

文章编号: 0253-2239(2006)12-1852-5

# 任意偏振态光束全反射时的侧向和横向位移<sup>\*</sup>

周惠玲<sup>1</sup> 陈 玺<sup>1</sup> 李春芳<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> 上海大学理学院物理系, 上海 200444  
<sup>2</sup> 中国科学院西安光机所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

**摘要:** 光束在电介质界面发生全反射时, 实际反射光束会在入射面内相对于几何反射光束产生一侧向位移, 在垂直于入射面的方向产生一横向位移。利用改进的能流法研究了任意偏振态光束发生全反射时的侧向和横向位移特性。研究表明, 侧向位移的大小与入射光束的两组成部分——TE 和 TM 偏振光的相位差无关, 而与两组分的光强比密切相关, 且该位移可以表示为 TE 和 TM 偏振光束各自的位移按光强的加权平均。横向位移的大小不仅与入射光束两组分的光强比相关, 还与组分的相位差密切相关。另外, 反射光束不仅在椭圆偏振态入射的情况下会产生横向位移, 而且在 TE 和 TM 偏振态之外的其他线偏振态入射时, 也会产生横向位移。

**关键词:** 物理光学; 光束位移; 能流法; 偏振

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

## Lateral and Transverse Shift of Arbitrarily Polarized Beam in Total Internal Reflection

Zhou Huiling<sup>1</sup> Chen Xi<sup>1</sup> Li Chunfang<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> Department of Physics, College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444  
<sup>2</sup> State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068)

**Abstract:** The totally reflected beam by a dielectric interface actually exhibits a lateral shift from the position of geometric reflection in the plane of incidence, and a transverse shift normal to the plane of incidence. The lateral and transverse shift of an arbitrarily polarized beam is investigated by the improved energy flux method. It is shown that the lateral shift is independent of the phase difference of the TE and TM components of the incident beam, but closely associated with the light intensity of the two components, and its form can be expressed as weighed average of the shifts of the TE and TM polarized beam in accordance with their light intensity. The transverse shift is not only dependent on the light intensity of the two components, but also closely associated with the phase difference of the components. Besides, whether the incident beam is elliptically polarized or linearly polarized (with polarization state other than TE or TM), the reflected beam will exhibit a transverse shift.

**Key words:** physical optics; beam shift; energy flux method; polarization

### 1 引 言

光束在两种电介质界面发生全反射时, 实际反射光束会在入射面内相对于几何反射光束产生一侧向位移, 这种现象由 F. Goos 和 H. Hänchen<sup>[1]</sup> 于 1947 年率先在实验中发现, 通常称为 GH 位移。同时, 全反射的光束还会在垂直于入射面的方向产生一横向位移, 这一现象由 F. I. Fedorov 在 1955 年

首先提出<sup>[2]</sup>, 又于 1972 年被 C. Imbert 在实验中所证实<sup>[3]</sup>, 故称为 IF 效应<sup>[4]</sup>。

一直以来, 侧向位移及光束反射的其他非镜面效应<sup>[5]</sup> 受到了广泛的关注, 对该问题的研究已扩展到了部分反射的情况<sup>[6~10]</sup>。研究侧向位移最重要的两种方法是稳态相位法<sup>[11~13]</sup> 和能流法<sup>[3, 14~16]</sup>。其中, 稳态相位法更是被广泛应用于解决部分反射

\* 国家自然科学基金(60377025, 60407007)、上海市教委基金(04AC99)、上海市青年科技启明星跟踪计划(03QMH1405)、上海市科委基础研究重点项目(04JC14036)和上海市重点学科(T0104)资助课题。

作者简介: 周惠玲(1981~), 女, 江苏常州人, 上海大学理学院物理系无线电物理专业硕士研究生, 主要从事微结构中有  
限光束传播特性的研究。E-mail: zhouhl@yindatech.com

