

文章编号: 0253-2239(2008)04-0768-05

# 棱镜-薄膜耦合结构中光束 Goos-Hänchen 位移的增强

葛国库<sup>1,2,3</sup> 李春芳<sup>1,4</sup> 段 毅<sup>1,2</sup> 张纪岳<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 陕西 西安 710119  
<sup>2</sup> 中国科学院研究生院, 北京 100049; <sup>3</sup> 西安科技大学通信学院电子工程系, 陕西 西安 710054  
<sup>4</sup> 上海大学物理系, 上海 200444

**摘要** 棱镜-薄膜耦合结构是单侧镀膜介质的双棱镜结构中的一种, 在光信号传输方面具有十分重要的作用。利用稳态相位法分析了这种结构中反射和透射光束的 Goos-Hänchen 位移, 研究结果表明, 反射和透射光束的 Goos-Hänchen 位移随薄膜厚度或入射角的增大除出现共振峰外, 还存在反射光束的 Goos-Hänchen 位移共振峰为负值的新现象。在共振点处透射和反射光束的正向或负向位移量最大可达百余波长。这一结构中薄膜和入射角对光束 Goos-Hänchen 位移的调制在设计新型光位移调制和光传感器中具有潜在的应用。

**关键词** 物理光学; 光束位移; 稳态相位法; 棱镜-薄膜耦合结构; 共振增强

中图分类号 O431.2 文献标识码 A

## Enhancement of Goos-Hänchen Shift in Prism-Film Coupling Configuration

Ge Guoku<sup>1,2,3</sup> Li Chunfang<sup>1,4</sup> Duan Tao<sup>1,2</sup> Zhang Jiyue<sup>1</sup>

<sup>1</sup> State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xian Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xian, Shaanxi 710119, China  
<sup>2</sup> Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China  
<sup>3</sup> College of Communication and Information Engineering, Xian University of Science and Technology, Xian, Shaanxi 710054, China  
<sup>4</sup> Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China

**Abstract** Prism-film coupling configuration is a two-prism configuration with one prisms coated with a thin dielectric film. This structure plays an important role in the field of optical signal transmission. The Goos-Hänchen (G-H) shift of reflected and transmitted light beams in this configuration is theoretically investigated by stationary-phase approach. The result shows that the G-H shifts of both the reflected and transmitted light beams oscillate with the increase of the thickness of the thin dielectric film and the angle of incidence. The resonant peaks of reflection G-H shift can be negative as well as positive. The magnitude of the resonant G-H shifts can reach two orders of the wavelength. The above property of the G-H shift modulation may lead to potential applications in new types of optical sensors and devices.

**Key words** physical optics; light beam shift; stationary-phase approach; prism-film coupling configuration; resonance enhancement

## 1 引 言

在单次全反射和受抑全内反射结构中<sup>[1~5]</sup>, Goos-Hänchen(G-H)位移通常很小, 只有波长量级, 实验上很难进行测量, 也因此限制了它的应用。

Goos-Hänchen 位移的增强方法一直是该领域的研究热点。最近的研究表明, 在传输模式下的非对称和对称双棱镜结构中, 反射和透射 Goos-Hänchen 位移均增强<sup>[6,7]</sup>; 受抑全反射条件下, 在两侧镀金属膜或镀介

收稿日期: 2007-04-23; 收到修改稿日期: 2007-10-29

基金项目: 国家自然科学基金(60377025)、上海市基础研究重点项目(04JC14036)和上海市重点学科(T0104)资助课题。

作者简介: 葛国库(1976—), 男, 陕西人, 硕士研究生, 主要从事光信息传输与处理等方面的研究。

E-mail: geguoku@126.com

导师简介: 李春芳(1964—), 男, 山西人, 研究员, 博士生导师, 主要从事光信息传输方面的研究。

E-mail: chunfang@opt.ac.cn

质膜的对称双棱镜结构中,反射和透射光束的 Goos-Hänchen 位移也共振增强,而且反射 Goos-Hänchen 位移等于透射 Goos-Hänchen 位移<sup>[8,9]</sup>。仅在受抑全内反射结构中第一个棱镜界面上镀电介质膜时光束的 Goos-Hänchen 位移,不但反射和透射位移均共振增强,而且在一定条件下透射位移约为反射位移的  $1/2$ <sup>[10]</sup>。在单侧镀膜介质的受抑全反射结构中,在第二个棱镜界面上镀膜介质膜,就构成了集成光电子器件中常用的棱镜-薄膜耦合系统,常用于光信号的传输。这种结构中 Goos-Hänchen 位移的研究具有重要的应用前景。

