

# Brewster起偏器用于球面波的偏振性能分析

肖胜安 李国华 李继仲

(曲阜师范大学激光研究所, 曲阜)

**摘要:** 本文利用电磁场理论研究了球面波通过Brewster起偏器时出射光的偏振态分布, 发现该起偏器只在一条特殊线上对球面波完全起偏。对分析曲面波经过Brewster起偏器的偏振象差具有一定的意义。

## Analysis on property of Brewster polarizer for spherical wave

Xia Shengan, Li Guohua, Li Jizhong

(Laser Institute, Qufu Normal University)

**Abstract:** By means of electromagnetic theory of light, this paper analyses the polarization state distribution of emergent light while the spherical wave front of the light is reflected by a Brewster polarizer. We find the device is not perfect, except in a special line. The result is useful for studying polarization aberration of Brewster polarizer in non-plane wave.

### 一、引 言

Brewster起偏器是红外波段最常用的一种起偏器件, 它的起偏性能通常是对平面光波  
 .....  
 难点之一, 它不仅要解决超快速时间响应, 而且应在一定灵敏度要求下解决测量动态范围内的线性度和改善信噪比的问题。目前我们的工作仍在探索深入之中, 然而它的研制不仅对激光测量非线性光学有重要推动作用, 而且对于激光化学, 激光生物学均有较大的应用价值。

### 参 考 文 献

- [1] 鹿儿岛诚一, 大林康二, 田村正平 *et al.* 固体物理, 1971; 6 (7): 420
- [2] 南茂夫, 内田照雄, 藤田茂. 应用物理, 1968; 37 (1): 34
- [3] Buden M G, Georghion S. Rev Scien Instrum, 1976; 47: 314
- [4] Jain R K, Lind R C. J O S A, 1983; 73 (5): 647

\*

\*

\*

作者简介: 施懿范, 女, 1942年出生。工程师。现从事电子线路工作。

庄大奎, 男, 1941年出生。副研究员。现从事非线性光学工作。

收稿日期: 1991年10月14日。

收到修改稿日期: 1992年1月6日。

(准直光束以Brewster角入射)而言,但在实际应用中,入射波面多是曲面,这时Brewster起偏器的性能将发生相应的变化。

由于对曲面波入射的情况数学处理十分复杂,这方面的研究和报导尚属鲜见。本文以球面入射波为例,将球面波视为许多平面波的迭加<sup>[1,2]</sup>,利用Fourier光学原理对它经过Brewster起偏器反射后的出射光偏振态进行了分析,对Brewster起偏器用于球面波的非完善性进行了研究。

### 二、平面波经过界面反射后的偏振性能

设平面波的传播方向矢为 $\vec{k}(p, q, m)$ ,  $p, q, m$ 分别为其在 $x, y, z$ 轴上的方向余弦,它们满足

$$p^2 + q^2 + m^2 = 1 \quad (1)$$

因此 $\vec{k}$ 可由 $p, q$ 两个独立参量描述。

设 $\vec{N}$ 为界面法线的单位矢(见附图),那么垂直于入射面的单位矢为

$$\vec{e}_i = \frac{\vec{k} \times \vec{N}}{\sqrt{1 - (\vec{k} \cdot \vec{N})^2}} = \frac{\vec{k} \times \vec{N}}{\sin\theta} \quad (2)$$

式中,  $\theta$ 为光线的入射角,平行于入射面且与 $\vec{k}$ 垂直的单位矢为

$$\vec{e}_i = \vec{k} \times \vec{e} = -\frac{\cos\theta}{\sin\theta} \vec{k} + \vec{N} \quad (3)$$

反射波方向矢 $\vec{k}_r$ 为

$$\vec{k}_r = \vec{k} + 2\cos\theta \vec{N} \quad (4)$$

相应的 $\vec{e}'_i, \vec{e}'_r$ 由(2), (3)式的类似表达式给出。

用 $\vec{u}(p, q, z)$ 表示传播方向为 $\vec{k}(p, q, m)$ ,与界面交点为 $r$ 处的电场,其相应的反射场为

$$\vec{u}_r(p, q, z) = (r_{\parallel} \vec{e}'_i \vec{e}'_i + r_{\perp} \vec{e}'_i \vec{e}_i) \cdot \vec{u}(p, q, z) \quad (5)$$

