

# 纳米金属薄膜中光子自旋霍尔效应的最佳弱测量

李 星 周新星 罗海陆

(湖南大学物理与微电子科学学院微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 湖南 长沙 410082)

**摘要** 光子自旋霍尔效应是一种潜在的精密测量工具,在探测微结构材料结构参数变化的研究中具有重要的物理意义。基于光子自旋霍尔效应的弱测量模型研究了纳米金属薄膜中的光子自旋霍尔效应,研究结果表明当弱测量中放大角取相应的特殊值时(即最佳弱测量点),纳米金属薄膜中光子自旋霍尔效应的放大后横移值可达到最大,大大提高了光子自旋霍尔效应的探测精度;在最佳弱测量点得到的放大后横移可以更精确地推断出金属薄膜的实际厚度。实验结果与理论分析符合较好,该方法为研制基于光子自旋霍尔效应的精密测量工具提供了理论与实验基础。

**关键词** 量子光学;光子自旋霍尔效应;结构参数;弱测量;纳米金属薄膜

**中图分类号** O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201434.0731002

## Optimal Weak Measurements of Photonic Spin Hall Effect in Nanometal Film

Li Xing Zhou Xinxing Luo Hailu

(Key Laboratory for Micro-/Nano-Optoelectronic Devices, Ministry of Education, College of Physics and Microelectronic Science, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

**Abstract** Photonic spin Hall effect (SHE) is a potential precision measurement tool, which has important physical significance in the study of detecting the change of microstructure material's structure parameters. The photonic SHE in nanometal films is studied using the weak measurement model. The results show that when the amplification angle takes the special value (the optimal weak measurement point) in the weak measurement, the amplified transverse shift of the photonic SHE in nanometal films can reach the maximum, which greatly improves the detection precision of the photonic SHE. In addition, the amplified shift obtained in the optimal weak measurement point can be used to determine the actual thickness of the nanometal film with higher accuracy. The experimental results coincide well with the theoretical analysis. This method provides theoretical and experimental basis for the future development of precision measuring tools.

**Key words** quantum optics; photonic spin Hall effect; structure parameters; weak measurements; nanometal film

**OCIS codes** 310.3915; 260.5430; 260.1960; 240.5420

## 1 引 言

2013 年量子反常自旋霍尔效应(SHE)<sup>[1]</sup>的发现一度被国内外认为是诺贝尔物理学奖的获奖热门,再次印证了电子自旋霍尔效应<sup>[2-3]</sup>是目前凝聚态和高能物理领域中十分热门的一个研究方向。光子也具有自旋,也会产生类似于电子自旋霍尔效应

的光子自旋霍尔效应。光子自旋霍尔效应不同于入射面内的古森-汉斯位移<sup>[4-5]</sup>,它是指当一束线偏振光经过非均匀介质时,由于自旋轨道耦合的作用,其左旋与右旋圆偏振光分量将依其旋转方向不同而沿垂直于入射面的方向发生横向分裂,变为两束光<sup>[6-11]</sup>。这种现象就好比电子系统中的自旋霍尔

收稿日期: 2014-01-20; 收到修改稿日期: 2014-03-18

基金项目: 国家自然科学基金(11274106)、湖南省自然科学基金(12JJ7005)、湖南省研究生科研创新项目(CX2013B130)

作者简介: 李 星(1989—),男,硕士研究生,主要从事光子自旋霍尔效应方面的研究。E-mail: lixingyaha@163.com

导师简介: 罗海陆(1980—),男,博士,副教授,主要从事微结构光子学及器件、自旋光子学等方面的研究。

E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn(通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

效应,其中介质分界面上的折射率梯度扮演外加电场的角色,而左旋和右旋圆偏振光分量则扮演着类似于自旋向上和自旋向下电子的角色<sup>[12-14]</sup>。近年来绝大多数与光子自旋霍尔效应相关的工作仅仅停留在不同物理系中光子自旋霍尔效应的理论计算与实验测量,而对于光子自旋霍尔效应的应用研究则相对较少。值得注意的是,光子自旋霍尔效应是一种灵敏的物理效应,它所产生的横移值对于纳米结构中结构参数的变化非常敏感,因此光子自旋霍尔效应可以成为一种潜在的精密测量工具。例如可以利用光子自旋霍尔效应来探测纳米金属薄膜的厚度<sup>[15]</sup>、判断石墨烯的层数<sup>[16]</sup>、探测和操控电子的自旋态等。