收稿日期: 2005-12-05; 收到修改稿日期: 2006-04-10

的侧向位移问题<sup>[8~10]</sup>。能流法,由于其计算结果跟稳态相位法不一致,其合理性受到了一定质疑<sup>[17]</sup>。

1983年,K. Yasumoto等<sup>[18]</sup>对原来的能流法进行了修正,使得两种方法求出的侧向位移得到了很好的统一<sup>[19,20]</sup>。我们知道,稳态相位法只能计算TE或TM偏振态光束全反射时的侧向位移,无法讨论任意偏振态光束全反射时的侧向位移,而另一方面,利用原来的能流法求出的TE和TM偏振光束全反射时的侧向位移又与稳态相位法的结果不一致,因此,我们将采用改进的能流法来研究任意偏振态光束全反射时的侧向位移。

由于横向位移的产生对入射光束的偏振态有一定要求,TE或TM偏振的全反射光束不会产生横向位移,故稳态相位法不适合用来研究横向位移,能流法则可以应用于TE和TM偏振态之外的光束,因而是研究横向位移时较常采用的方法。另外,以前通常认为<sup>[12,15]</sup>,只有圆偏振或椭圆偏振光束才会在全反射时产生横向位移,但仔细分析表明,除TE和TM以外的任意线偏振光束在全反射时也会产生横向位移。

本文中,我们将采用改进的能流法对任意偏振态光束全反射时的侧向和横向位移进行系统的研究。我们发现,当入射光束是任意偏振态时,反射光束侧向位移的大小与入射光束的两组成部分,即TE和TM偏振光束的相位差无关,而与两组分的光强比密切相关,且该位移可以表示为TE和TM偏振光束各自的位移按光强的加权平均。而横向位移的大小不仅与入射光束TE和TM组分的光强比相关,还与两组分的相位差密切相关。研究表明,全反射光束不仅在椭圆偏振态入射的情况下会产生横向位移,而且在TE和TM偏振态之外的其他线偏振态入射时,也会产生横向位移。

## 2 能流法及改进的能流法

光束入射到光密介质1与光疏介质2的界面上,如图1所示,介质的折射率分别为 $n_1$ 和 $n_2$ ,且 $n_1 > n_2$ 。当入射角 $i_1$ 满足 $\sin i_1 > \arcsin(n_2/n_1)$ 时,光束发生全反射,反射光束相对于几何反射光束而言,在入射面内产生了一段位移 $l_z$ ,同时在垂直于界面的方向也产生了位移 $l_y$ 。

根据能流法的理论<sup>[3,14]</sup>,位移的产生是由介质2中的消逝场能流引起的。假定入射光束是有限平面波,在入射面内和垂直于入射面的方向都有一定入射宽度。当入射光束发生全反射时,光束的一部分能流

进入介质2,沿界面传播一段距离后,再返回介质1中。这部分能流就是产生侧向和横向位移的原因。

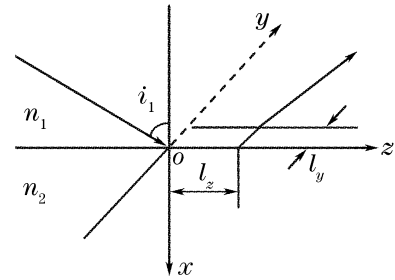


图1 光束在电介质 $n_1$ 与 $n_2$ 的界面上发生全反射  
Fig. 1 Schematic diagram of a beam totally reflected by a dielectric interface. The refractive indices of the media are  $n_1$  and  $n_2$

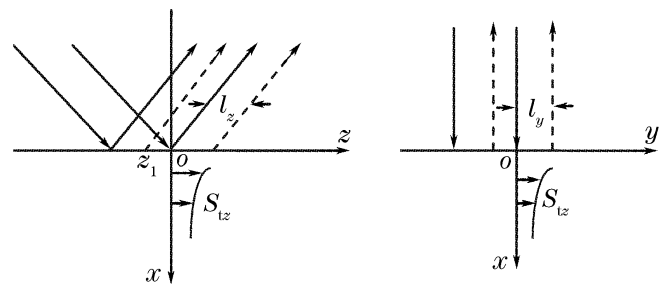


图2 (a)光束在 $xoz$ 平面内的投影,(b)光束在 $xoy$ 平面内的投影

Fig. 2 (a) Projection of the beams in plane  $xoz$ ,  
(b) projection of the beams in plane  $xoy$