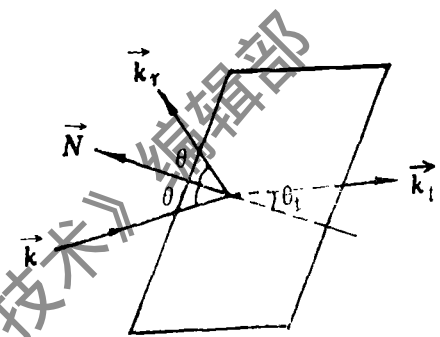
$r_{\parallel}, r_{\perp}$ 为Fresnel反射系数<sup>[3]</sup>:

$$r_{\parallel} = \frac{n_2 \cos\theta - n_1 \cos\theta_i}{n_2 \cos\theta + n_1 \cos\theta_i} \quad (6)$$

$$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos\theta - n_2 \cos\theta_i}{n_1 \cos\theta + n_2 \cos\theta_i} \quad (7)$$

### 三、球面波的平面波谱

假设源电流密度为 $\vec{J}(x, y)$ ,那么空间任一点的电场矢量为<sup>[1]</sup>



附图  $\vec{k}_r, \vec{k}_i$ 与 $\vec{k}, \vec{N}$ 的关系示意图

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z) = \eta \iiint_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \hat{x} \left[ \frac{pq}{m} G_x(p, q) + \frac{1-p^2}{m} G_y(p, q) \right] \right. \\ \left. - \hat{y} \left[ \frac{1-q^2}{m} G_x(p, q) + \frac{pq}{m} G_y(p, q) \right] \right. \\ \left. + \hat{z} \left[ qG_x(p, q) - pG_y(p, q) \right] \right\} \\ \cdot \exp[-jk(px + qy + mz)] dpdq \end{aligned} \quad (8)$$

式中, 
$$G_x(p, q) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} H_{0x}(x, y) \exp[jk(px + qy)] dx dy \quad (9)$$

$$G_y(p, q) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} H_{0y}(x, y) \exp[jk(px + qy)] dx dy \quad (10)$$

$$\eta = \sqrt{u/\epsilon} \quad (11)$$

$\vec{H}_0(x, y)$  为源平面上的磁场矢

如果电流源在垂直于法线  $\vec{N}$  的平面上分布, 那么

$$\vec{J} = \vec{N} \times \vec{H} \quad (12)$$

若 
$$\vec{J}(x, y) = J_x(x, y) \hat{x} + J_y(x, y) \hat{y} \quad (13)$$

则 
$$\vec{H}_0(x, y) = -J_y(x, y) \hat{x} + J_x(x, y) \hat{y} \quad (14)$$

(8) 式的Fourier变换为

$$\vec{u}(p, q, z) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(x, y, z) \exp[jk(p'x + q'y)] dx dy \quad (15)$$

考虑球面波的情况, 假设电流源在  $(x_0, y_0, 0)$  处

$$\vec{J}_x(x, y) = \hat{x} J_x(x, y) = \hat{x} \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \quad (16)$$

于是 
$$\vec{H}_0(x, y) = \hat{y} \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \quad (17)$$

$$G_x(p, q) = 0 \quad (18)$$

$$G_y(p, q) = \frac{1}{\lambda^2} \exp[-jk(px_0 + qy_0)] \quad (19)$$

代入 (8) 式, (15) 式得

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z) = C_1 \iint_{-\infty}^{+\infty} \left[ (1-p^2) \hat{x} - pq \hat{y} - pm \hat{z} \right] \frac{\exp(-jkmz)}{m} \\ \cdot \exp\left\{-jk[p(x-x_0) + q(y-y_0)]\right\} dpdq \end{aligned} \quad (20)$$

$$\vec{u}(p, q, z) = \frac{\exp(-jkmz)}{m} \left[ \hat{x}(1-p^2) - \hat{y}pq - z\hat{p}m \right] \exp \left[ jk(px_0 + qy_0) \right] \quad (21)$$

