

界面反射偏振像差分析

李国华 肖胜安 李继仲
(曲阜师范大学激光研究所, 曲阜 273165)

提 要

对轴外物点发出的一束光线经界面反射形成的偏振像差进行了研究, 并对两种具体情况进行了讨论。

关键词 偏振像差, 反射。

1 引 言

在一般的光学设计和成像系统中, 偏振像差问题往往被人们所忽视。通常总假设在同一波面上, 光束具有相同的振幅和偏振状态, 这种假设在两个偏振分量(s 和 p)的振幅变化, 相位变化的差异可以忽略时是适用的, 但当光束经过光学界面、多层膜、光栅等器件时^[1], 由于光束中不同光线具有不同的入射角和不同的光程, 引起在同一出射波面上不同点的出射光偏振态不一致, 产生偏振像差。它在高精度的椭圆偏振测量, 光度分析、相干测量中, 都会引起系统误差, 但这种像差研究十分复杂。本文就偏振像差的一般理论进行了探讨, 对轴外点光源发出的光束经过界面反射后的偏振像差进行了4级近似处理。

2 偏振像差的一般理论

一般地, 讨论一物坐标为 \mathbf{h} 的物点发出的一束单色光, 某一光线经过光学元件后, 从出射光瞳上某点 ρ 射出, 光学元件对该光线的作用可用琼斯 (Jones) 矩阵 $J(\mathbf{h}, \rho)$ 描述^[2]。若入射光束中各光线具有相同的偏振态, 那么出射面上各点的偏振态研究就归结为对 $J(\mathbf{h}, \rho)$ 的研究。

由于泡利 (Pauli) 矩阵 $\sigma^{(1)}$ 、 $\sigma^{(2)}$ 、 $\sigma^{(3)}$ 和单位矩阵 $\delta^{(0)}$ 构成一完备系, 因此 $J(\mathbf{h}, \rho)$ 总可以表成它们的线性迭加

$$J(\mathbf{h}, \rho) = \sum_{k=0}^3 C_k \sigma^{(k)} = \sum_{k=0}^3 A_k(\mathbf{h}, \rho) \exp[i\phi_k(\mathbf{h}, \rho)] \sigma^{(k)} \quad (1)$$

$\sigma^{(1)}$ 的本征态是电场矢量沿 x 或 y 轴的线偏光; $\sigma^{(2)}$ 的本征态是电场矢量与 x 轴成 $\pm 45^\circ$ 的线偏振光; $\sigma^{(3)}$ 的本征态是左旋和右旋圆偏振光; $\sigma^{(k)}$ ($k=1, 2, 3$) 一般都会改变入射光的偏振状态, 而单位矩阵 $\sigma^{(0)}$ 不改变入射光的偏振状态; 由此看到, $A_k(\mathbf{h}, \rho)$, $\phi_k(\mathbf{h}, \rho)$ 具有如下的物理意义:

- 1) $A_0(\mathbf{h}, \rho)$ 为非偏振光振幅透射比, $\phi_0(\mathbf{h}, \rho)$ 为出射光瞳上光波形状及位相分布.
- 2) $A_1(\mathbf{h}, \rho)$ 描述光瞳上 x, y 两偏振分量变化的不均匀, $\phi_1(\mathbf{h}, \rho)$ 描述该两分量相位变化的不均匀;
- 3) $A_2(\mathbf{h}, \rho), \phi_2(\mathbf{h}, \rho)$ 分别描述与 x 轴成 $\pm 45^\circ$ 的两偏振分量的振幅传播系数、相位变化的不均匀;
- 4) $A_3(\mathbf{h}, \rho), \phi_3(\mathbf{h}, \rho)$ 分别描述左旋与右旋圆偏振分量的振幅变化, 相位变化的不均匀.

显然, 为计算像差必须确定 $A_k(\mathbf{h}, \rho), \phi_k(\mathbf{h}, \rho) (k=0, 1, 2, 3)$.