本文考虑在棱镜-薄膜耦合结构中,双棱镜折射率相等情况下,当入射角大于棱镜-空气界面临界角而小于棱镜-薄膜界面临界角时反射光束和透射光束的 Goos-Hänchen 位移。首先从麦克斯韦方程出发利用边界条件得到反射和透射系数表达式,然后利用稳态相位法得到反射光束和透射光束 Goos-Hänchen 位移的表达式,讨论了入射角、薄膜厚度和空气间隙对 Goos-Hänchen 位移的影响。研究结果表明,当入射角接近棱镜-薄膜界面的临界角时,除了随着薄膜厚度或入射角的增大反射光束和透射光束的 Goos-Hänchen 位移均共振增强外,在共振点附近出现反射光束的负 Goos-Hänchen 位移,负位移最大可达波长的百倍。

## 2 理论分析

棱镜-薄膜耦合系统结构如图 1 所示。两直角棱镜的斜边平行,折射率均为  $n_g$ ,空气层折射率和厚度分别为  $n_v$  和  $d$ ,电介质薄膜的折射率和厚度分别为  $n_f$  和  $a$ ,入射光束从左侧以入射角  $\theta_i$  入射,  $\arcsin(1/n_g) < \theta_i < \arcsin(n_f/n_g)$ ,  $n_v = 1$ 。

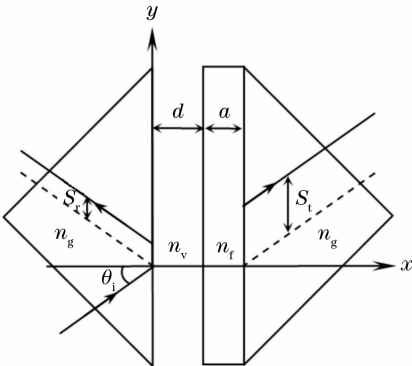


图 1 棱镜-薄膜耦合结构

Fig. 1 Schematic diagram of the prism-film coupling configuration

对 TE 波入射光束,设电场分布为

$$\mathbf{E}_i = E_0 \exp[j(k_{gx}x + k_{gy}y)] \cdot \mathbf{z},$$

$\mathbf{z}$  为电场振动方向的单位矢量,垂直于纸面向外。则反射光束和透射光束的电场分布为

$$\mathbf{E}_r = rE_0 \exp[j(-k_{gx}x + k_{gy}y)] \cdot \mathbf{z},$$

$$\mathbf{E}_t = tE_0 \exp\{j[k_{gx}(x-d-a) + k_{gy}y]\} \cdot \mathbf{z},$$

空气层和薄膜中的电场分布分别为

$$\mathbf{E}_v = AE_0 \exp\{j[k_{vx}(x-d) + k_{vy}y]\} \cdot \mathbf{z} +$$

$$BE_0 \exp\{j[-k_{vx}(x-d) + k_{vy}y]\} \cdot \mathbf{z},$$

$$\mathbf{E}_f = CE_0 \exp\{j[k_{fx}(x-a-d) + k_{fy}y]\} \cdot \mathbf{z} +$$

$$DE_0 \exp\{j[-k_{fx}(x-a-d) + k_{fy}y]\} \cdot \mathbf{z},$$

其中  $r$  为反射系数, $t$  为透射系数, $k_{gx}$ 、 $k_{vx}$  和  $k_{fx}$  分别表示棱镜、真空和薄膜中光波的波矢在  $x$  轴的分量:

$$k_{gx} = k_0 n_g \cos \theta_i, \quad k_{fx} = k_0 n_f \cos \theta_f,$$

$$k_{vx} = i\kappa, \quad \kappa = k_0 \sqrt{n_g^2 \sin^2 \theta_i - 1},$$

其中  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\theta_i$  和  $\theta_f$  分别表示空气和薄膜中的折射角, $k_{gy}$ 、 $k_{vy}$  和  $k_{fy}$  则分别表示棱镜、真空和薄膜光波的波矢在  $y$  轴的分量。 $A$ 、 $B$  分别为空气层中前向波和后向波的复振幅, $C$ 、 $D$  分别为薄膜中前向和后向波的复振幅。在棱镜与空气界面、空气与薄膜界面和薄膜与棱镜界面利用边界条件可以得到反射系数  $r$  和透射系数  $t$  分别为

