

角隅棱镜干涉仪中光的偏振与干涉

沃敏政 王能鹤 王之江
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

由于在角隅棱镜内的内反射, 出射光的偏振状态一般区别于入射光的偏振状态。我们找到了 Jones 2×2 变换矩阵, 附录中计算了本征椭圆偏振态, 讨论了由两块角隅棱镜组成的迈克尔逊干涉仪的各种形式, 计算了条纹的衬度与两组条纹的相移。当一个臂的光束被棱镜分为两部分, 与另一臂的光束整束相干涉时, 有可能得到 π/L 的相移, 而且干涉场的衬度可超过 90%。

一、引 言

角隅棱镜(又称四面体棱镜)具有自动准直的性质。在迈克尔逊干涉仪中若用角隅棱镜代替平面反射镜, 则对平面反射镜的调整要求变为对角隅棱镜的加工要求, 干涉仪的操作就比较方便。但是, 角隅棱镜是一个偏振元件。一束线偏振光入射到角隅棱镜, 反射回来的光是椭圆偏振光, 而且, 当入射光的位置不同以及棱镜绕入射光线转动时, 反射光的偏振状态也随之而异。因此, 角隅棱镜组成的干涉仪的干涉条纹结构与条纹对比度都随棱镜的位置与取向的不同而异。有趣的是, 如果适当布置作为迈克尔逊干涉仪的反射镜使用的两只角隅棱镜, 则干涉条纹有很高的对比度。干涉场分为两个区域, 一个区域的条纹相对于另一区域呈 $\pi/2$ 的相移。这种现象在干涉测长仪中是十分有意义的。例如, 采用四象限接收器, 便可以对条纹移动判向和进行可逆计数。因为这个位相移动是由角隅棱镜内部的全反射引起的, 而没有依靠附加的相移元件, 所以光路简单, 相移可靠和稳定。

在本文第二节中, 详细计算了角隅棱镜的偏振性质, 得到了 Jones 2×2 变换矩阵。在第三节中, 分析了用两块角隅棱镜可能组成的各种干涉仪, 讨论了这类干涉仪的调整要求和条纹性质, 对上述特定的结构, 求得了数值解, 这些结果的实验现象是一致的[注]。

二、角隅棱镜的偏振性质与变换矩阵

图 1 表示一个角隅棱镜, 以它的三条棱线为坐标轴, 则三个面的法线单位矢量为

$$\mathbf{n}_1(1, 0, 0), \mathbf{n}_2(0, 1, 0), \mathbf{n}_3(0, 0, 1). \quad (1)$$

设入射光线在棱镜内部的方向为

$$\mathbf{a}_1 = \frac{1}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}(-u, -v, -w).$$

根据反射定律的矢量形式, 反射光线为

$$\mathbf{a}' = \mathbf{a} - 2(\mathbf{n} \cdot \mathbf{a})\mathbf{n}, \quad (2)$$

这里 \mathbf{n} 为反射面的法线, 依次经过第 1, 2, 3 面反射, 各反射光线为

$$\mathbf{a}'_1 = \frac{1}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}(u, -v, -w) = \mathbf{a}_2,$$

$$\mathbf{a}'_2 = \frac{1}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}(u, v, -w) = \mathbf{a}_3,$$

$$\mathbf{a}'_3 = \frac{1}{\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}}(u, v, w).$$