3 轴外物点的反射偏振像差

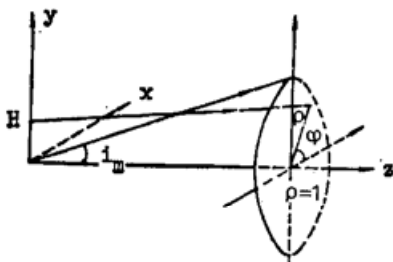


Fig. 1 Scheme of incident light on a pupil and its coordinate system

如图 1 所示, 规一化反射平面的边缘半径为 1, 记边缘光线的入射角为 i_m , 由于只考虑近轴光束, 入射光锥上各入射光线的偏振状态视为相同. 设某一单色光线从 H 点射至光瞳平面上 (ρ, φ) 处, 该光线的入射角为

$$\sin i = \tan i_m \sqrt{\rho^2 - 2\rho H \sin \varphi + H^2}. \quad (2)$$

假设入射光线和出射光线电矢量在本征坐标系 (s, p) 中的分量分别为 $E_{is}, E_{ip}; E_{os}, E_{op}$; 它们在 x, y 坐标平面上的分量分别为 $E_{ix}, E_{iy}; E_{ox}, E_{oy}$; 那么

$$\begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} = \frac{1}{A} \begin{bmatrix} \rho \sin \varphi - H & \rho \cos \varphi \\ -\rho \cos \varphi & \rho \sin \varphi - H \end{bmatrix}_R \begin{bmatrix} E_{is} \\ E_{ip} \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix} = \frac{1}{A} \begin{bmatrix} \rho \sin \varphi - H & -\rho \cos \varphi \\ -\rho \cos \varphi & -(\rho \sin \varphi - H) \end{bmatrix}_R \begin{bmatrix} E_{os} \\ E_{op} \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\begin{bmatrix} E_{os} \\ E_{op} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_s & 0 \\ 0 & r_p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{is} \\ E_{ip} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中 $A^2 = (\rho \sin \varphi - H)^2 + \rho^2 \cos^2 \varphi = \rho^2 - 2\rho H \sin \varphi + H^2$, r_s, r_p 分别代表光线电矢量 s 和 p 分量的反射系数. 于是

$$\begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix} = J(\mathbf{h}, \rho) \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{A^2} \begin{bmatrix} \rho \sin \varphi - H & -\rho \cos \varphi \\ -\rho \cos \varphi & -(\rho \sin \varphi - H) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_s & 0 \\ 0 & r_p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho \sin \varphi - H & -\rho \cos \varphi \\ \rho \cos \varphi & \rho \sin \varphi - H \end{bmatrix} \\ &= \frac{r_s - r_p}{2} \sigma^{(0)} - \frac{r_s + r_p}{2A^2} [\rho^2 (\cos 2\varphi \cdot \sigma^{(1)} + \sin 2\varphi \cdot \sigma^{(2)}) \\ &\quad + 2\rho H (\sin \varphi \cdot \sigma^{(1)} - \cos \varphi \cdot \sigma^{(2)}) - H^2 \sigma^{(1)}] \end{aligned} \quad (7)$$

对于以空气中入射到吸收介质的情况

$$n_1 = 1; N_2 = n_2 - iK_2 \quad (8)$$

r_s, r_p 的表达式为^[1]

$$r_s = \frac{\cos \vartheta - (N_2^2 - \sin^2 \vartheta)^{1/2}}{\cos \vartheta + (N_2^2 - \sin^2 \vartheta)^{1/2}}, \quad r_p = \frac{N_2 \cos \vartheta \sin(1/N_2) (N_2^2 - \sin^2 \vartheta)^{1/2}}{N_2 \cos \vartheta + (1/N_2) (N_2^2 - \sin^2 \vartheta)^{1/2}}. \quad (9)$$

