

·特邀综述·

基于数字全息术的近场成像与应用

戴思清^{1,2,3}, 豆嘉真^{1,2,3}, 张继巍^{1,2,3}, 邸江磊^{1,2,3*}, 赵建林^{1,2,3**}

¹西北工业大学物理科学与技术学院, 陕西 西安 710129;

²陕西省光信息技术重点实验室, 陕西 西安 710072;

³超常条件材料物理与化学教育部重点实验室, 陕西 西安 710072

摘要 近场是指局域在物体表面附近亚波长范围内的空间区域。倏逝波存在于近场区域,可利用其与物质的相互作用特性对位于近场区域的某些介质样品进行高分辨率成像,及对样品物性变化进行高灵敏度测量,其中,基于全内反射和表面等离子体共振的近场成像与测量方法已在许多领域获得广泛应用。将数字全息术与这类近场测量方法相结合,可进一步有效解决自近场区域反射光波的相位分布的高精度全场动态测量问题。重点介绍基于全内反射数字全息术和表面等离子体共振全息显微术的近场成像方法与测量应用研究进展。

关键词 成像系统; 表面等离子体共振; 全内反射; 数字全息术; 近场测量

中图分类号 O439

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.0111008

Digital Holography Based Near-field Imaging and Its Application

Dai Siqing^{1,2,3}, Dou Jiazhen^{1,2,3}, Zhang Jiwei^{1,2,3}, Di Jianglei^{1,2,3*}, Zhao Jianlin^{1,2,3**}

¹School of Physical Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an, Shaanxi 710129, China;

²Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, Xi'an, Shaanxi 710072, China;

³Ministry of Education Key Laboratory of Material Physics and Chemistry Under Extraordinary Conditions, Xi'an, Shaanxi 710072, China

Abstract The near-field region is confined within a subwavelength range from the surface of an object. Evanescent waves exist in the near field, and by utilizing their interaction with matter, near-field high-resolution imaging as well as high sensitivity detection of physical changes of some specimen within the near field region can be realized. Near-field imaging and measurement methods based on total internal reflection (TIR) and surface plasmon resonance (SPR) have a wide range of applications in many fields. By combining digital holography with these near-field measurement methods, accurate, dynamic, and full-field measurements of the phase distribution of a light wave reflected from the near field region can be achieved. This article mainly reviews near-field imaging approaches and measurement applications based on TIR digital holography and SPR holographic microscopy.

Key words imaging systems; surface plasmon resonance; total internal reflection; digital holography; near-field measurement

OCIS codes 110.2970; 240.6680; 260.6970; 090.1995

1 引 言

当一束光波照射到物体上时,会在物体表面发生散射,其散射光场可分为两部分:一部分是场分布沿垂直于物体表面方向呈指数衰减的倏逝波;另一部分是由物体表面自由传播到空间无限远处的辐射波^[1-2]。其中,倏逝波的纵向深度仅有百纳米量级,

因而仅存在于物体表面附近亚波长范围内的近场区域^[3]。近年来,随着纳米技术的迅猛发展,人们对位于近场区域的光场行为及其应用的研究愈加深入,并逐渐形成一门新的学科分支——近场光学^[4]。近场光学技术可以突破传统光学衍射极限的限制,而且位于近场区域的光场对外部环境变化的响应灵敏度很高,因而近场光学技术可被应用于超分辨成像、

收稿日期: 2019-09-30; 修回日期: 2019-10-21; 录用日期: 2019-10-29

基金项目: 国家自然科学基金国家重大科研仪器研制项目(61927810)、国家自然科学基金委员会与中国工程物理研究院联合基金(U1730137)、中央高校基本科研业务费专项资金(3102019ghxm018)

* E-mail: jiangleidi@nwpu.edu.cn; ** E-mail: jlzhao@nwpu.edu.cn

生物表征与诊断、环境参量感知和微量气体探测等领域^[5-13]。近场光学成像与测量有许多实现途径,本文主要讨论基于全内反射(TIR)和表面等离子体共振(SPR)原理的近场成像和测量方法。

利用基于 TIR 的近场测量方法可对处于物体表面近场区域的样品进行高分辨成像和动态监测,现已成为分析化学、生物学、医药学等领域的重要测量手段之一。其中,TIR 荧光显微术(TIRFM)利用 TIR 产生的倏逝波照明位于近场区域的生物样品,使样品荧光团分子受激发而产生荧光,再利用远场探测装置收集荧光,最终得到携带样品精细信息的光学图像^[14-19]。此外,发生 TIR 时,由于反射光波的反射相移与位于 TIR 近场区域介质样品的折射率之间存在量化关系,因此根据利用外差干涉技术测量的 TIR 条件下反射光波两个正交偏振分量的相位差可反推出介质样品的折射率^[20]。相移干涉技术利用相移方法解调发生 TIR 时反射光波的相移,可以实现对介质样品折射率的宽场甚至动态测量^[21-22]。