光子自旋霍尔效应本身也是一种非常弱小的效应,所产生的初始横移值大约只有几十纳米,一般的实验仪器无法直接对它进行测量。但是利用弱测量<sup>[17]</sup>的方法可以将这一种微小的初始横移值进行放大,从而得到放大后的横移值,最后可以直接通过测量设备(例如 CCD)对放大后的横移值进行探测。在之前利用弱测量技术探测光子自旋霍尔效应的研究中(不同物理系统),选择放大角为一个固定的值,通过改变光束的入射角来进行测量。在这种情况下,弱测量中的放大倍数是固定的且不一定为最大值(放大倍数随放大角的变化而改变)。这里存在一个问题:在进行光子自旋霍尔效应的弱测量时,能否通过选取一个最佳的放大角来得到最大的放大倍数,从而得到最大的放大后横移。放大后横移的最大化可以使得仪器的信号响应增强且有效地抑制噪声,从而大大地提高基于光子自旋霍尔效应的弱测量技术探测微结构参数的测量精度。

基于这一问题,本文研究了纳米金属薄膜中光子自旋霍尔效应的最佳弱测量。从平面角谱的理论出发,建立三维高斯光束在纳米金薄膜界面上的反射模型,基于这一模型,得到反射光场中的横移表达式。分析垂直偏振光束在金薄膜界面上反射时的传

输现象,并将实验结果与理论结果进行对比,探究放大角为何值时可以得到最大的放大后横移值,并分析其物理原理。

## 2 光束反射场的分析

建立一束高斯光束入射到金薄膜表面再反射所产生的光子自旋霍尔效应模型,如图 1 所示。 $x_i, y_i, z_i$  和  $x_r, y_r, z_r$  分别代表入射和反射坐标系。入射高斯光束以入射角  $\theta_i$  沿  $z_i$  方向入射,经过  $z=0$  处的金属表面界面再沿  $z_r$  方向发生反射,两自旋相反的分量沿垂直于入射面横向的两侧产生分裂。 $\delta_+$  和  $\delta_-$  分别表示分裂后左旋和右旋圆偏振光分量的横移。在傍轴光学中,入射高斯光束的角谱表达式为

$$E_i = \frac{\omega_0}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{z_R(k_{ix}^2 + k_{iy}^2)}{2k_0}\right], \quad (1)$$

式中  $z_R = k_0 \omega_0^2 / 2$  表示自由空间中的瑞利距离, $\omega_0$  和  $k_0$  分别表示束腰以及真空中的波数, $k_{ix}$  和  $k_{iy}$  分别表示波矢在  $x_i$  和  $y_i$  方向上的分量。

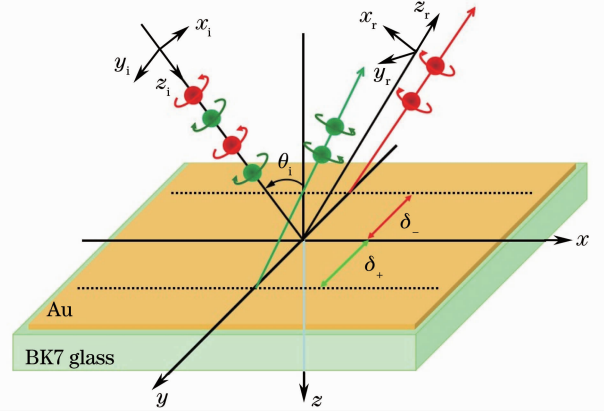


图 1 入射光在金薄膜界面反射时的光子自旋霍尔效应模型

Fig. 1 Model for photonic spin Hall effect of reflection light at the interface of Au nanometal film