在小角入射条件下, 将 r_s, r_p 展开为 ϑ 的级数, 取至 ϑ^4 , 于是得到

$$J(\mathbf{h}, \rho) = \frac{1 - N_2}{1 + N_2} \left\{ \sigma^{(0)} - \frac{\vartheta_m^2}{N_2} \nu_{(i)} [\rho^2 (\cos 2\varphi \cdot \sigma^{(1)} + \sin 2\varphi \cdot \sigma^{(2)}) + 2\rho H (\sin \varphi \sigma^{(1)} - \cos \varphi \sigma^{(2)} - H^2 \sigma^{(1)})] \right\}, \quad (10)$$

$$\nu_{(i)} = 1 + \frac{1 + N_2^2}{4N_2^2} \vartheta^2 + \frac{N_2^4 + 3}{6N_2^2(1 - N_2^2)} \vartheta^4.$$

在近轴光束情况下, $\nu_{(i)} \sim 1$, 因此像差项写成

$$\frac{\vartheta_m^2}{N_2} [\rho^2 (\cos 2\varphi \cdot \sigma^{(1)} + \sin 2\varphi \cdot \sigma^{(2)}) + 2\rho H (\sin \varphi \sigma^{(1)} - \cos \varphi \sigma^{(2)} - H^2 \sigma^{(1)})] \quad (11)$$

对于不同的介质, (11) 式中只是系数发生变化, 括号内三项不变, 因此, 类似于几何光学中的像差分析, 可以将 (11) 式中三项视为固有的三项偏振像差, 这三项作用于入射线偏光 $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ (如图 2 所示) 后, 出射光瞳上偏振态的分布如图 3~图 5 所示. 如果入射光为圆偏振光, 经它们作用后仍为圆偏振光, 但旋向反转, 振幅分布与图 3~图 5 相似.

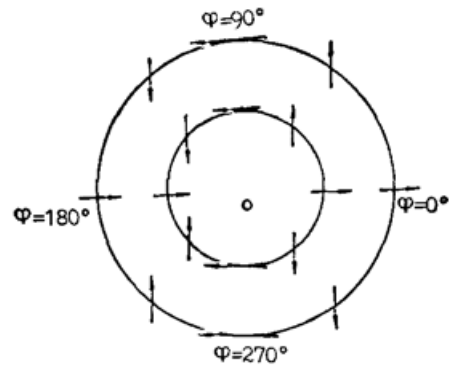
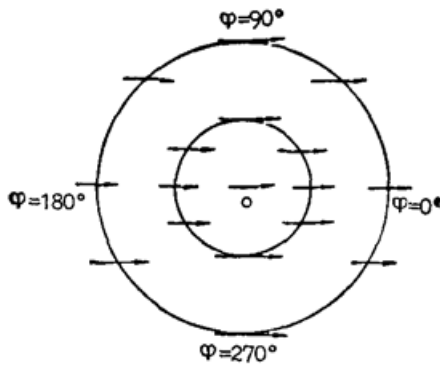


Fig. 2 Distribution of polarization states of incident light. The length of the arrow represents the amplitude of E whose direction is indicated by the arrowhead, the center of the arrow represents the position on the pupil

Fig. 3 Distribution of polarization states of emergent light affected only by $\rho^2 (\cos 2\varphi \sigma^{(1)} + \sin 2\varphi \sigma^{(2)})$, the meanings of arrow are similar with that in Fig. 2

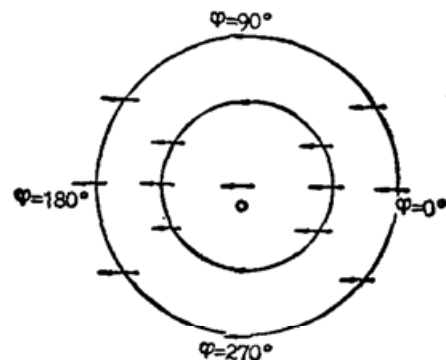
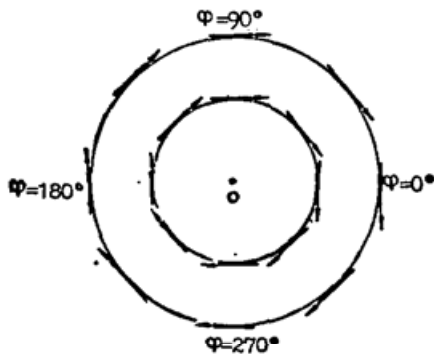