将入射光束和反射光束分别投影到 $xoz$ 和 $xoy$ 平面,如图2所示。在 $xoz$ 平面内[图2(a)],反射光束(虚线)相对于几何反射光束(实线)产生了位移 $l_z$ ,这段位移中光束的能流应是介质2中沿 $z$ 方向的消逝场能流转化而来的,该部分能流的作用相当于将入射光束中的能流经介质2转移到介质1中,同时产生位移 $l_z$ 。

由能流法可知,透射光束沿 $z$ 方向的能流应与出射光束中宽度为 $l_z$ 的那部分能流相等:

$$S_{rx} \cdot l_z = \int_0^{+\infty} S_{tz} dz, \quad (1)$$

其中 $S_{rx}$ 为反射光束沿负 $x$ 方向的能流密度, $S_{tz}$ 为透射光束沿 $z$ 方向的能流密度。

对横向位移也可类似分析。在 $xoy$ 平面内[图2(b)],反射光束(虚线)沿 $y$ 轴产生位移 $l_y$ ,该位移中对应的能流应是由介质2中沿 $y$ 方向的能流转化而来的,即

$$S_{rx} \cdot l_y = \int_0^{+\infty} S_{ty} dx, \quad (2)$$

其中 $S_{ty}$ 为透射光束沿 $y$ 方向的能流密度。

K. Yasumoto 等<sup>[18]</sup>提出的改进能流法与原能流法<sup>[14]</sup>不同的是,在介质 1 中入射光束与反射光束的重叠区域,入射光束与反射光束的干涉,会对沿界面的能流产生影响,该干涉能流可通过对重叠区域能流密度的积分取平均求得,表示为

$$P_{\text{irz}} = \lim_{\sigma \rightarrow \infty} \int_{z_1}^{\sigma} p_{\text{irz}} dz / (\sigma - z_1), \quad (3)$$

其中  $p_{\text{irz}} = \int_{x(z)}^0 S_{\text{irz}} dx$ ,  $S_{\text{irz}}$  表示沿  $z$  方向传播的干涉能流密度,积分下限  $x$  是  $z$  的函数,则侧向位移由两部分组成,可表示为

$$l_z = \left( \int_0^{+\infty} S_{\text{tz}} dx + P_{\text{irz}} \right) / S_{\text{rz}}, \quad (4)$$

由于入射光束与反射光束在  $xy$  平面内相互平行,对横向位移而言,两种能流法所得的结果是一致的。

### 3 任意偏振态光束全反射时的侧向和横向位移

由于任意偏振态的光束可以由两束相互垂直的线偏振光叠加而成,这里,将入射、反射和透射光束表示成 TE 和 TM 偏振光的叠加,它们的电场可分别表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i &= \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] [E_1 \exp(i\delta_1) \mathbf{y} + E_2 \exp(i\delta_2) (\sin i_1 \mathbf{x} - \cos i_1 \mathbf{z})], \\ \mathbf{E}_r &= \exp[i(-k_x x + k_z z - \omega t)] [r_1 E_1 \exp(i\delta_1) \mathbf{y} + r_2 E_2 \exp(i\delta_2) (\sin i_1 \mathbf{x} + \cos i_1 \mathbf{z})], \\ \mathbf{E}_t &= \exp[i(k_{tx} x + k_{tz} z - \omega t)] [t_1 E_1 \exp(i\delta_1) \mathbf{y} + t_2 E_2 \exp(i\delta_2) (\sin i_2 \mathbf{x} - \cos i_2 \mathbf{z})], \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $i_1, i_2$  分别表示光束的入射角和折射角,  $\mathbf{k}, \mathbf{k}_t$  分别为光束在介质 1 和 2 中的波矢,  $k_x = k \cos i_1$ ,  $k_z = k_{tz} = k \sin i_1$ ,  $k_{tx} = k_t \cos i_2$ 。  $E_1, E_2$  分别表示 TE 和 TM 偏振光的电场振幅,  $\delta_1, \delta_2$  为各电场的初相位,  $r_1, t_1$  和  $r_2, t_2$  表示 TE 和 TM 偏振光对应的反射和透射系数。