电场中具有任意角谱的高斯光束通过傅里叶变换后可以得到简单的频谱表达式,即

$$\mathbf{E}_r(x_r, y_r, z_r) = \iint dk_{rx} dk_{ry} \tilde{\mathbf{E}}_r(k_{rx}, k_{ry}) \exp[i(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r + k_{rz}z_r)], \quad (2)$$

式中  $k_{rz} = \sqrt{k_r^2 - (k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}$ ,  $k_{rx}, k_{ry}, k_{rz}$  表示反射光束波矢  $k_r$  在各个方向上的分量,  $\tilde{\mathbf{E}}_r(k_{rx}, k_{ry})$  表示反射光束角谱。经过傍轴近似,将  $k_{rz}$  进行泰勒展开化简并取前两项,可以得到  $k_{rz} = k_r \left(1 - \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_r^2}\right)$ , 再代到(2)式中,得

$$\mathbf{E}_r = \exp(ik_r z_r) \iint dk_{rx} dk_{ry} \tilde{\mathbf{E}}_r(k_{rx}, k_{ry}) \exp\left[i\left(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r - \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_r} z_r\right)\right]. \quad (3)$$

反射光束的角谱与电场边界分布条件有关,其关系为<sup>[15]</sup>

$$\tilde{\mathbf{E}}_r = \begin{bmatrix} r_p & \frac{k_{iy}(r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} \\ -\frac{k_{iy}(r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} & r_s \end{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_i, \quad (4)$$

式中的  $r_p, r_s$  表示菲涅耳反射系数。

一般地,任意一束线性偏振光可以分解成同频率的左旋与右旋圆偏振光束,角谱可以表示为

$$\mathbf{E}_{\pm}^H = \frac{r_p(\mathbf{e}_{rx} \pm i\mathbf{e}_{ry})}{\sqrt{\pi}w_0} \frac{z_R}{z_R + iz_r} \exp(ik_r z_r) \exp\left[-\frac{k_0}{2} \frac{x_r^2 + (y_r \pm \delta_r^H)^2}{z_R + iz_r}\right], \quad (7)$$

$$\mathbf{E}_{\pm}^V = \frac{\mp ir_s(\mathbf{e}_{rx} \pm i\mathbf{e}_{ry})}{\sqrt{\pi}w_0} \frac{z_R}{z_R + iz_r} \exp(ik_r z_r) \exp\left[-\frac{k_0}{2} \frac{x_r^2 + (y_r \pm \delta_r^V)^2}{z_R + iz_r}\right], \quad (8)$$

式中  $\delta_r^H = \left[1 + \frac{r_s \exp(\phi)}{r_p \exp(\psi)}\right] \cot \theta_i / k_0, \delta_r^V =$

$\left[1 + \frac{r_p \exp(\phi)}{r_s \exp(\psi)}\right] \cot \theta_i / k_0, \mathbf{e}_{rx}, \mathbf{e}_{ry}$  分别表示反射光束

的角谱在  $x$  和  $y$  方向的单位矢量,金膜表面的菲涅耳系数是复数形式, $\phi, \psi$  分别表示  $r_p, r_s$  的相位。由(7)式和(8)式可知,高斯光束的反射场分布与菲涅耳系数之间联系紧密。现在来确定光束的重心偏离<sup>[16]</sup>。在光束传输距离  $z_r$  为常数的条件下,任意一束光束的质心横移可以表示为

$$\delta = \frac{\iint y_r I(x_r, y_r, z_r) dx_r dy_r}{\iint I(x_r, y_r, z_r) dx_r dy_r}, \quad (9)$$

式中电场强度的分布与坡印亭矢量是正比关系,即  $I(x_r, y_r, z_r) \propto \mathbf{S}_r \cdot \mathbf{e}_{rz}$ ,坡印廷矢量  $\mathbf{S}_r \propto \text{Re}[\mathbf{E}_r^* \times \mathbf{H}_r]$ ,磁场强度  $\mathbf{H}_r = -ik_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}_r, \mathbf{E}_r$  为电场强度。