Fig. 4 Distribution of polarization states of emergent light affected only by $2\rho H (\sin \varphi \sigma^{(1)} - \cos \varphi \sigma^{(2)})$, $H = 0.5$, the meanings of arrow are similar with that in Fig. 2

Fig. 5 Distribution of polarization states of emergent light affected only by $-H^2 \sigma^{(1)}$, $H = 0.5$, the meanings of arrow are similar with that in Fig. 2

为便于说明问题,取 $i_m=10^\circ$, 讨论透明介质和吸收介质的反射偏振像差(取 $H=0.5$).

3.1 透明介质的反射偏振像差

以玻璃($N_2=1.5$)为例, 设入射光的偏振态为 $|E_i\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, 不考虑系数 $(1-N_2)/(1+N_2)$, 出射光的琼斯矢量为

$$|E_o\rangle = \begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix} = J(\mathbf{h}, \rho) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - 0.203(\rho^2 \cos 2\varphi + 2\rho H \sin \varphi - H^2) \\ -0.203(\rho^2 \sin 2\varphi - 2\rho H \cos \varphi) \end{bmatrix}. \quad (12)$$

可以看到, 出射光仍为线偏振光, 但由于出射光瞳上各点对应的入射角的不同, 其出射光电矢量的偏振光方位角不再相等, 令 $\tan \beta = E_{oy}/E_{ox}$, 可得到偏振光方位角 β 相对于 φ 角的分布, 如图 6 所示. 计算表明, 振幅传播系数之差 $\leq 4\%$.

3.2 吸收介质的偏振像差

以 Cu 膜为例, $N_2=0.72-2.46j^{[1]}$, 将 N_2 代入(10)式, 得

$$J(\rho, H) = \frac{1-N_2}{1+N_2} \{ \sigma^{(0)} - (3.5 \times 10^{-3} + 0.013j) \exp(j \cdot 0.02i^2) \\ \times [\rho^2 (\cos 2\varphi \cdot \sigma^{(1)} + \sin 2\varphi \cdot \sigma^{(2)}) + 2\rho H (\sin \varphi \cdot \sigma^{(1)} - \cos \varphi \cdot \sigma^{(2)}) - H^2 \sigma^{(1)}] \} \quad (13)$$

线偏振光 $|E_i\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ 入射后, 出射光一般为椭圆偏振光, 利用文献[3]中的计算方法, 得到出射光椭率角 ε 与出射点方位(ρ, φ)的关系用图 7 所示.

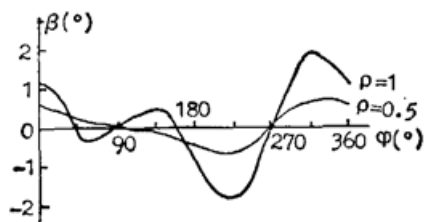


Fig. 6 Relationship between azimuth angles of emergent ray and its position on the pupil

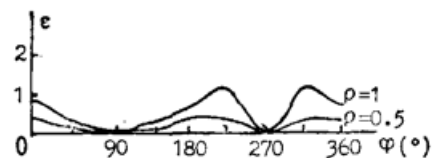


Fig. 7 Relationship between ellipticity of emergent ray and its position on the pupil

4 讨 论

1) 线偏振光经过各向同性透明介质反射后仍为线偏振光, 但不同出射点的偏振态取向及振幅产生差异: 由矢量方位角在 $\pm 1.98^\circ$ 之间变化, 振幅传播系数之差 ≤ 0.04 .

2) 由图 7 看到, 线偏振光经过吸收介质反射后, 出射光一般为椭圆偏光, 椭率角在 $0 \sim 1.3^\circ$ 之间变化.