入射、反射和透射光束的磁场可由  $\mathbf{H} = \mathbf{k} \times \mathbf{E} / \eta_i$  ( $i = 1, 2$ ) 获得,其中  $\eta_1 = \sqrt{\mu_1 / \epsilon_1}$ ,  $\eta_2 = \sqrt{\mu_2 / \epsilon_2}$ ,  $\mu_1, \epsilon_1$  和  $\mu_2, \epsilon_2$  分别为两种介质的磁导率和电容率。  $r_1, r_2$  和  $t_1, t_2$  可根据电场和磁场沿界面的连续性条件解得。为表达方便起见,定义  $n = n_1 / n_2$ ,  $\eta = \eta_1 / \eta_2$ ,  $\epsilon = \epsilon_1 / \epsilon_2$ ,  $\mu = \mu_1 / \mu_2$ 。当光束入射角大于临界角  $\arcsin(n_2 / n_1)$  时,令  $\cos i_2 = i \sqrt{(\sin i_2)^2 - 1} = i \sqrt{(n \sin i_1)^2 - 1} = i\kappa$ , 此时反射系数可分别表示为

$$r_1 = \exp(-2i\alpha), \quad r_2 = \exp(-2i\beta), \quad (6)$$

其中  $\tan \alpha = \frac{\eta\kappa}{\cos i_1}$ ,  $\tan \beta = \frac{\kappa}{\eta \cos i_1}$ 。透射系数分别表示为

$$t_1 = \frac{2 \cos i_1}{\cos i_1 + i\kappa \eta} = |t_1| \exp(-i\alpha), \quad t_2 = \frac{2 \cos i_1}{\eta \cos i_1 + i\kappa} = |t_2| \exp(-i\beta), \quad (7)$$

由  $\mathbf{S} = \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) / 2$  可得反射和透射光束的能流密度  $\mathbf{S}_r$  和  $\mathbf{S}_t$ ,

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_r &= -x \frac{1}{2} (E_1^2 + E_2^2) \cos i_1 / \eta_1 + z \frac{1}{2} (E_1^2 + E_2^2) \sin i_1 / \eta_1, \\ \mathbf{S}_t &= \exp(-2k_t \kappa x) [y |t_1^* t_2| \kappa E_1 E_2 \sin(\beta - \alpha + \Delta) \sin i_2 / \eta_2 + \\ &\quad z (E_1^2 |t_1|^2 + E_2^2 |t_2|^2) \sin i_2 / (2\eta_2)], \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $\Delta = \delta_1 - \delta_2$ 。可见,透射光束沿  $z$  方向和  $y$  方向都产生了能流,因此,反射光束在两个方向都会产生位移。

#### 3.1 侧向位移

透射光束沿  $z$  方向的能流密度  $S_{\text{tz}}$ 、反射光束沿负  $x$  方向的能流密度  $S_{\text{rx}}$  可由(8)式得到。入射光束与反射光束的干涉能流密度可根据  $\mathbf{S}_{\text{ir}} = \text{Re}(\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_r^* + \mathbf{E}_r \times \mathbf{H}_i^*) / 2$  求得<sup>[18]</sup>, 又由(3)式,可得干涉能流,

$$P_{\text{irz}} = \frac{\sin i_1}{2\eta_1 k_x} (E_1^2 \sin 2\alpha + E_2^2 \sin 2\beta), \quad (9)$$

则根据(4)式,可得任意偏振光束侧向位移的表达式:

$$l_z = \frac{2(n^2 - 1) \tan i_1}{\kappa k_t (E_1^2 + E_2^2)} \left[ \frac{\mu E_1^2}{(n \cos i_1)^2 + (\mu \kappa)^2} + \frac{\epsilon E_2^2}{(n \cos i_1)^2 + (\epsilon \kappa)^2} \right], \quad (10)$$

$E_2=0$  时,由上式可得 TE 偏振光束的侧向位移如下:

$$l_{zTE} = \frac{2(n^2 - 1)\mu \tan i_1}{\kappa k_i [(n \cos i_1)^2 + (\mu \kappa)^2]}, \quad (11)$$

相应地,  $E_1=0$  时,可得 TM 偏振光束的侧向位移如下:

$$l_{zTM} = \frac{2(n^2 - 1)\epsilon \tan i_1}{\kappa k_i [(n \cos i_1)^2 + (\epsilon \kappa)^2]}, \quad (12)$$