虽然利用上述基于 TIR 原理的近场测量方法可获得位于近场区域介质样品的折射率和相关参量,并且测量范围较大,但是其测量灵敏度有限,在表征近场区域样品物性的微小变化时遇到了瓶颈。相对而言,基于 SPR 原理的近场测量方法具有探测灵敏度高、光学信号强等优点,并且相比 TIR 荧光显微测量方法,其对生物的毒性更低,因而在生物化学等领域具有独特优势^[23]。利用 SPR 效应实现近场测量的基本原理如下:当一束振动方向平行于入射面的 p 偏振单色平面光波以一定角度入射到金属表面上时,在一定条件下,金属表面近场区域将会发生 SPR,此时位于金属表面近场区域的介质样品的折射率和相关参量的微小变化将引起反射光波复振幅(振幅和相位)发生变化,于是,通过测量发生 SPR 时反射光波复振幅分布的变化,即可对样品折射率等参量的分布及其微小变化进行高灵敏度感知^[24]。按照测量对象的不同,可将相应的测量方法分为两种:一种是基于反射光波强度的测量,包括反射光波的强度反射率、SPR 激发角,以及 SPR 光谱测量等^[25-32];另一种是基于反射光波相位的测量^[33-39]。前者的优势是测量范围大,后者的优势则是探测灵敏度非常高^[40],可以说,这两种测量方法正好优势互补。除了进行传感测量外,基于 SPR 原理的成像系统——表面等离子体显微镜(SPM)利用表面等离子体波(或表面等离子激元)作为照明光

源,可对位于近场区域的介质样品进行高衬比度、高分辨率成像^[41]。其中,棱镜耦合的 SPM 系统最早被提出,其结构简单,易搭建,可用来对薄膜、势能波、混合液滴和小分子等多种样品进行成像^[42-46]。然而,该系统存在数值孔径小、放大倍率受限、图像畸变严重等不足。基于此,研究者进一步提出了高数值孔径油浸物镜(以下简称物镜)耦合的 SPM 系统,其特点是通过匹配油使镀有金属膜的盖玻片与物镜耦合,以在金属膜表面近场区域激发 SPP,从而可以突破上述局限,在提高放大倍率的同时又不致引起图像畸变,在生物化学等领域具有广阔的应用前景^[47-58]。

综上,由于位于近场区域的倏逝波衰减迅速,通常难以在远场收集,因此需要发展一种新的测量方法,从而能够在远场对近场区域的样品进行高衬比度成像和高精度表征。数字全息术是一种基于传统光学全息术原理,采用电荷耦合器件(CCD)等光电成像器件记录全息图,并利用计算机数值模拟其衍射过程,实现物光波复振幅数值重建的光场成像技术^[59-68]。全息像或物光波复振幅的数值重建是数字全息术的核心:首先,利用数字图像处理手段对数字全息图进行必要的预处理,以消除数字全息图中的随机噪声;其次,根据标量衍射理论,利用计算机模拟光波经全息图衍射后的传播过程,实现物光波复振幅分布的数值重建,进而从中获得待测物场的强度像或相位像。将数字全息术与基于 TIR/SPR 原理的近场测量方法相结合,利用数字全息术获得 TIR/SPR 过程中反射光波在远场的复振幅分布,即可实现对近场区域样品折射率和相关物性参量的全场、动态、无标记、高衬比度、高精度的测量与表征。例如,Hu 等^[69-70]将 TIR/SPR 与数字全息术结合,实现了对生物细胞膜和葡萄糖溶液强度和相位分布的同时成像;Mandracchia 等^[71]利用物镜耦合 SPM 系统,引入数字全息干涉光路,实现了对光刻胶阵列结构的形貌测量和对液滴挥发过程的动态监测。本文主要介绍利用数字全息术与 TIR/SPR 相结合实现近场成像的方法,及相关应用的研究进展。

2 基于 TIR 数字全息术的近场成像

2.1 TIR 数字全息术原理

2.1.1 反射相移与近场区域电介质折射率的关系

当一束平面光波自光密介质进入光疏介质时,若入射角大于 TIR 临界角,则光波能量全部自两种介质的分界面反射回光密介质。然而,在分界面处

光疏介质一侧仍存在着相位沿界面传播、振幅沿界面法线方向呈指数衰减的倏逝波,其穿透深度大约在波长量级,故而称为近场区域。图 1 为实现 TIR 的棱镜结构,一束单色线偏振平面光波(包含振动方向垂直于入射面的 s 分量和平行于入射面的 p 分量)以 θ 角入射到棱镜(设折射率为 n_1)与电介质(设折射率为 n_2)的分界面上($n_1 > n_2$),满足 TIR 条件时,入射光波能量被全部反射,并且反射光波相对于入射光波产生一定的附加相移。以 r_s 与 r_p 分别代表 s 与 p 偏振分量的复振幅反射系数, φ_s 与 φ_p 分别代表相应的附加反射相移^[72],则有

$$\begin{cases} r_s = \exp(i\varphi_s), \varphi_s = -2\arctan\left(\frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}}{n_1 \cos \theta}\right) \\ r_p = \exp(i\varphi_p), \varphi_p = -2\arctan\left(\frac{n_1 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}}{n_2^2 \cos \theta}\right) \end{cases} \quad (1)$$