$$r = \frac{g_1 \exp(i\phi_1)}{g_2 \exp(-i\phi_2)}, \quad (1)$$

$$t = \frac{1}{g_2 \exp(-i\phi_2)}, \quad (2)$$

其中

$$g_1 \exp(i\phi_1) = - \left( \frac{k_{fx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{fx}} \right) \sin(k_{fx}a) \sinh(\kappa d) -$$

$$- i \left[ \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \cos(k_{fx}a) \sinh(\kappa d) - \right.$$

$$\left. \left( \frac{k_{fx}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{fx}} \right) \sin(k_{fx}a) \cosh(\kappa d) \right], \quad (3)$$

$$g_2 \exp(-i\phi_2) = 2 \cdot \cos(k_{fx}a) \cosh(\kappa d) +$$

$$\left( \frac{\kappa}{k_{fx}} - \frac{k_{fx}}{\kappa} \right) \sin(k_{fx}a) \sinh(\kappa d) -$$

$$i \left[ \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} - \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \cos(k_{fx}a) \sinh(\kappa d) + \right.$$

$$\left. \left( \frac{k_{fx}}{k_{gx}} + \frac{k_{gx}}{k_{fx}} \right) \sin(k_{fx}a) \cosh(\kappa d) \right]. \quad (4)$$

根据稳态相位法<sup>[12,13]</sup>,反射光束和透射光束沿  $y$  轴的 Goos-Hänchen 位移分别为

$$S_r = - \frac{1}{k_g \cos \theta_i} \left( \frac{d\phi_2}{d\theta_i} + \frac{d\phi_1}{d\theta_i} \right), \quad (5)$$

$$S_t = - \frac{1}{k_g \cos \theta_i} \cdot \frac{d\phi_2}{d\theta_i}, \quad (6)$$

若设  $S_0 = -d\phi_1/dk_{gx}$ , 则  $S_r = S_t + S_0$ 。由(3)式、(4)式求出  $\phi_1$  和  $\phi_2$  代入(5)式、(6)式, 利用折射公式, 整

理化简可得  $S_t$  和  $S_0$  的表示式分别为

$$S_0 = -\frac{1}{g_1^2} \left\{ a \tan \theta_i \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \left( \frac{\kappa}{k_{lr}} + \frac{k_{lr}}{\kappa} \right) \sinh^2(\kappa d) \left[ \frac{k_{gx}}{k_{lr}} + \left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right) \frac{\sin(2k_{lr}a)}{2k_{lr}a} \right] + d \tan \theta_i \left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right) \left( \frac{\kappa}{k_{lr}} + \frac{k_{lr}}{\kappa} \right) \sin^2(k_{lr}a) \left[ \frac{k_{gx}}{\kappa} - \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \frac{\sinh(2\kappa d)}{2\kappa d} \right] \right\}, \quad (7)$$

$$S_t = \frac{1}{g_2^2} \left\{ d \tan \theta_i \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \left[ 2 \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) - \left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right) \left( 3 \frac{\kappa}{k_{lr}} - \frac{k_{lr}}{\kappa} \right) \sin^2(k_{lr}a) \right] \frac{\sinh(2\kappa d)}{2\kappa d} - a \tan \theta_i \left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right) \left[ 2 \left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right) + \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \left( 3 \frac{k_{lr}}{\kappa} - \frac{\kappa}{k_{lr}} \right) \sinh^2(\kappa d) \right] \frac{\sin(2k_{lr}a)}{2k_{lr}a} + a \tan \theta_i \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \left[ \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \left( \frac{\kappa}{k_{lr}} + \frac{k_{lr}}{\kappa} \right) \sinh^2(\kappa d) + 2 \left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} + \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right) \right] - d \tan \theta_i \frac{k_{gx}}{\kappa} \left[ \left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right) \left( \frac{\kappa}{k_{lr}} + \frac{k_{lr}}{\kappa} \right) \sin^2(k_{lr}a) - 2 \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} - \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \right] \right\}. \quad (8)$$

当入射角接近棱镜与薄膜界面的临界角时,  $k_{lr} \rightarrow 0$ ,  $\sin^2(k_{lr}a)$  为小量,  $\sin(2k_{lr}a)/(2k_{lr}a)$  为 1,  $S_0$  和  $S_t$  可近似表示为

$$S_0 \approx -a \tan \theta_i \cdot \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \left( \frac{\kappa}{k_{lr}} + \frac{k_{lr}}{\kappa} \right) \sinh^2(\kappa d) / g_1^2, \quad (9)$$

$$S_t \approx a \tan \theta_i \cdot \left[ \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \left( \frac{\kappa}{k_{lr}} + \frac{k_{lr}}{\kappa} \right) \sinh^2(\kappa d) + 2 \left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} + \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right) \right] / g_2^2, \quad (10)$$