这样,任意偏振光束的侧向位移可表示为

$$l_z = (E_1^2 l_{zTE} + E_2^2 l_{zTM}) / (E_1^2 + E_2^2). \quad (13)$$

由(11)式~(13)式可见,TE、TM 偏振光束的侧向位移与其自身的光强无关,而任意偏振态光束的侧向位移却与两种偏振光组分的光强比密切相关,是两组分各自的位移按光强加权平均的结果,该结果与两组分的相位差无关。当  $E_1 = E_2$  时,有  $l_z = (l_{zTE} + l_{zTM})/2$ 。图 3 给出了当  $E_1 = E_2$  时反射光束的侧向位移随入射角的变化关系。其中  $n_1 = 1.605, n_2 = 1$ 。此时反射光束的侧向位移刚好是 TE 和 TM 偏振光束位移的平均值。

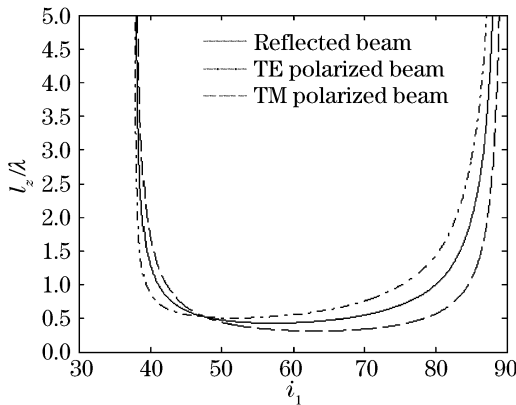


图 3  $E_1 = E_2$  时,反射光束侧向位移  $l_z$  随入射角  $i_1$  [大于临界角  $\arcsin(n_2/n_1)$ ] 的变化关系

Fig. 3 Dependence of the lateral shift of arbitrarily polarized beam  $l_z$  on the angle of incidence  $i_1$  when  $E_1 = E_2$  and  $i_1$  is supposed to be larger than the critical reflection angle

由于任意偏振态光束全反射时的侧向位移与 TE 和 TM 偏振光组分的相位差无关,因此,无论入射光束是线偏振光还是椭圆偏振光,只要两组分的光强之比相等,反射光束的侧向位移就相等。

### 3.2 横向位移

透射光束沿  $y$  方向的能流密度  $S_{ty}$  由(8)式给出。又由(2)式,可计算出横向 IF 位移的表达式:

$$l_y = \frac{\mu E_1 E_2 |t_1^* t_2| \sin(\beta - \alpha + \Delta)}{2k_i (E_1^2 + E_2^2)} \tan i_1, \quad (14)$$

可见  $l_y$  的大小与  $E_1$  和  $E_2$  的比值,及  $\Delta$  密切相关。

#### 3.2.1 入射光束两组分光强之比对位移的影响

由于  $E_1 E_2 / (E_1^2 + E_2^2) \leq 1/2$ ,故

$$l_y \leq \frac{\mu |t_1^* t_2| \sin(\beta - \alpha + \Delta)}{4k_i} \tan i_1, \quad (15)$$

在其他条件不变的情况下,当  $E_1 = E_2$  时,  $l_y$  取最大值。

#### 3.2.2 入射光束分量间的相位差对位移的影响

首先,当  $\Delta = \pm \pi/2$  时,即左旋正椭圆偏振光和右旋正椭圆偏振光以同一角度入射时,反射光束的横向位移大小相等,方向相反。图 4 给出了当  $E_2 = E_1, \Delta = \pm \pi/2$  时反射光束横向位移的大小随入射角的变化关系,可见,若左旋和右旋圆偏振光以相同角度入射,则反射光束产生大小相同、方向相反的横向位移。这与实验结果<sup>[3,12,15]</sup>一致。

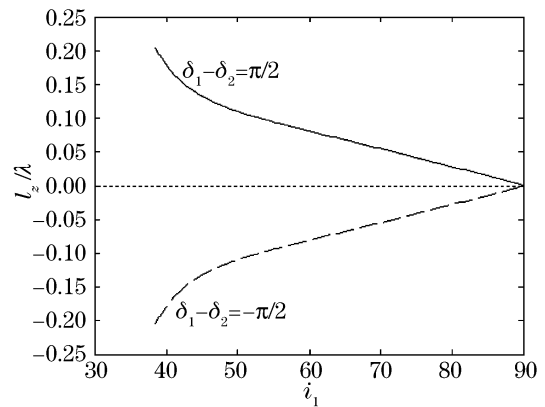


图 4 当  $E_1 = E_2, \delta_1 - \delta_2 = \pi/2$  (实线)和  $-\pi/2$  (虚线)时,横向位移  $l_y$  随入射角  $i_1$  的变化关系