#### 四、Brewster起偏器的起偏特性

先考虑平行分量, 按(5)式

$$\vec{u}'_i = r_i \vec{e}'_i \vec{e}_i \cdot \vec{u}(p, q, z) \quad (22)$$

选 $\vec{N}$ 为z轴, 即 $\vec{N} = (0, 0, -1)$ , 利用(21)式, 得到

$$\vec{e}_i \cdot \vec{u}(p, q, z) = \frac{\exp(-jkmz)}{m} \exp \left[ jk(px_0 + qy_0) \right] \frac{-mp}{\sin\theta} \quad (23)$$

$$\sin\theta = \sqrt{1-m^2} \quad (24)$$

在实际光路中, 通常利用光阑来限制入射光束, 使入射角很接近Brewster角, 设光阑对光场的作用可用一光阑函数 $a(p, q)$ 表示

$$\text{取} \quad p = p_B + \Delta p \quad (25)$$

$$q = q_B + \Delta q \quad (26)$$

$$m = m_B + \Delta m \quad (27)$$

$$\theta = \theta_B + \Delta\theta \quad (28)$$

$p_B, q_B, m_B$ 表示与Brewster角相对应的波矢的各方向余弦数,  $\theta_B$ 为Brewster角。

在略除2阶因子( $\Delta p^2, \Delta q^2, \Delta m^2, \Delta p, \Delta q$ 等)的条件下, 得到

$$\sin\Delta\theta = \frac{1}{\sin\theta_B} \left( \frac{p_B}{m_B} \Delta p + \frac{q_B}{m_B} \Delta q \right) \quad (29)$$

将 $r_i$ 展开为 $\Delta\theta$ 的级数得

$$\begin{aligned} r_i &= \frac{n_2 \sin\theta_B + (n_1^3/n_2^3)(\sin 2\theta_B / \cos\theta_B t)}{n_2 \sin\theta_B + n_1 \cos\theta_B t} \sin\Delta\theta \\ &= C_B \left( \frac{p_B}{m_B} \Delta p + \frac{q_B}{m_B} \Delta q \right) \end{aligned} \quad (30)$$

将(30), (23)代入(22)式, 得到

$$\begin{aligned} u'_i(p', q', z) &= C'_B \left( \frac{p_B}{m_B} \Delta p + \frac{q_B}{m_B} \Delta q \right) \cdot \frac{\exp(-jkmz)}{m} \\ &\quad \exp \left[ jk(px_0 + qy_0) \right] \end{aligned} \quad (31)$$

考虑到光阑因子, 得到其FT变换为

$$E_i(x, y, z) = C'_B \iint_{-\infty}^{+\infty} a(p, q) \left( \frac{p_B}{m_B} \Delta p + \frac{q_B}{m_B} \Delta q \right) \cdot \frac{\exp(-jkmz)}{m}$$

$$\cdot \exp\left\{-jk\left[p(x-x_0)+q(y-y_0)\right]\right\} dpdq \quad (32)$$

写成卷积形式

$$E_{\perp}(x, y, z) = \frac{C_B' \exp(-jkr)}{r} * \iint_{-\infty}^{+\infty} a(p, q) \left( \frac{p_B}{m_B} \Delta p + \frac{q_B}{m_B} \Delta q \right) \cdot \exp\left\{-jk\left[p(x-x_0)+q(y-y_0)\right]\right\} dpdq \quad (33)$$

$$r^2 = (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2 \quad (34)$$

将(33)式写成 $\Delta p \cdot \Delta q$ 的积分形式

$$E_{\perp}(x, y, z) = \frac{C_B'' \exp(-jkr)}{r} * \iint_{-\infty}^{+\infty} a(\Delta p, \Delta q) \left( \frac{p_B}{m} \Delta p + \frac{q_B}{m} \Delta q \right) \cdot \exp\left\{-jk\left[\Delta p(x-x_0)+\Delta q(y-y_0)\right]\right\} d\Delta p \cdot d\Delta q \quad (35)$$

$$C_B'' = C_B' \exp\left\{-jk\left[p_B(x-x_0)+q_B(y-y_0)\right]\right\} \quad (36)$$

设光阑为一圆孔, 其光阑函数可写成

$$a(\Delta p, \Delta q) = \begin{cases} 1 & \Delta p^2 + \Delta q^2 \leq p^2 \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (37)$$