在(9)式中,  $g_1^2$  为薄膜厚度  $a$  的周期函数, 所以对  $S_0$  而言, 随着薄膜厚度  $a$  增加, 等间隔地出现共振峰, 又由于分子为薄膜厚度  $a$  的线性函数, 所以不同共振点共振峰的峰值线性增加。当  $g_1^2$  为最小值时,  $S_0$  出现共振峰极大值。在共振点(振荡峰的峰值对应的薄膜厚度), 薄膜厚度  $a$  应满足的条件为

$$2k_{lr}a + \phi_0 = (4m + 3) \cdot \pi / 2, \quad (11)$$

其中  $m = 0, 1, 2, \dots$ ,  $\phi_0$  为由入射角和空隙厚度确定的常相位, 可表示为

$$\phi_0 = \arctan \frac{\left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right)^2 + \left[ \left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right)^2 + \left( \frac{k_{lr}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{lr}} \right)^2 - \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right)^2 \right] \sinh^2(\kappa d)}{\left( \frac{k_{lr}}{k_{gx}} - \frac{k_{gx}}{k_{lr}} \right) \left( \frac{k_{gx}}{\kappa} + \frac{\kappa}{k_{gx}} \right) \sinh(2\kappa d)}. \quad (12)$$

用同样的分析方法可知, (10)式近似表示的透射光束的 Goos-Hänchen 位移  $S_t$  也随薄膜变厚而等间隔地出现极大值, 规律与  $S_0$  相同, 在共振点的薄膜厚度  $a$  满足的条件与(11)式相同。从(9)式容易看出, 当  $a=0$ , 则  $S_0=0$ , 即  $S_r=S_t$ 。当  $a \neq 0$ , 比较(9)式、(10)式有  $S_t \approx -S_0$ , 因此, 反射光束的 Goos-Hänchen 位移  $S_r$  将远小于透射 Goos-Hänchen 位移。

如果只有空隙  $d$  发生变化, 那么反射和透射光束的 Goos-Hänchen 位移具有两个变化规律不同的区域。当  $d$  较小时,  $\sinh(\kappa d) \approx \kappa d$ ,  $\cosh(\kappa d) \approx \exp(\kappa d) \approx 1$ 。对反射光束,  $g_1^2$  和  $g_2^2$  均为抛物函数,  $g_1^2$  随空气间隙变化的最小值远小于  $g_2^2$ ,  $S_r$  主要由  $S_0$  决定, 有一个负的极大值; 对透射光束, (8)式近似为  $d$  的线性函数。反之, 当  $d$  较大时( $\kappa d > 1$ ), 由于  $\exp(\kappa d) \gg \exp(-\kappa d)$ ,  $\sinh(\kappa d) \approx \cosh(\kappa d) =$

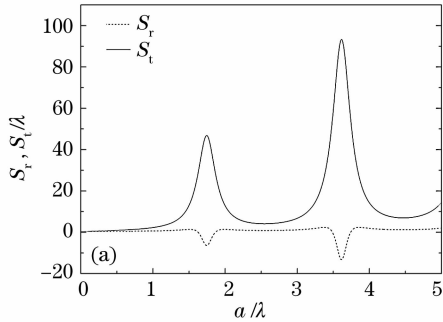
$\exp(\kappa d)/2$ ,  $S_r$  和  $S_t$  均近似为一个常量。

### 3 计算结果与讨论

选取棱镜的折射率  $n_g$  为 2.00, 薄膜的折射率为 1.64<sup>[13]</sup>。易知, 棱镜与空气界面的临界角  $\theta_{1c} = 30^\circ$ , 棱镜与薄膜界面的临界角  $\theta_{2c} = 55^\circ$ 。

反射光束和透射光束的 Goos-Hänchen 位移随薄膜厚度的变化规律如图 2 所示, 其中入射角为  $54^\circ$ , 接近棱镜与薄膜界面的临界角  $\theta_{2c}$ , 空气间隙为  $0.2\lambda$ , 薄膜厚度  $a$  的变化范围为  $0 \sim 5\lambda$ , 实线表示透射光束的 Goos-Hänchen 位移, 虚线表示反射光束的 Goos-Hänchen 位移。从图 2(a)可看出, 随着薄膜厚度增大, 透射光束和反射光束的 Goos-Hänchen 位移均出现共振增强, 各共振峰的峰值点大小线性增大。反射光束的 Goos-Hänchen 位移在共振点附近为

