}, \quad (6)$$

其中 $\frac{\partial \varphi(\theta_i)}{\partial \theta_i}$ 与光振动方向 ψ 和狭缝金属材料的光学性质有关.

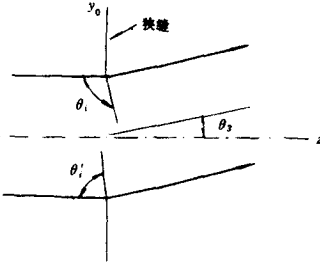


图4 入射角、衍射角示意图

当振幅为 A_0 的入射光振动方向与缝边成 ψ 角时,其 S , P 分量分别为 $A_0 \cos \psi$ 和 $A_0 \sin \psi$, 则边界衍射波分别为

$$u_S^{(d)}(y_0) = -\frac{A_0 \cos \psi e^{jkz}}{j\lambda z} \frac{\text{sinc}\left(\frac{\pi a y_0}{\lambda z} - \varphi_s(\theta_i)\right)}{\frac{\pi a y_0}{\lambda z}}, \quad (7)$$

$$u_P^{(d)}(y_0) = -\frac{A_0 \sin \psi e^{jkz}}{j\lambda z} \frac{\text{sinc}\left(\frac{\pi a y_0}{\lambda z} - \varphi_p(\theta_i)\right)}{\frac{\pi a y_0}{\lambda z}}, \quad (8)$$

其中 $\varphi_s(\theta_i)$ 和 $\varphi_p(\theta_i)$ 分别为振动平行和垂直于缝边分量的位相变化, $u_S^{(d)}(y_0)$ 和 $u_P^{(d)}(\theta_i)$ 在平行和垂直 A_0 方向上的分量为

$$u_{\parallel A_0}^{(d)}(y_0) = u_S^{(d)}(y_0) \cos \psi + u_P^{(d)}(y_0) \sin \psi, \quad (9)$$

$$u_{\perp A_0}^{(d)}(y_0) = u_S^{(d)}(y_0) \sin \psi - u_P^{(d)}(y_0) \cos \psi. \quad (10)$$

在夫琅和费衍射中光线接近 90° 入射, $\varphi_p(90^\circ)$ 和 $\varphi_s(90^\circ)$ 一般只有几度之差. 将(7), (8)式代入(10)式可得到 $u_{\perp A_0}^{(d)}(y_0) \approx 0$, 所以衍射图样主要是由 $u_{\parallel A_0}^{(d)}(y_0)$ 产生, 即观察面上的合

成光仍可看作是 A_0 方向的线偏振光. 它的暗纹位置对于 $y_0 = \frac{n\lambda z}{a}$ 有偏离, 但很小并假定为 t , 则有 $u_{A_0}^{(d)}(y_0) = 0$, 这样可得到

$$t = \frac{\lambda z}{a} [\varphi_s(\theta_i) + (\varphi_p(\theta_i) - \varphi_s(\theta_i)) \sin^2 \psi] \quad (11)$$

以及条纹周期为

$$\Delta y_0 = \frac{\lambda z}{a} \left\{ 1 + \frac{\lambda}{2\pi a} \left[\frac{\partial \varphi_s(\theta_i)}{\partial \theta_i} + \frac{\partial (\varphi_p(\theta_i) - \varphi_s(\theta_i))}{\partial \theta_i} \sin^2 \psi \right] \right\}. \quad (12)$$

相应地有

$$a' = a - \frac{\lambda}{2\pi} \left[\frac{\partial \varphi_s(\theta_i)}{\partial \theta_i} + \frac{\partial (\varphi_p(\theta_i) - \varphi_s(\theta_i))}{\partial \theta_i} \sin^2 \psi \right]. \quad (13)$$

因此, 入射光振动方向不同时缝宽的理论预计值也不同, 随 ψ 呈正弦型变化.