要获得准确的横移大小,还需要确定纳米金属薄膜与棱镜构成的多层结构的一般菲涅耳反射系数<sup>[16]</sup>,其表达式为

$$r_A = \frac{R_A + R'_A \exp(2ik_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i} d)}{1 + R_A R'_A \exp(2ik_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i} d)}, \quad (10)$$

式中  $A \in \{p, s\}$  (分别表示  $p$  偏振光和  $s$  偏振光),  $R_A$  和  $R'_A$  分别是第一界面和第二界面的菲涅耳反射系数,  $n$  和  $d$  分别代表金属薄膜的折射率和厚度。选择金属为金,在 632.8 nm 波长处的折射率为  $n = \sqrt{-10.4 + 1.4i}$ <sup>[18]</sup>,选取两个不同的厚度  $d = 15$  nm 和  $d = 20$  nm。由此建立了光子自旋霍尔效应的初始横移值和金薄膜厚度之间的定量关系。接下来将

$$\tilde{\mathbf{E}}_{\partial}^H = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{\mathbf{E}}_{\partial+} + \tilde{\mathbf{E}}_{\partial-}), \quad (5)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_{\partial}^V = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{\mathbf{E}}_{\partial+} - \tilde{\mathbf{E}}_{\partial-}), \quad (6)$$

式中  $H$  和  $V$  分别表示水平偏振和垂直偏振,  $\partial = i, r$  分别表示入射和反射,  $+$  和  $-$  分别表示左旋和右旋。由 Snell 定律可得到入射光和反射光各个波矢之间的关系:  $k_{rx} = -k_{ix}$  及  $k_{ry} = k_{iy}$ , 引入边界条件,结合(1)~(6)式得到反射场的近似表达式为

探讨利用弱测量技术来对光子自旋霍尔效应放大后的横移进行探测,从而获得最佳的弱测量选择点。

### 3 实验测量与结果分析

为了探测微小的光子自旋霍尔效应,利用弱测量技术来进行有效的测量。选择镀了 15 nm 和 20 nm 两种厚度金膜的 BK7 棱镜用于实验观测,考虑入射光的偏振态为垂直偏振条件下的放大后横移值,水平偏振入射情况下的放大后横移也可以用同样的方法得到。

实验装置如图 2 所示。装置中功率为 21 mW 的氦氖激光器( $\lambda = 632.8$  nm)产生一束稳定的线偏振高斯光束,通过一个半波片(HWP)和焦距为 50 mm 的短焦距透镜 lens1 后,再经过第一块格兰

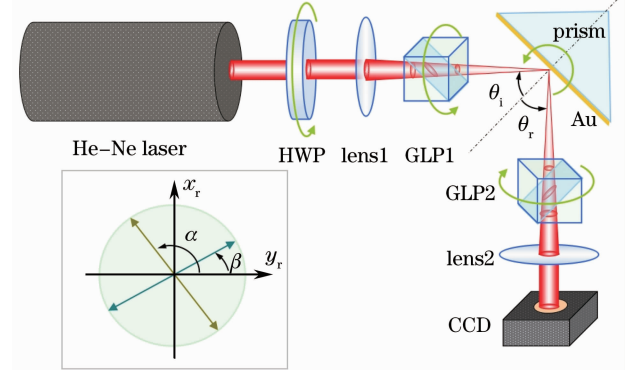


图 2 探测纳米金属薄膜中光子自旋霍尔效应的弱测量实验装置

Fig. 2 Experimental setup of weak measurements for detecting photonic spin Hall effect in nanometal film

激光偏振镜 GLP1 入射到金薄膜界面,并在金薄膜表面发生反射。镀了金薄膜的棱镜安装在可旋转的安装台上,以便调控入射光束的入射角。根据光子自旋霍尔效应原理,左旋与右旋圆偏振分量将沿垂直于入射面的横向发生自旋分裂。反射光透过第二块格兰激光偏振镜 GLP2 后,再经焦距为 250 mm 的长焦距透镜 lens2,最后由图像传感器 CCD 接收。旋转半波片可以调节入射光的光强,以确保 CCD 接收的光强在合适的强度范围内,短聚焦透镜用来将光束聚焦,长聚焦透镜用来准直光束。当入射光束经过第一个格兰激光偏振器时,进行前选择为垂直偏振态( $\alpha=0^\circ$ )后,再经过第二块格兰激光偏振器进行后选择( $\beta=90^\circ\pm\Delta$ , $\Delta$  为一个小角度,称之为放大角),其偏振态变为<sup>[9]</sup>

$$\mathbf{V} = \cos \Delta \mathbf{e}_{rx} + \sin \Delta \mathbf{e}_{ry}. \quad (11)$$