负值,薄膜厚度为  $3.61\lambda$  时,振荡峰值达  $-13.28\lambda$ ,而在远离共振峰处为很小的正位移。与文献[10]中反射光束的 Goos-Hänchen 位移相比,这里在共振点附近出现了负位移,而且位移大小并不约为透射光束



Goos-Hänchen 位移的  $1/2$ ,而是远小于透射光束的 Goos-Hänchen 位移。透射光束的 Goos-Hänchen 位移为正,在共振点的位移最大可达约  $90\lambda$ 。

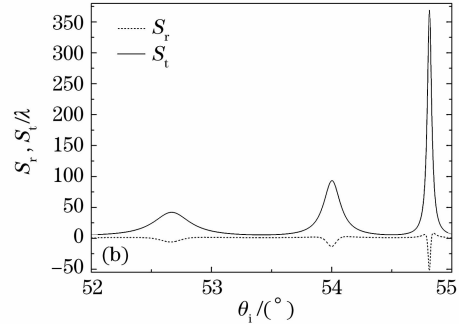


图 2 透射和反射光束的 Goos-Hänchen 位移随薄膜厚度(a),透射光束的 Goos-Hänchen 位移随入射角(b)的变化  
Fig. 2 Dependence of the Goos-Hänchen shift of transmitted and reflected light beams on film thickness (a), dependence of the Goos-Hänchen shift of transmitted and reflected light beams on the incidence angle (b)

反射光束和透射光束的 Goos-Hänchen 位移随入射角的变化规律如图 2(b)所示,图中空气间隙为  $0.2\lambda$ ,薄膜厚度为  $3.61\lambda$ ,为图 2(a)中共振点的膜厚,入射角范围为  $52^\circ \sim 55^\circ$ ,实线表示透射光束的 Goos-Hänchen 位移,虚线表示反射光束的 Goos-Hänchen 位移。随着入射角增大,反射光束和透射光束的 Goos-Hänchen 位移亦出现振荡峰。在棱镜-薄膜界面的临界角附近即  $54.81^\circ$ 时反射光束的负 Goos-Hänchen 位移达  $52.2\lambda$ 。此时透射光束的 Goos-Hänchen 位移峰值为  $370\lambda$ 。研究发现,薄膜较厚的条件下,Goos-Hänchen 位移随入射角的增大,振荡峰增多,峰值增大而峰半宽变小。

在入射角为  $54^\circ$ 且薄膜厚度  $a$  为  $3.61\lambda$  时,反射光束和透射光束的 Goos-Hänchen 位移随空气间隙的变化如图 3 所示,其中实线表示透射光束的 Goos-Hänchen 位移,虚线表示反射光束的 Goos-Hänchen 位移。当空隙为 0,即对称双棱镜结构中

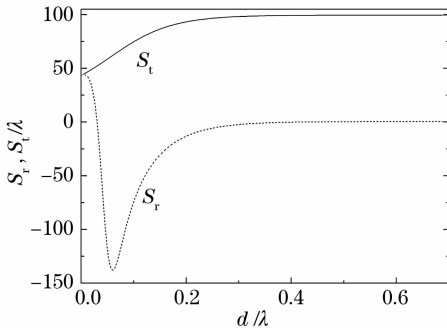


图 3 Goos-Hänchen 位移随空气间隙的变化

Fig. 3 Dependence of the Goos-Hänchen shift of transmitted beams on air gap

TE 波在传播模式下透射 Goos-Hänchen 位移约  $43\lambda$ 。反射光束的 Goos-Hänchen 位移在空隙较小时正位移迅速下降,负位移逐渐增大,在  $d=0.06\lambda$  时负位移达最大,约  $-137\lambda$ ,而后负位移逐渐减小,稳定值为  $0.34\lambda$ ,就是棱镜-空气界面全反射条件下的 Goos-Hänchen 位移。空气间隙的存在使透射 Goos-Hänchen 位移近似线性增大,在空气间隙约半个波长时饱和,达稳定值  $98\lambda$ 。