狭缝金属材料的光学性质是由复折射率 $\hat{n} = n + jn\kappa$ 表征, n 和 κ 为实数. 由菲涅耳界面反射公式可得到^[4]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_s(\theta_i)}{\partial \theta_i} &\approx -\frac{2n\chi \sin \theta_i}{n^2(1 + \chi^2)}, \\ \frac{\partial \varphi_p(\theta_i)}{\partial \theta_i} &\approx -\frac{2n\chi \sin \theta_i}{n^2(1 + \chi^2)} + 2n\chi \sin \theta_i. \end{aligned} \quad (14)$$

将此式代入(13)式变成

$$a' = a + \frac{\lambda}{\pi} \left[\frac{n\kappa}{n^2(1 + \chi^2)} - n\kappa \sin^2 \psi \right]. \quad (15)$$

该式为缝宽值 a' 随 ψ 变化的理论表示式, 如图2所示, 它与实验值符合得很好.

由(15)式可知, $\delta_a = a'_s - a'_p = \frac{\lambda}{\pi} n\kappa$, 它与金属复折射率的虚部 $n\kappa$ 成线性而与其实部 n 无关. δ_a 的理论值表示在表1中, 与实验值之差都在测量误差范围内, 符合得很好.

从(15)式可知, 由缝宽 a' 随 ψ 角度变化的实验曲线可以得到金属折射率的虚部 $n\kappa$ 之值. 将实验值曲线分成 $0^\circ - 90^\circ$ 和 $90^\circ - 180^\circ$ 两组, 对它们用最小二乘法拟合 $n\kappa$ 的值. 取理论值与对应的实验值差的平方和小的一组为 $n\kappa$ 之值. 由狭缝测量得到的 Ni, Cu, Au 和 Ag 的折射率虚部 $n\kappa$ 列于表2中. 为了比较也列出用表面反射方法的测量结果^[5], 其测量波长为 $0.5893 \mu\text{m}$, 本方法中为 $0.6328 \mu\text{m}$. 由表2可见, 二者相差在 0.05 之内.

表2 一些金属折射率虚部的测量值

	Ni	Cu	Au	Ag
$n\kappa$	3.43	2.62	2.78	3.43
$n\kappa^{[5]}$	3.42	2.57	2.83	3.44

上面从实验上得到了金属狭缝夫琅和费衍射中偏振效应的规律; 用边界衍射理论并计及边界衍射波在缝边反射中产生的位相变化与光振动方向 ψ 和金属光学性质有关, 恰当地解释了这种边界效应; 理论与实验二者相符.

- [1] XIE Jianping *et al*, *J. Appl. Phys.*, **69**(1991), 6899.
- [2] M. 玻恩, E. 沃耳夫著, 杨霞荪等译校, 光学原理(上册)(北京科学出版社, 1978), 587—592页.
- [3] J. W. 顾德门著, 詹达三等人译, 秦克诚校, 傅里叶光学导论(北京, 科学出版社, 1976), 70—71页.
- [4] 谢建平等人, 物理学报, **39**(11), 1990; 1830.
- [5] M. 玻恩, E. 沃耳夫著, 黄乐天等人译校, 光学原理(下册)(北京, 科学出版社, 1981), 829页.

EFFECT OF LIGHT POLARIZATION IN SLIT DIFFRACTION

XIE JIAN-PING CHEN FENG-HUA REN BAO-RUI MING HAI

NIU YA-PING¹⁾ LI CHUAN-QI¹⁾ S. OZON²⁾

Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026

1) Department of Precision Machinery, University of Science and Technology of China, Hefei 230026

*2) Department of Precision Machinery Engineering**, University of Tokyo, Tokyo 113, Japan*

(Received 1 December 1992)

ABSTRACT

In Fraunhofer diffraction of a slit, the slit widths obtained with the fringes produced by polarized light whose vibration is parallel or perpendicular to the slit edge are different. The experimental results about this polarization effect are firstly given. The physical reason of the effect is analysed with boundary diffraction wave. Good coincidence between theory and experiment is achieved.

PACC: 7730; 7820W; 4285; 4260K