代入(35)式得(假设 $\rho$ 很小)

$$E_{\perp}(x, y, z) = C_B'' \left[ \frac{p_B}{m_B} (x-x_0) + \frac{q_B}{m_B} (y-y_0) \right] \frac{\exp(-jkr)}{r^2} \left(-jk - \frac{1}{r}\right) \quad (38)$$

由上式看到, 反射光场中各点 $E_{\perp}$ 一般不为零, 即Brewster起偏器在这些点不能完全起偏, 但当

$$p_B(x-x_0) + q_B(y-y_0) = 0 \quad (39)$$

即在满足该方程的直线上,  $E_{\perp}(x, y, z) = 0$ , 即该直线上所有点的出射光都为线偏光。

利用相同的步骤, 可以求出 $E_{\parallel}(x, y, z)$ , 限于篇幅, 本文不做详细推导。

## 五、结 论

1. 从(38)式看到, 在出射面上, 一般地 $E_{\perp}(x, y, z) \neq 0$ , 因此, 即使对平面波能完全起偏的Brewster起偏器, 对球面波也不能完全起偏, 虽然在远场、近轴条件下 $E_{\perp}(x, y, z) \sim 0$ , 但在偏振干涉仪、高精度显微镜等光学系统设计中, 这一因素是不可忽视的。

因此, 在高精度的光学设计中, 针对不同的入射波面, 设计与其相匹配的起偏器是有必要的。

2. 我们曾利用几何光学与矩阵方法对界面反射的偏振象差进行过分析<sup>[4]</sup>, 利用文献[4]的结果对本文的情况进行处理, 发现结论是一致的。

3. 本文利用电磁场理论和Fourier变换, 将球面波视为平面波的迭加来处理, 与实际情

况更加迫近,对进一步分析光学元件用于曲面波的偏振象差具有一定的作用。

### 参 考 文 献

- [1] Clemmow P C. The plane wave spectrum representation of electromagnetic fields. London: Pergamon, 1966; 156~179
- [2] Clarke R H, Brown J. Diffraction theory and antennas. New York: Ellishorwood, 1980; 135~150
- [3] 玻恩 M, 沃耳夫 E 著. 光学原理(上). 北京: 科学出版社, 1985; 62
- [4] 李国华, 肖胜安, 李继仲. 界面反射偏振象差分析. 光学学报(待发表)

\* \* \*

作者简介: 肖胜安, 男, 1965年11月出生。硕士。现从事偏光应用理论和偏光技术的研究工作。

收稿日期: 1992年3月31日。 收到修改稿日期: 1992年4月23日。

· 简 讯 ·

## 超快和宽带光参量振荡器使CLEO'92会议的 与会者受到鼓舞

据总联合主席A. Johnson说,在CLEO'92会议征文邮寄截止日后提交的89篇论文中,仅收到了30篇。CLEO委员会认为在所提交的这些论文当中,被认为是最重要的有两篇:一篇是Cornell大学(纽约州伊萨卡)W. S. Pelouch及其同事的“一种高重复率飞秒光参量振荡器(OPO)”,另一篇是Strathclyde大学(格拉斯哥,苏格兰)A. Robertson及其合作者的“在从650nm到2.7 $\mu$ m可调谐波段上产生皮秒的四色LBO(三硼酸锂)光参量振荡器”。有关OPO更详细的信息,请见L F World第165页。

另一值得注意的激光发展动向是美国电话电报贝尔实验室(Breinigsville, 宾夕法尼亚州)R. A. Morgan和其他人所描述的高功率低压相位耦合8 $\times$ 8阵列竖腔表面发射的激光器。有关竖腔激光阵列评述,请见L F World第217页。

研究者E. Molv与在LETI公司和CEA-CNRS中心(格勒诺布尔,法国)工作的其他人,报导了使用电子微型枪泵浦可见波长半导体激光器。这种新型泵浦方法将提供小型激光系统。电子微型枪实际上是超小型阴极射线管,它也可用于LETI公司研制的显示器中(请见第30页)。

译自L F World, 1992; 28 (5): 9 邹福清 译 邹声荣 校

### 本刊编辑部敬告读者

邮局收订报刊日期将到,请注意办理1993年《激光技术》的订阅手续,1993年本刊仍由全国各地邮局发行。邮发代号62-74。