可见, $\mathbf{a}'_3 = -\mathbf{a}_1$ 。这就是角隅棱镜的自准直性质。

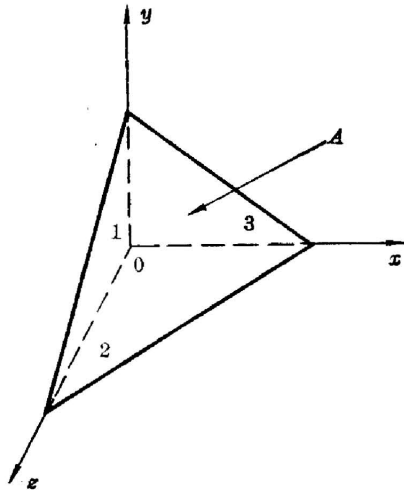


图 1

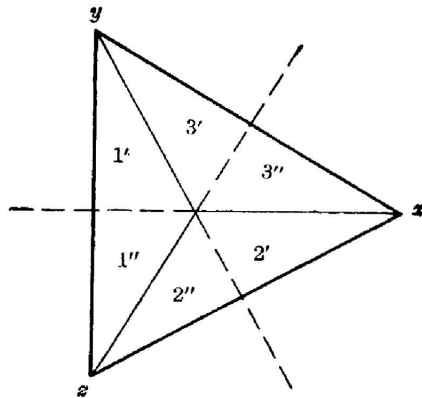


图 2

上面已经假定, 光线依次经过 1, 2, 3 面反射后离开棱镜。事实上, 入射在第一面上的光线也可能依次经过第 1, 3, 2 面后反射。究竟沿哪个次序反射, 取决于入射在第一个面上的方向与具体位置。下面以对称入射为例, 即入射光线为 $\mathbf{a}_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}(-1, -1, -1)$ 。当 \mathbf{a}_1 入射在第一面的 $1''$ 区域时, 光线经过第二面的 $2''$ 区域后进入第三面的 $3''$ 区域, 在这里沿 $\frac{1}{\sqrt{3}}(1, 1, 1)$ 方向反射。这种光线的走向记为 1-2-3。但是, 当光线入射在第一面的 $1'$ 区域内时, 光线的走向沿 $1'-3'-2'$, 最后从 $2'$ 区域中反射。

每经过一次全反射, 都要引起 \mathbf{E} 矢量的垂直于入射面的分量 E_s 与平行于入射面的分量 E_p 之间的位相差, 这正是偏振态变化的原因。各入射面的法线可用下式求得

$$\mathbf{b}_n = (\mathbf{a}_n \times \mathbf{a}'_n) / |\mathbf{a}_n \times \mathbf{a}'_n| \quad (n=1, 2, 3). \quad (3)$$

因此, 电矢量的水平分量与垂直分量为

$$\mathbf{E}_s = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{b}_n) \cdot \mathbf{b}_n, \quad \mathbf{E}_p = \mathbf{E} - \mathbf{E}_s. \quad (4)$$

(一) 计算 1-2-3 次序的反射。光线的方向为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{a}_1 &= \frac{1}{\sqrt{3}}(-1, -1, -1), \quad \mathbf{a}'_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}(1, -1, -1) = \mathbf{a}_2, \\ \mathbf{a}'_2 &= \frac{1}{\sqrt{3}}(1, 1, -1) = \mathbf{a}_3, \quad \mathbf{a}'_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}(1, 1, 1). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

各入射面的法线为

$$\mathbf{b}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, -1, 1), \quad \mathbf{b}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(1, 0, 1), \quad \mathbf{b}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(1, -1, 0). \quad (6)$$

入射光的电矢量按第一个入射面分为垂直分量 E_{1s} 和水平分量 E_{1p} 。

$$\mathbf{E}_{1s} = \frac{a}{\sqrt{2}}(0, -1, 1), \quad \mathbf{E}_{1p} = \frac{b}{\sqrt{6}}(-2, 1, 1). \quad (7)$$

若入射光是线偏振光, 则 a, b 为实数。否则, 若入射光是一个偏振的纯态, 则 a, b 为复数。先计算垂直分量, 设 $b=0$ 。 E_{1s} 经第一个面反射后得 E'_{1s} 。

$$\mathbf{E}'_{1s} = \frac{a}{\sqrt{2}} e^{i\delta_1}(0, -1, 1)。$$

这里 δ_1 为全反射引进的位相突变。 $E'_{1s} = E_2$, E_2 按第二入射面分解,

$$\mathbf{E}_{2s} = \frac{a}{2\sqrt{2}} e^{i\delta_1}(1, 0, 1), \quad \mathbf{E}_{2p} = \frac{a}{\sqrt{2}} e^{i\delta_1} \left(-\frac{1}{2}, -1, \frac{1}{2}\right)。$$

经第二次反射后得到(下面只计垂直分量与水平分量之间的位相差)

$$\mathbf{E}'_{2s} = \frac{a}{2\sqrt{2}}(1, 0, 1), \quad \mathbf{E}'_{2p} = \frac{a}{\sqrt{2}} e^{i\delta_2} \left(\frac{1}{2}, -1, -\frac{1}{2}\right),$$