经过 GLP2 后两自旋分量会发生相消干涉,并产生一强度被显著减小的单个高斯分布。利用电场关系式  $E_w = \mathbf{E}_r \cdot \mathbf{V}$ ,可计算得到放大后横移的表达式为

$$\delta_w^V = \frac{2z_r[r_s \exp(\psi) + r_p \exp(\phi) \cos(\phi - \psi)] \cot \theta_i \tan \Delta}{k^2 \omega_0^2 r_s \exp(\psi)}. \quad (12)$$

至此,建立了光子自旋霍尔效应放大后的横移值与

放大角之间的定量关系。接下来观测当入射角固定时,检测随放大角的改变而变化的光子自旋霍尔效应放大后横移值,从而探索最佳弱测量点。

结合放大后横移表达式[(12)式],得到放大后的横移随不同入射角和放大角的变化关系如图 3 所示。图 3 表示的是垂直偏振光入射的情况,水平偏振光入射情况同理可得。选取 3 个人射角  $\theta_i=30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ ,分别测量每个人射角在垂直偏振光下产生的横移。实验中放大角  $\Delta$  的变化范围为  $0^\circ\sim 0.5^\circ$ ,每隔  $0.04^\circ$  测量一个数据。图 3(a)、(c)和(e)分别表示入射角为  $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  时金膜厚度为 15 nm 的实验结果,图 3(b)、(d)和(f)分别表示入射角为  $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  时金膜厚度为 20 nm 的实验结果。现以金膜厚度为 15 nm 的理论与实验曲线来做具体分析。从图 3 中对应曲线可以看出,当  $\Delta=0^\circ$  时,横移为零,随着放大角  $\Delta$  的逐渐增大,横移值也跟着逐渐增大,并在  $\Delta=0.1^\circ$  附近达到最大值,并且每个人射角对应的最大放大后横移值各不相同:入射角  $\theta_i=30^\circ$  时,最大横移值约为  $600 \mu\text{m}$ ;入射角  $\theta_i=45^\circ$  时,最大横移值约为  $650 \mu\text{m}$ ;入射角  $\theta_i=60^\circ$  时,最大横移值约为  $740 \mu\text{m}$ ;随着放大角  $\Delta$  继续增加,横移值逐渐变小。实验数据曲线和理论曲线符合得