Fig. 4 Dependence of the transverse shift  $l_y$  on the angle of incidence  $i_1$  when  $E_1 = E_2, \delta_1 - \delta_2 = \pi/2$  (solid curve) and  $-\pi/2$  (dashed curve)

其次,入射光束是圆偏振光并不对应反射光束横向位移的最大值,只有当  $E_1 = E_2$ ,且

$$\beta - \alpha + \Delta = (\delta_1 - \alpha) - (\delta_2 - \beta) = \pm \pi/2 \quad (16)$$

时,反射光束的横向位移才取得极值,显然此时对应的入射光束是椭圆偏振光束。有文献指出<sup>[3]</sup>,此时对应的透射光束是圆偏振光。我们知道,透射光束的偏振态是由透射光束的电场分量  $t_1 E_1 \exp(\delta_1)$  和  $t_2 E_2 \exp(\delta_2)$  的振幅及两者之间的相位差  $\beta - \alpha + \Delta$  决定的。由(16)式可知,当  $E_1 = E_2$ ,且透射光束的相位差为  $\pm \pi/2$  时,横向位移取得极值,但由于  $|t_1| \neq |t_2|$ ,透射光束两振幅分量不相等,故此时对应的透射光束是正椭圆偏振光,而非圆偏振光。

最后,当  $\Delta = 0$  或  $\pi$ ,且  $E_1$  和  $E_2$  均不为零时,由于入射光束的电场或磁场方向不是垂直于入射面,而是与入射面有一斜夹角,横向位移不为 0。只有在  $E_1$  和  $E_2$  中有一个为零,即入射光束是 TE 或

TM 偏振光时,横向位移才为零。

## 4 讨论和结论

由图 3 和图 4 也可以看出,侧向位移的大小约为波长数量级,横向位移则更小,如果入射光束是可见光,在实验上较难进行单次测量,故一般采用多次反射增大位移<sup>[1,3]</sup>的方法,也可以在微波段<sup>[12]</sup>进行测量。利用各种不同结构中的共振增强效应来增大位移也是常见的方法<sup>[9,21~23]</sup>。

近年来,位置敏感探测器(PSD)<sup>[15,16,22]</sup>的运用,使测量可见光单次反射的侧向和横向位移成为可能。到目前为止,实验上研究 TE、TM 偏振态之外的光束侧向位移的工作很少,1977 年, J. J. Cowan 等<sup>[12]</sup>利用微波实验研究了其他偏振态光束的侧向位移,但没有给出精确的测量结果。因此,如果在实验上利用位置敏感探测器能够测量任意偏振态入射光束的反射位移,就可以很好地检验以上的理论结果。

本文中,我们利用改进的能流方法研究了任意偏振态光束入射到电介质界面发生全反射时的侧向和横向位移。研究表明,反射光束侧向位移的大小与入射光束中 TE 和 TM 偏振光组分的相位差无关,而与两组分的光强比密切相关。该位移可以表示为两组分各自的侧向位移按光强的加权平均。横向位移的大小不仅与入射光束 TE 和 TM 组分的光强比相关,还与两组分的相位差密切相关,且光束不仅在椭圆偏振态入射时,而且在斜线偏振态(TE 和 TM 偏振态之外的其他线偏振态)入射时,反射光束也会产生横向位移。我们对任意偏振态光束全反射时位移现象的系统研究,不仅对实验上测量任意偏振态光束的位移具有指导作用,而且能为进一步深入了解光束在其他结构,如全反射薄膜增强结构中的位移行为提供启示。