其中 δ_2 是第二次反射时水平分量相对于垂直分量的位相延迟。于是

$$\mathbf{E}_2 = \frac{a}{2\sqrt{2}}(1 + e^{i\delta_2}, -2e^{i\delta_2}, 1 - e^{i\delta_2})。$$

$E_2 = E_3$, E_3 按第三个入射面分解

$$\mathbf{E}_{3s} = \frac{a}{4\sqrt{2}}(1 + 3e^{i\delta_2})(1, -1, 0), \quad \mathbf{E}_{3p} = \frac{a}{4\sqrt{2}}(1 - e^{i\delta_2})(1, 1, 2)。$$

经第三次反射后得到

$$\mathbf{E}'_{3s} = \frac{a}{4\sqrt{2}}(1 + 3e^{i\delta_2})(1, -1, 0), \quad \mathbf{E}'_{3p} = \frac{a}{4\sqrt{2}}(1 - e^{i\delta_2})e^{i\delta_3}(1, 1, 2),$$

其中 δ_3 为第三个面上全反射时水平分量相对于垂直分量的位相延迟。最后, 入射光的 a 分量经 1-2-3 次序反射后得到

$$\mathbf{E}_3^{a'} = \frac{a}{4\sqrt{2}}(1 + 3e^{i\delta_2} + e^{i(\delta_2 + \delta_3)} - e^{i\delta_3}, -1 - 3e^{i\delta_2} + e^{i(\delta_2 + \delta_3)} - e^{i\delta_3}, 2e^{i\delta_2} - 2e^{i(\delta_2 + \delta_3)})。 \quad (8)$$

经过类似的计算得到 b 分量经 1-2-3 次序反射波电矢量为

$$\mathbf{E}_3^{b'} = \frac{b}{4\sqrt{6}} e^{i\delta_1} (-3 + 3e^{i\delta_2} + 3e^{i\delta_2} + e^{i(\delta_2 + \delta_3)}, 3 - e^{i\delta_2} + 3e^{i\delta_2} + e^{i(\delta_2 + \delta_3)}, -6e^{i\delta_2} - 2e^{i(\delta_2 + \delta_3)})。 \quad (9)$$

(二)对于 1-3-2 次序反射, 通过计算可以得出

$$\mathbf{E}_2^{a'} = \frac{a}{4\sqrt{2}}(-1 - 3e^{i\delta_2} + e^{i\delta_2} - e^{i(\delta_2 + \delta_3)}, -2e^{i\delta_2} + 2e^{i(\delta_2 + \delta_3)}, 1 + 3e^{i\delta_2} + e^{i\delta_2} - e^{i(\delta_2 + \delta_3)}), \quad (10)$$

$$\mathbf{E}_2^{b'} = \frac{b}{4\sqrt{6}} e^{i\delta_1} (-3 + 3e^{i\delta_2} + 3e^{i\delta_2} + e^{i(\delta_2 + \delta_3)}, -6e^{i\delta_2} - 2e^{i(\delta_2 + \delta_3)}, 3 - 3e^{i\delta_2} + 3e^{i\delta_2} + e^{i(\delta_2 + \delta_3)})。 \quad (11)$$

全反射时 E_s 与 E_p 的相对位相差 δ 可由下式求得^[1]

$$\delta = 2 \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\cos \theta_i \sqrt{\sin^2 \theta_i - n^2}}{\sin^2 \theta_i} \right), \quad (12)$$

其中 θ_i 为入射角, n 为棱镜材料的折射率。在对称入射的情况, 各个面上的入射角相等, 因为

$$\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}_1 = \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{n}_2 = \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{n}_3 = -\frac{1}{\sqrt{3}}。$$

于是, $\delta_1 = \delta_2 = \delta_3 = \delta$ 。这样(8)~(11)式成为

$$\mathbf{E}_3^{a'} = \frac{a}{4\sqrt{2}} (1 + 2e^{i\delta} + e^{2i\delta}, -1 - 4e^{i\delta} + e^{2i\delta}, 2e^{i\delta} - 2e^{2i\delta}), \quad (8')$$

$$\mathbf{E}_3^{b'} = \frac{be^{i\delta}}{4\sqrt{6}} (-3 + 6e^{i\delta} + e^{2i\delta}, 3 + e^{2i\delta}, -6e^{i\delta} - 2e^{2i\delta}), \quad (9')$$

$$\mathbf{E}_2^{a'} = \frac{a}{4\sqrt{2}} (-1 - 2e^{i\delta} - e^{2i\delta}, -2e^{i\delta} + 2e^{2i\delta}, 1 + 4e^{i\delta} - e^{2i\delta}), \quad (10')$$

$$\mathbf{E}_2^{b'} = \frac{b}{4\sqrt{6}} e^{i\delta} (-3 + 6e^{i\delta} + e^{2i\delta}, -6e^{i\delta} - 2e^{2i\delta}, 3 + e^{2i\delta})。 \quad (11')$$