棱镜-薄膜耦合结构是单侧镀介质膜的受抑全反射结构中的一种,图 3 与双侧镀介质膜的受抑全反射结构相比,虽然反射光束的 Goos-Hänchen 位移和透射光束的 Goos-Hänchen 位移均增强,但结构上的不对称使得反射光束的 Goos-Hänchen 位移不等于透射光束的 Goos-Hänchen 位移。同为单侧镀介质膜的受抑全反射过程,与文献[10]的结论相比,相同参量下透射光束的 Goos-Hänchen 位移没有变化,但本文研究的结构中反射光束的 Goos-Hänchen 位移在共振点远小于透射光束的 Goos-Hänchen 位移,而且反射光束的 Goos-Hänchen 位移在振荡峰值附近为负位移。

可见,Goos-Hänchen 位移随入射角和薄膜厚度的增大均出现振荡现象,振荡峰的峰值可达几十甚至几百个波长。在振荡峰附近,通过改变入射角或薄膜厚度,可以进行光束正负位移的调节。

## 4 结 论

在棱镜-薄膜耦合结构中,当入射角接近棱镜-薄膜界面的临界角时,随着薄膜厚度的增加,反射光

束和透射光束的 Goos-Hänchen 位移均共振增强, 但反射光束的 Goos-Hänchen 位移在共振点附近为负位移, 振荡峰值可达十几个波长; 当薄膜厚度和空气间隙确定, 反射光束和透射光束的 Goos-Hänchen 位移随入射角的增大也出现振荡现象, 在共振点反射光束的负 Goos-Hänchen 位移峰值可达几十个波长; 随着空气间隙逐渐增大, 空气间隙较小时, 反射光束的 Goos-Hänchen 位移出现一个较大的负位移共振峰而透射 Goos-Hänchen 位移近似线性增大, 空气间隙较大时, 反射和透射光束的 Goos-Hänchen 位移均趋于稳定值, 透射 Goos-Hänchen 位移稳定值远大于反射 Goos-Hänchen 位移。利用 Goos-Hänchen 位移对薄膜厚度和入射角的敏感性, 可设计新型光束位移调制和光传感器件。

### 参 考 文 献

- 1 F. Goos, H. Hänchen. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion[J]. *Ann. Physik*, 1947, **1**(6):333~346
- 2 F. Goos, H. Hänchen. Neumessung des Strahlversetzungseffkets bei Totalreflexion[J]. *Ann. Physik*, 1949, **5**(3): 251~252
- 3 Remi H. Renard. Total Reflection; A new evaluation of the Goos-Hänchen shift[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1964, **54**(10): 1190~1197
- 4 A. Haibel, G. Nimtz, A. A. Stahlhofen. Frustrated total reflection; The double-prism revisited[J]. *Phys. Rev. E*, 2001, **63**(4):047601-1~047601-3
- 5 A. K. Ghatak, M. R. Shenoy, I. C. Goyal *et al.*. Beam propagation under frustrated total reflection[J]. *Opt. Commun.*, 1986, **56**(5):313~317
- 6 Chunfang 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**:055601-1~055601-4
- 7 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  
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
- 8 Jacob Broe, Ole Keller. Quantum-well enhancement of the Goos-Hänchen shift for p-polarized beams in a two-prism configuration[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(6): 1212~1222
- 9 Duan Tao, Li Chunfang, Yang Xiaoyan *et al.*. Thin-film enhanced Goos-Hänchen Shift in frustrated total reflection configuration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(11): 1744~1748  
段 弢, 李春芳, 杨晓燕 等. 电介质膜对受抑全内反射结构中古斯-汉欣位移的增强[J]. *光学学报*, 2006, **26**(11): 1744~1748
- 10 Chunfang Li, Tao Duan, Xiaoyan Yang. Giant Goos-Hänchen displacement enhanced by dielectric film in frustrated total internal reflection configuration[J]. *J. Appl. Phys.*, 2006, **101**:013103-1~013103-5
- 11 Zhao Jianlin. *Advanced Optics* [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2002. 41~44  
赵建林. *高等光学*[M] 北京: 国防工业出版社, 2002. 41~44
- 12 K. Artmann. Berechnung der seitenversetzung des totalreflektierten strahles[J]. *Ann. Phys.*, 1948, **2**: 87~102
- 13 Aephraim M. Steinberg, Raymond Y. Chao. Tunneling delay times in one and two dimensions[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **49**(5): 3283~3295
- 14 Li Chunfang, Yang Xiaoyan, Duan Tao *et al.*. Microwave experiment of thin-film enhanced Goos-Hänchen shift[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(6): 753~755  
李春芳, 杨晓燕, 段 弢 等. 电介质膜增强的古斯汉欣位移的微波测量[J]. *中国激光*, 2006, **33**(6): 753~755