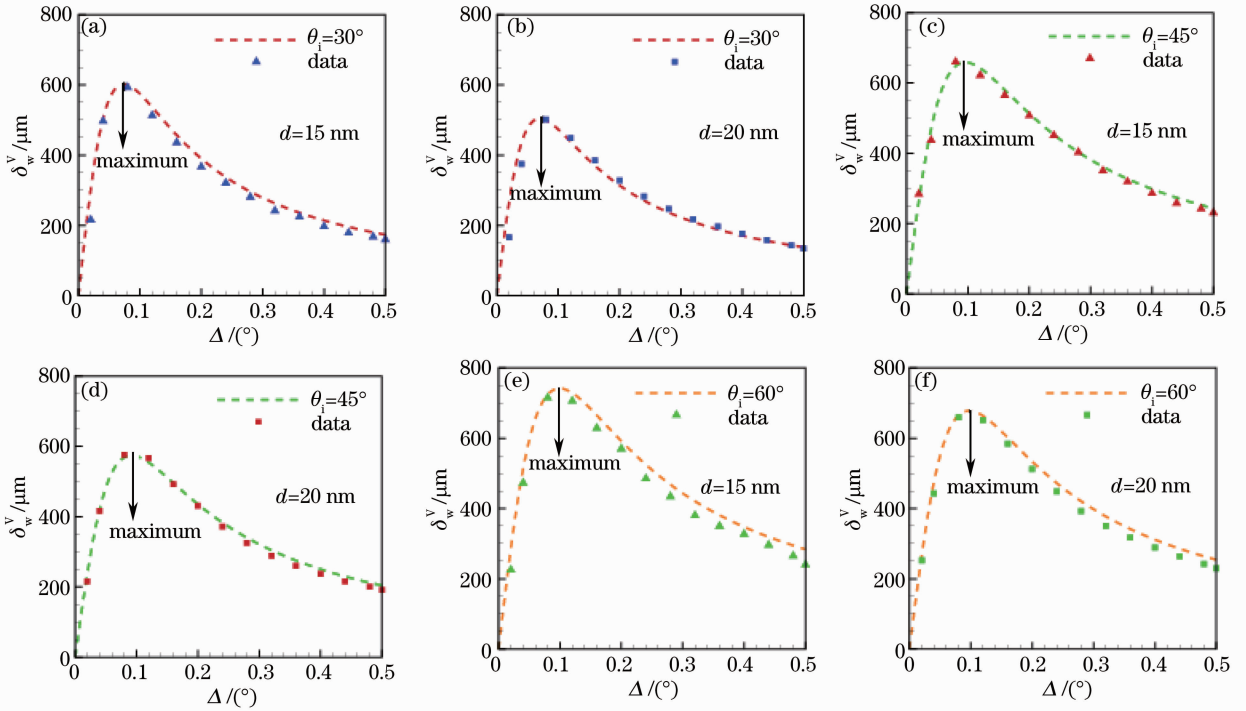


图 3 不同入射角时垂直偏振光入射下光子自旋霍尔效应放大后横移与放大角的关系

Fig. 3 Amplified shifts versus amplified angle of photonic spin Hall effect of vertically polarized incident light with different incident angles

较好,间接地证明了所测量的金薄膜厚度确实为 15 nm。同理也可以看出 20 nm 金膜的理论数据和实验数据曲线符合得较好,再次说明此方法所测数据的准确性较高。

除此之外,可以清楚地看到,当放大角在  $0.1^\circ$  附近时,可以得到最大的放大后横移值,这也说明此处的弱测量放大倍数是最大的。当弱测量放大倍数为最大时,CCD 上所测得的有用信号会有效地抑制噪声的影响,测量的实验结果所反映的情况更符合实际。因此当测量金属薄膜厚度时选择的放大角偏

大或偏小,实际造成的实验误差比预期的要偏大。因此,可以确定测量金属薄膜厚度中光子自旋霍尔效应的弱测量存在最佳的测量放大角,即最佳弱测量点,在这个点附近测量时可以获得最大的放大后横移值,从而有效地提高实验测量的精度。

为了更形象地说明以上结论,将利用光强分布图对上述现象进行解释。这里仅测量垂直偏振入射光的情况。图 4 为金膜厚度为 15 nm,入射角为  $\theta_i = 45^\circ$  时,不同放大角情况下的光强分布图。