以上运算都是在棱线坐标系中进行的。但从整个干涉仪来说, 建立光线坐标系是方便的。设光线坐标系的 z' 轴与光线传播的方向一致, x' 轴位于光线与 x 轴组成的平面内。这两个坐标系之间的变换关系为

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 2 & -1 & -1 \\ 0 & \sqrt{3} & -\sqrt{3} \\ \sqrt{2} & \sqrt{2} & \sqrt{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}。 \quad (13)$$

在光线坐标系中, 入射光的电矢量用 Jones 矢量^[2]表示为

$$\mathbf{E} = (-b, -a),$$

而反射光的电矢量 (8)'~(11)' 式变换为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_3^{a'} &= a(L, K, 0), & \mathbf{E}_3^{b'} &= be^{i\delta}(P, L, 0), \\ \mathbf{E}_2^{a'} &= a(-L, K, 0), & \mathbf{E}_2^{b'} &= be^{i\delta}(P, -L, 0), \end{aligned}$$

其中 L, K, P 为

$$L = \frac{\sqrt{3}}{8} (1 + 2e^{i\delta} + e^{2i\delta}), \quad (14)$$

$$K = \frac{1}{8} (-1 - 6e^{i\delta} + 3e^{2i\delta}), \quad (15)$$

$$P = \frac{1}{8} (-3 + 6e^{i\delta} + e^{2i\delta})。 \quad (16)$$

若反射光也用 Jones 矢量表示, 则

$$\mathbf{E}_3' = - \begin{pmatrix} e^{i\delta}P & L \\ e^{i\delta}L & K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -b \\ -a \end{pmatrix}, \quad (17)$$

$$\mathbf{E}_2' = - \begin{pmatrix} e^{i\delta}P & -L \\ -e^{i\delta}L & K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -b \\ -a \end{pmatrix}。 \quad (18)$$

于是, 在对称入射的情况下, 角隅棱镜的 2×2 Jones 变换矩阵为

$$\mathbf{J}_{1-2-3} = - \begin{pmatrix} e^{i\delta}P & L \\ e^{i\delta}L & K \end{pmatrix}, \quad (19)$$

$$J_{1-3-2} = - \begin{pmatrix} e^{i\theta} P & -L \\ -e^{i\theta} L & K \end{pmatrix} \quad (20)$$

这里 L, K, P 的值由(14)~(16)决定。有了上述变换矩阵之后,我们不必去计算角隅棱镜内部的复杂过程,而把角隅棱镜看作一个偏振系统。

三、角隅棱镜干涉仪及其条纹结构

根据以上分析可知,当一束偏振光入射到角隅棱镜的顶点上时,反射回来的光将分为六块(见图 2),各个区域的偏振状态是不同的。这样,在两块角隅棱镜组成的干涉仪中可能出现复杂的干涉花样。一般在由角隅棱镜组成的干涉仪中,让入射光不通过棱镜顶点,反射光与入射光对称地位于顶点两侧。图 3 表示一个典型的光路图。光源 S 是单横模与单纵模的 He-Ne 激光器,它发出的平面偏振光被分束器 B 分为两束,分别射到角隅棱镜 C_1 和 C_2 。 P 为观察屏。光楔 W 的作用是使干涉条纹有适当的周期,使之便于观察。通过顶点 O_1 和 O_2 分别作与光线 AA_1, AA_2 平行的直线 $O_1O'_1$ 和 $O_2O'_2$ 。