3) 发散光束经过界面反都后, 出射光的偏振状态(振幅、取向角、椭圆率等参量)不再均匀, 偏振像差比较明显, 这在偏振测量(如消光比测量)、相干测量和成像光学是应当考虑的.

4) 本文假设入射发散光束中各光线具有完全相同的偏振状态, 这与实际情况是有差别的, 但只要能给出入射光束的偏振态分布, 利用本文的处理方法是可以近似地给出出射光的偏振状态的.

参 考 文 献

- [1] 唐晋发等. 应用薄膜光学. 上海: 上海科学技术出版社, 1984
- [2] R. C. Jones, *J. O. S. A.*, 1941, 31: 488
R. C. Jones. *J. O. S. A.*, 1956, 46: 126
- [3] R. M. A. 阿查姆等著. 椭圆偏振测量术和偏振光. 北京: 科学出版社, 1986

Analysis on polarized aberration of reflected beam from interface

LI GUOHUA XIAO SHENGAN LI JIZHONG
(Laser Institute, QuFu Normal University, QuFu 273165)

(Received 2 January 1991; revised 5 August 1991)

Abstract

The polarized aberration formed by a reflected beam from an off-axis object point is discussed in this paper, and two kinds of specific cases are analysed.

Key words polarized aberration; reflection

第一届全国分子束外延 (MBE) 和第二届全国金属有机化学气相淀和 (MOCV) 学术讨论会同时在安图县召开

由中国电子学会主持的第一届 MBE 学术会议和由中国有色金属学会主持的第二届 MOCVD 学术会议于 1991 年 8 月 21 日~24 日在吉林省长白山麓安图县召开. 会议由中国科学院长春物理研究所与半导体研究所共同承办. 来自全国 13 个省市 30 多个科研单位、高等院校及厂家的代表近 200 人参加会议; 此外, 美国 CAJON 公司及其新加坡分公司、国际上著名的 MBE 设备生产厂之一, 法国的 Riber 公司都派员参加会议, 并在会上分别作了有关产品的性能介绍.

8 月 21 日下午举行了联合开幕式, 由吉林大学刘式墉教授主持; 长春物理所金亿鑫研究员作了会议筹备过程的汇报; 接着进行大会特邀报告. 其中尤以中国科学院半导体所孔梅影研究员的报告给人留下深刻的印象. 她用精确的统计数据作依据, 回顾、叙述和分析了我国半导体工艺及其装备的发展和现状, 指出了通过 MBE 同行们的艰苦努力, 取得了不少进展, 但与国外先进水平相比, 还有不小差距. 从 22 日开始, 二个会议分别进行宣读、交流学术报告:

1. MOCVD 会议 就半导体 MOCVD 理论与实践(装备、源、工艺、技术和材料)以及用该技术生长的半导体材料研制的器件及其性能等内容, 作了近 40 篇的报告. 从报告内容知悉, 由于 MOCVD 生长技术合成 III-V 族化合物是通过 III 族金属烷基与 V 族氢化物的热解反应, 能以数个原子层的准确度生长结构, 致可生长出近于合乎人们主观愿望的优质化合物材料, 这就使人类对半导体材料的应用开拓了广阔的前景. 同时, 在 MOCVD 学术交流会场四周, 布满了由于时间所限, 来不及交流的张贴报告, 供代表阅读、讨论与交流.

2. MBE 会议 就分子束外延生长宣读了 58 篇论文, 报告涉及到 MBE 材料生长、性能研究、器件和设备的改进、研制等内容, 这次会议是对我国 1974 年以来 MBE 发展的总检阅. 与会代表认为, 面对国际上 MBE 技术正在迅速发展, 我们在这一领域必须艰苦奋斗, 迎头赶上, 形势要求加强国内学术交流活动, 商定今后每二年召开一次全国 MBE 学术会议, 并确定 1993 年的第二届全国 MBE 会议将由中国科学院物理所主办.

(黎 凤)