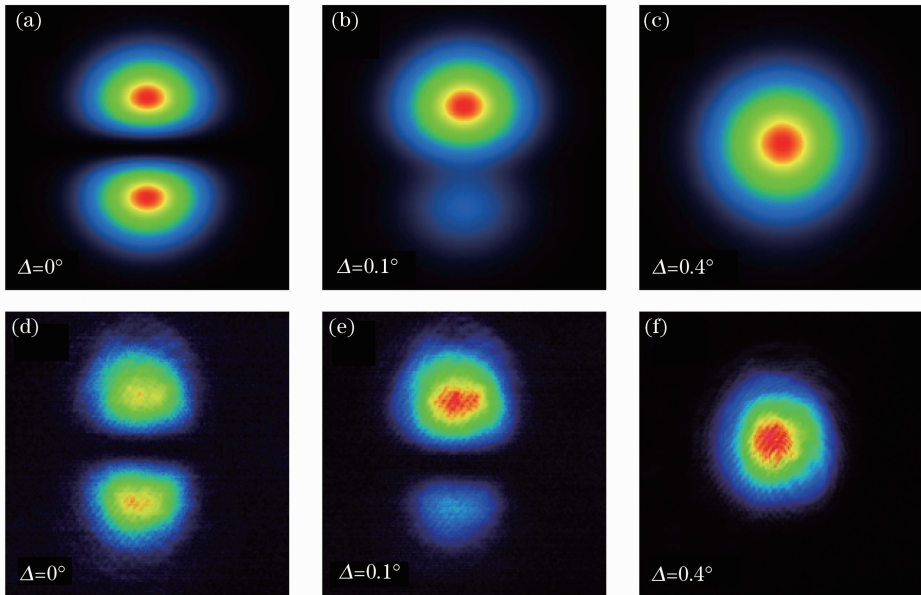


图 4 垂直偏振光情况下光强分布的(a)~(c)理论与(d)~(f)实验结果对比

Fig. 4 Comparison of (a)~(c) theoretical and (d)~(f) experimental results of field intensity in the case of vertical polarization

图 4(a)~(c)为对应放大角处的理论光强分布,图 4(d)~(f)为对应放大角处实验测量的光强分布情况。从图 4 可以看出:当  $\Delta = 0^\circ$  时,光强均匀分布在中心位置两侧,电场的整体重心为零,如图 4(a)和(d)所示;当  $\Delta = 0.1^\circ$  时,光强分布表现为两个强度不对称分布的光斑,中心位置靠上的光斑较大,说明此时光束重心向上产生偏移,如图 4(b)和(e)所示;当  $\Delta = 0.4^\circ$  时,光强分布已经不再是两个光斑而是具有比较居中的光强分布,如图 4(c)和(f)所示。这说明光束的重心随着放大角  $\Delta$  的增大逐渐向中心位置移动,产生的放大后横移变得较小。图 4 中理论光强分布与实验测量的光强分布符合得较好。结合图 3 可知,在利用基于光子自旋霍尔效应的弱测量技术探测金属薄膜厚度时确实存在最佳弱测量点。需要指出的是,之前也利用过弱测量的方法来探测金属银纳米薄膜厚度<sup>[13]</sup>,实验中所选取的放大角  $\Delta = 0.4^\circ$ ,对比

图 4(e)和(f),可以很清晰地看出放大角  $\Delta = 0.1^\circ$  处的光强重心偏移比在  $\Delta = 0.4^\circ$  时的光强重心偏移更加明显,放大后的横移值可达到最大,在对应入射角下测量受到噪声的影响会小得多,因此在  $\Delta = 0.1^\circ$  情况下测量的数据会更准确。

在利用弱测量技术探测纳米金薄膜中的光子自旋霍尔效应时可以选择最佳的放大角使得其放大后横移值达到最大,此时的放大倍数也为最大值,即存在最佳的弱测量点。在最佳弱测量点处附近的测量,其有用信号会增强,噪声系数相对较小,因此对比于其他放大角处测量的数据更加精确。该研究结果为今后利用光子自旋霍尔效应来更加精确地测量金属薄膜的厚度提供了很好的理论与实验基础。该方法不仅仅适用于纳米金属薄膜厚度的测量,更能够推广到其他的物理系中去,例如对各种微结构中的结构参数进行精确地测量。在测量其他物理系统

中的物理参数时,先从理论和实验上判断弱测量中的最佳测量点,即获得合适的放大角使得光子自旋霍尔效应放大后的横移值达到最大。固定此最佳放大角,通过改变不同的入射角来测量不同物理参数所对应的光子自旋霍尔效应横移值,由此可以以较高的精确测量反推出各物理参数的大小。

## 4 结 论

从角谱理论出发,利用基于光子自旋霍尔效应的弱测量模型研究了纳米金属薄膜中光子自旋霍尔效应的最佳弱测量。实验结果表明,当入射角为确定值且放大角  $\Delta < 0.1^\circ$  时,随着放大角的增大,光子自旋霍尔效应放大后的横移值逐渐增大;当放大角取在  $0.1^\circ$  附近时,放大后的横移可达到最大,即最佳弱测量点;当放大角大于  $0.1^\circ$  时,横移值逐渐减小。在最佳弱测量点时,弱测量放大倍数最高,光子自旋霍尔效应放大后横移值达到极大值,因此其受到的噪声影响相对较小,可以大大地提高实验测量的精度。该研究结果为今后利用光子自旋霍尔效应来更加精确地测量金属薄膜的厚度提供了很好的理论与实验基础,且能推广到一般物理系统中,为精确测量各物理系统中的结构参数提供了可能。