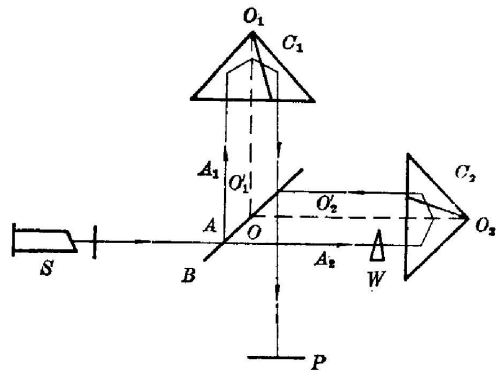


图 3

为了确保从 C_1 和 C_2 反射回来的光束在观察屏 P 上重迭, $O_1O'_1$ 和 $O_2O'_2$ 必须相交于分束器 B 上某点 O ,即要求 $O_1O'_1$ 和 $O_2O'_2$ 位于与平面 AA_1A_2 互相平行的一个平面内。可见,角隅棱镜组成的干涉仪仍然有严格的调整要求。

除了棱镜顶点位置必须严格调整以外,棱镜还可以绕平行于光线的轴 O_1O, O_2O 转动。如果限制光束的大小等于图 2 中六个区域的一个(即 60°),并且要求光束或者整束按一个反射次序行动(顺时针或逆时针),或者光束的一半按顺时针次序反射,另一半按逆时针次序反射,不允许有其它分割方式,那末棱镜可以旋转四种不同方位,每次转动 30° 。这是因为角隅棱镜具有 C_3, \bar{C}_3 对称性(转动 120° 恢复原位)。因此,两块棱镜可能有 16 种组合方式。

如果要求光束在一只棱镜中整束反射,在另一只棱镜中分为相等面积的两部分,那么,干涉仪可能有四种结构方式,如图 4 所示。

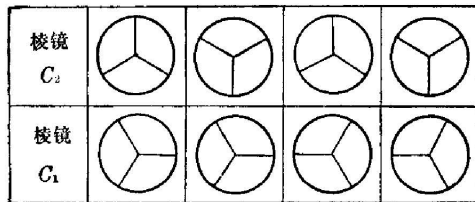


图 4

从反射光的偏振状态看,上述 16 种干涉仪可以分为三类: 第一类,如果棱镜 C_1, C_2 的方位一致,光的反射次序也一致,反射回来的光的偏振状态也一致,我们称之为同态干涉; 第二类干涉仪

中,光束在两只棱镜中都整束反射,但是在 C_1 和 C_2 中沿相反次序走向。这类干涉仪的干涉条纹的衬度较低。上面两类干涉仪都不会呈现两组相互有位相差的条纹。图 4 表示的是第三类干涉仪,这是我们感兴趣的。此外,图 4 中 C_1 的第二,第三棱镜组成的干涉仪,也有两组互相叉开的条纹。

以图 4 最左边一组结构为例,按照(17)和(18)式计算从棱镜 C_1 反射回来光的电矢量为

$$\mathbf{E}_1^I = (E_{x_1}^I \exp(i\phi_{x_1}), E_{y_1}^I \exp(i\phi_{y_1})), \quad (21)$$

$$\mathbf{E}_2^I = (E_{x_2}^I \exp(i\phi_{x_2}), E_{y_2}^I \exp(i\phi_{y_2})), \quad (22)$$

其中 E_1^I 表示第一块棱镜反射的上半部分光束的电矢量, E_2^I 表示第一块棱镜反射的下半部分光束的电矢量。用(17)和(18)式计算第二块棱镜 C_2 的反射光的电矢量时,应该注意光线坐标相对于棱镜 C_1 转过 90° , 这是第二节中光线坐标的选取规则决定的。设 E^{II} 为

$$\mathbf{E}^{II} = (E_x^{II} \exp(i\phi_x + W), E_y^{II} \exp(i\phi_y + W)), \quad (23)$$

根据迭加原理,上半部光强 I_1 和下半部光强 I_2 为

$$I_1 = U_{x_1} + U_{y_1} + M_1 \cos(\theta_1 - W), \quad (24)$$

$$I_2 = U_{x_2} + U_{y_2} + M_2 \cos(\theta_2 - W), \quad (25)$$

其中

$$U_{x_1} = |E_{x_1}^I|^2 + |E_{x_1}^{II}|^2, \quad U_{y_1} = |E_{y_1}^I|^2 + |E_{y_1}^{II}|^2,$$

$$U_{x_2} = |E_{x_2}^I|^2 + |E_{x_2}^{II}|^2, \quad U_{y_2} = |E_{y_2}^I|^2 + |E_{y_2}^{II}|^2,$$