## 参 考 文 献

- 1 F. Goos, H. Hänchen. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion[J]. *Ann. Physik*, 1947, **6**(1): 333~346
- 2 F. I. Fedorov. Theory of total reflection[J]. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 1955, **105**: 465~468
- 3 C. Imbert. Calculation and experimental proof of the transverse shift induced by total internal reflection of a circularly polarized beam[J]. *Phys. Rev. D*, 1972, **5**(4): 787~796
- 4 Li Chunfang, Zhang Jiyue, Duan Tao *et al.*. Nonlinear Imbert-Fedorov effect for reflective light beam[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(2): 203~205 (in Chinese)  
李春芳,张纪岳,段 弢等. 反射光束的非线性伊姆伯特-费多罗

- 夫效应[J]. *中国激光*, 2006, **33**(2): 203~205
- 5 Zhang Jiyue, Li Chunfang, Yang Xiaoyan. Some novel phenomena of finite beams of light in total internal reflection[J]. *Physics*, 2004, **33**(10): 722~727 (in Chinese)  
张纪岳,李春芳,杨晓燕. 光束反射中的若干新奇现象[J]. *物理*, 2004, **33**(10): 722~727
- 6 R. P. Riesz, R. Simon. Reflection of a Gaussian beam from a dielectric slab[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1985, **2**(11): 1809~1817
- 7 C. W. Hsue, T. Tamir. Lateral displacement and distortion of beams incident upon a transmitting-layer configuration[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1985, **2**(6): 978~987
- 8 Chun-Fang Li. Negative lateral shift of a light beam transmitted through a dielectric slab and interaction of boundary effects[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(13): 133903
- 9 Chun-Fang Li, Qi Wang. Prediction of simultaneously large and opposite generalized Goos-Hänchen shifts for TE and TM light beams in an asymmetric double-prism configuration[J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **69**: 055601
- 10 Zhu Qibiao, Li Chunfang, Chen Xi. Goos-Hänchen shift of the transmitted light beam in a two-prism configuration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(5): 673~677 (in Chinese)  
朱绮彪,李春芳,陈 玺. 双棱镜结构中透射光束的古斯-汉欣位移[J]. *光学学报*, 2005, **25**(5): 673~677
- 11 K. V. Artmann. Berechnung der Seitenversetzung des Reflektierten Strahles[J]. *Ann. Physik*, 1948, **6**(2): 87~102
- 12 J. J. Cowan, B. Anicin. Longitudinal and transverse displacements of a bounded microwave beam at total internal reflection[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(10): 1307~1314
- 13 Chun-Fang Li. Comment on "Photonic tunneling time in frustrated total internal reflection"[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **65**: 066101
- 14 R. H. Renard. Total reflection: a new evaluation of the Goos-Hänchen shift[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1964, **54**: 1190~1197
- 15 F. Pillon, H. Gilles, S. Girard. Experimental observation of the Imbert-Fedorov transverse displacement after a single total reflection[J]. *App. Opt.*, 2004, **43**(9): 1863~1869
- 16 F. Pillon, H. Gilles, S. Girard *et al.*. Transverse displacement at total reflection near the grazing angle: a way to discriminate between theories[J]. *Appl. Phys. B*, 2005, **80**: 355~357
- 17 H. M. Lai, F. C. Cheng, W. K. Tang. Goos-Hänchen effect around and off the critical angle[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, **3**(4): 550~557
- 18 K. Yasumoto, Y. Oishi. A new evaluation of the Goos-Hänchen shift and associated time delay[J]. *J. Appl. Phys.*, 1983, **54**(5): 2170~2176
- 19 S. R. Seshadri. Goos-Hänchen beam shift at total internal reflection[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1988, **5**(4): 583~585
- 20 F. G. Fedoseyev. Energy motion on total internal reflection of an electromagnetic wave packet[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, **3**(6): 826~829
- 21 Li Chunfang, Yang Xiaoyan. Thin-film enhanced Goos-Hänchen shift in total internal reflection[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(3): 485~488
- 22 F. Pillon, H. Gilles, S. Girard *et al.*. Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts for leaky guided modes[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2005, **22**(6): 1290~1299
- 23 Duan Tao, Yang Xiaoyan, Li Chunfang *et al.*. Measurement of enhanced near field and resonant enhancement of Goos-Hänchen shift[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**: 210~212 (in Chinese)  
段 弢,杨小燕,李春芳等. 增强近场的测量方案及 Goos-Hänchen 位移的共振增强[J]. *中国激光*, 2006, **33**: 210~212