## 参 考 文 献

- 1 C Z Chang, J Zhang, X Feng, *et al.*. Experimental observation of the quantum anomalous Hall effect in a magnetic topological insulator [J]. *Science*, 2013, 340(6129): 167–170.
- 2 J E Hirsch. Spin Hall effect [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, 83(9): 1834–1837.
- 3 Y K Kato, R C Myers, A C Gossard, *et al.*. Observation of spin Hall effect in semiconductors [J]. *Science*, 2004, 306(5103): 1910–1913.
- 4 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.
- 5 Zhou Huiling, Chen Xi, Li Chunfang. Lateral and transverse shift of arbitrarily polarized beam in total internal reflection [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, 26(12): 1852–1856.  
周惠玲, 陈 玺, 李春芳. 任意偏振态光束全反射时的侧向和横向位移[J]. *光学学报*, 2006, 26(12): 1852–1856.
- 6 M Onoda, S Murakami, N Nagaosa. Hall effect of light [J]. *Phys Rev Lett*, 2004, 93(8): 083901.
- 7 K Y Bliokh, Y P Bliokh. Conservation of angular momentum, transverse shift, and spin Hall effect in reflection and refraction of an electromagnetic wave packet [J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(7): 073903.
- 8 Hailu Luo, Shuangchun Wen, Weixing Shu, *et al.*. Spin Hall effect of a light beam in left-handed materials [J]. *Phys Rev A*, 2009, 80(4): 043810.
- 9 Xinxing Zhou, Xing Li, Hailu Luo, *et al.*. Optimal preselection and postselection in weak measurements for observing photonic spin Hall effect [J]. *Appl Phys Lett*, 2014, 104(5): 051130.
- 10 Yin Hongfang, Luo Hailu, Wen Shuangchun. Study on influencing factors of transverse shift in spin Hall effect of light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(3): 0326002.  
尹红芳, 罗海陆, 文双春. 光子自旋霍尔效应中横移的影响因素研究[J]. *光学学报*, 2011, 31(3): 0326002.
- 11 Wei Guiping, Zhou Xinxing, Luo Hailu, *et al.*. Switching the directions of spin accumulation of spin Hall effect of light in reflection [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(7): 0726003.  
魏桂萍, 周新星, 罗海陆, 等. 转换反射中光子自旋霍尔效应的自旋堆积方向[J]. *光学学报*, 2012, 32(7): 0726003.
- 12 K Y Bliokh, A Niv, E Hasman, *et al.*. Geometrodynamics of spinning light [J]. *Nature Photon*, 2008, 2(12): 748–753.
- 13 O Hosen, P Kwiat. Observation of the spin Hall effect of light via weak measurements [J]. *Science*, 2008, 319(5864): 787–790.
- 14 Y Qin, Y Li, H Y He, *et al.*. Measurement of spin Hall effect of reflected light [J]. *Opt Lett*, 2009, 34(17): 2551–2553.
- 15 X Zhou, Z Xiao, H Luo, *et al.*. Experimental observation of the spin Hall effect of light on a nanometal film via weak measurements [J]. *Phys Rev A*, 2012, 85(5): 043809.
- 16 X Zhou, X Ling, H Luo, *et al.*. Identifying graphene layers via spin Hall effect of light [J]. *Appl Phys Lett*, 2012, 101(25): 251602.
- 17 Y Aharonov, D Z Albert, L Vaidman. How the result of a measurement of a component of the spin of a spin  $-1/2$  particle can turn out to be 100 [J]. *Phys Rev Lett*, 1988, 60(14): 1351–1354.
- 18 E D Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids* [M]. New York: Academic Press, 1998.

栏目编辑: 史 敏