$$M_1 = 2\sqrt{(E_{x_1}^I E_{x_1}^{II})^2 + (E_{y_1}^I E_{y_1}^{II})^2 + E_{x_1}^I E_{x_1}^{II} E_{y_1}^I E_{y_1}^{II} \cos(\psi_{x_1} - \psi_{y_1})},$$

$$M_2 = 2\sqrt{(E_{x_2}^I E_{x_2}^{II})^2 + (E_{y_2}^I E_{y_2}^{II})^2 + E_{x_2}^I E_{x_2}^{II} E_{y_2}^I E_{y_2}^{II} \cos(\psi_{x_2} - \psi_{y_2})},$$

$$\psi_{x_1} = \phi_{x_1} - \phi_x, \quad \psi_{y_1} = \phi_{y_1} - \phi_y,$$

$$\psi_{x_2} = \phi_{x_2} - \phi_x, \quad \psi_{y_2} = \phi_{y_2} - \phi_y,$$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{E_{x_1}^I E_{x_1}^{II} \sin \psi_{x_1} + E_{y_1}^I E_{y_1}^{II} \sin \psi_{y_1}}{E_{x_1}^I E_{x_1}^{II} \cos \psi_{x_1} + E_{y_1}^I E_{y_1}^{II} \cos \psi_{y_1}},$$

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{E_{x_2}^I E_{x_2}^{II} \sin \psi_{x_2} + E_{y_2}^I E_{y_2}^{II} \sin \psi_{y_2}}{E_{x_2}^I E_{x_2}^{II} \cos \psi_{x_2} + E_{y_2}^I E_{y_2}^{II} \cos \psi_{y_2}}.$$

从(24)和(25)式可知,两个部分干涉条纹的衬度分别为

$$C_1 = \frac{M_1}{U_{x_1} + U_{y_1}}, \quad C_2 = \frac{M_2}{U_{x_2} + U_{y_2}},$$

两个部分干涉条纹的相对移动为

$$\Delta\varphi = \theta_1 - \theta_2.$$

我们对可能的干涉组态,用电子计算机计算了干涉条纹的衬度与相对位相差。在计算过程中,取 $n = 1.514$ (K_9 玻璃),对于图 4 左边的一组结构,计算结果如图 5 所示。横坐标表示入射的线偏振光的电矢量方向相对于干涉仪平面的夹角,纵坐标 C_1, C_2 表示两个区域的干涉条纹的衬度,最下面的曲线表示上、下两部分条纹的相对移动(以角度表示)。当入射光的电矢量方向与干涉仪平面成 45° 时对应于坐标位置,整个干涉场的条纹衬度超过 85%, 条纹相互之间有 88° 相移。这些结果与实验现象都是符合的。

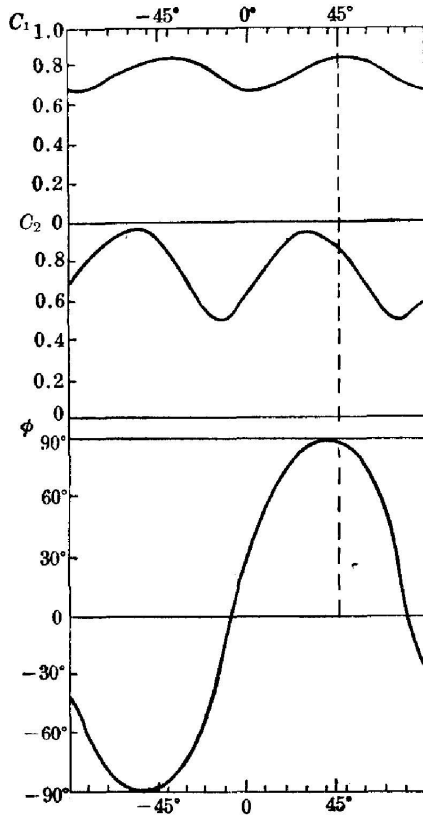


图 5

【注】这个实验现象是由中国科学院光电所陈国勋同志发现并提供给作者的。后来,作者之一沃敏政又与陈国勋同志一起把上述理论分析与实验进行了比较,实验结果与理论符合得很好。

附 录

从角隅棱镜的 Jones 变换矩阵(19)和(20)式, 我们可以找到角隅棱镜在对称入射条件下的本征偏振态。

(一) 设 1-2-3 反射次序的本征态为 $E = (E_x, E_y)^T$, 则

$$-\begin{pmatrix} e^{i\theta}P & L \\ e^{i\theta}L & K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad (\text{A1})$$

其中 λ 为本征值,

$$\lambda_{1,2}^{1-2-3} = -\frac{1}{2} (K + e^{i\theta}P) \mp \frac{1}{2} \sqrt{e^{i2\theta}P^2 + (4L^2 - 2PK)e^{i\theta} + K^2}, \quad (\text{A2})$$

因此, 1-2-3 反射次序的两个本征态为

$$E_I^{1-2-3} = C \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{1}{2} (e^{i\theta}P - K - \sqrt{e^{i2\theta}P^2 + (4L^2 - 2PK)e^{i\theta} + K^2})/L \end{pmatrix}, \quad (\text{A3})$$

$$E_{II}^{1-2-3} = C \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{1}{2} (e^{i\theta}P - K + \sqrt{e^{i2\theta}P^2 + (4L^2 - 2PK)e^{i\theta} + K^2})/L \end{pmatrix}, \quad (\text{A4})$$

其中 C 为归一化常数。

(二) 同样, 设 1-3-2 反射次序的本征态为 $E = (E_x, E_y)^T$, 则

$$-\begin{pmatrix} e^{i\theta}P & -L \\ -e^{i\theta}L & K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad (\text{A5})$$

1-3-2 反射次序的本征值与 1-2-3 反射次序的本征值相等,

$$\lambda_{1,2}^{1-3-2} = \lambda_{1,2}^{1-2-3}, \quad (\text{A6})$$

1-3-2 反射次序的两个本征态为

$$E_I^{1-3-2} = C \begin{pmatrix} 1 \\ (e^{i\theta}P - K - \sqrt{e^{i2\theta}P^2 + (4L^2 - 2PK)e^{i\theta} + K^2})/2L \end{pmatrix}, \quad (\text{A7})$$

$$E_{II}^{1-3-2} = C \begin{pmatrix} 1 \\ (e^{i\theta}P - K + \sqrt{e^{i2\theta}P^2 + (4L^2 - 2PK)e^{i\theta} + K^2})/2L \end{pmatrix}, \quad (\text{A8})$$

比较(A3)、(A4)与(A7)、(A8), 可以看出 1-2-3 反射次序的本征偏振椭圆与 1-3-2 反射次序的本征偏振椭圆关于 x 轴是对称的。

(三) 取 $n = 1.514$, 则本征椭圆偏振态的数值解为

$$E_I^{1-2-3} = \frac{1}{1.842} \begin{pmatrix} 1 \\ 2.682 e^{i0.4027} \end{pmatrix}, \quad (\text{A9})$$

$$E_{II}^{1-2-3} = \frac{1}{3.0756} \begin{pmatrix} 1 \\ 3.902 e^{i3.663} \end{pmatrix}, \quad (\text{A10})$$

$$E_I^{1-3-2} = \frac{1}{1.8419} \begin{pmatrix} 1 \\ 2.682 e^{-i2.6789} \end{pmatrix}, \quad (\text{A11})$$

$$E_{II}^{1-3-2} = \frac{1}{3.0756} \begin{pmatrix} 1 \\ 3.902 e^{-i0.5217} \end{pmatrix}, \quad (\text{A12})$$

参 考 文 献

- [1] M. 玻恩, E. 沃耳夫著;《光学原理》(上册)(杨葭荪等译), (科学出版社 1978), p. 75.
[2] P. S. Theocaris; *Optik*, 1980, **55**, No. 2 (Mar), 141.

Polarization and interference in Michelson interferometer consisted of two corner-prisms

WO MINGZHEN WANG NENGHE AND WANG ZHILJANG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 5 January 1981)

Abstract

The Jones 2×2 matrix of the corner prisms is found. Various forms of the Michelson interferometer consisted of two corners are discussed. In the case that the beam in one arm passes through the edge of a corner and the beam in another arm does not pass through any edges of another corner, the interferometric field is divided into two parts. The phase difference between these two parts is $\pi/2$ and the fringes contrast in the whole field is over 90%.