由(1)式可以看出,若已知入射光波的入射角 θ 、棱镜介质的折射率 n_1 ,以及反射光波中 s/p 偏振分量对应的反射相移 φ_s/φ_p 分布,就可以计算出位于 TIR 近场区域内电介质的折射率 n_2 及其分布。图 2 所示为反射相移 φ_s 或 φ_p 与电介质折射率 n_2 存在的一一对应关系,图中 RIU (refractive index unit)表示折射率单元。

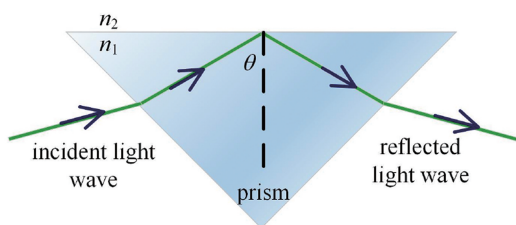


图 1 直角棱镜-电介质界面处的全反射

Fig. 1 TIR on the interface of rectangular prism and dielectric layer

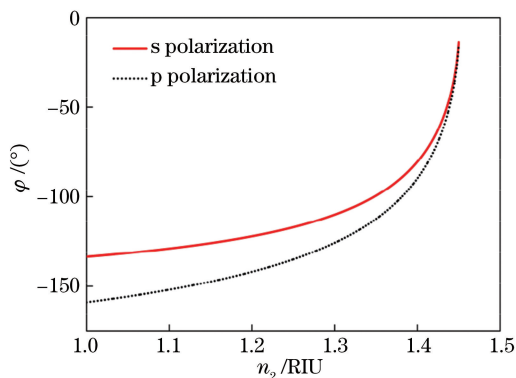


图 2 TIR 相移 φ 随电介质折射率 n_2 变化的理论曲线

Fig. 2 Theoretical curves of TIR phase shift φ varying with dielectric refractive index n_2

2.1.2 TIR 数字全息干涉术

利用数字全息术测量出发生 TIR 时反射光波的反射相移,即可定量获得位于棱镜表面近场区域电介质的折射率分布。实际应用中常采用二次曝光全息干涉术,即在放置样品前记录一幅背景全息图(设此时电介质为空气, $n_2 = 1$),放置样品后再记录一幅含有样品信息的全息图,利用计算机基于两幅数字全息图数值重建出相应的反射光波复振幅,并由此得到相应的反射光波相位分布,进而结合相位相减算法计算出消除了背景噪声的两重建反射光波的相位差分布,此相位差正好等于发生 TIR 时反射光波的反射相移差。最后,根据(1)式获得电介质折射率分布 $n_2(x, y)$ 的定量测量结果,其中, x 和 y 分别表示两个方向正交的坐标参量^[72]。

2.2 基于 TIR 数字全息术的近场成像与测量应用

2.2.1 电介质折射率的测量

图 3 为基于马赫-曾德尔干涉仪的 TIR 数字全息测量光路。待测介质置于直角棱镜斜边表面上。自激光器输出的激光束经扩束、准直后被分光棱镜 BS_1 分为两束,其中一束光波进入直角棱镜,并在其放置样品的表面处发生 TIR,由于样品对倏逝波的调制,反射光波携带了样品信息,这里将其作为物光波;将另一束不携带样品信息的光波作为参考光波。两束光波经分光棱镜 BS_2 合束并在 CCD 靶面发生干涉,记录形成的干涉图样,并将其作为数字全息图。由此数字全息图可数值重建出原物光波的复振幅,并经计算得到物光波的相位差分布^[72],进而根据相位差与电介质折射率的关系,计算得到该待测介质的折射率。

图 4 为利用上述原理和光路对甘油-水混合溶液进行测量所得的结果。从图 4 中显示的不同质量分数配比溶液引起的物光波相位差分布可以看出,利用 TIR 数字全息干涉测量方法可以得到待测样品清晰的相位图像,其中不同颜色的相位图像意味着待测介质具有不同的折射率。考虑所测溶液质量分数分布均匀,可将图 4 所示矩形框区域的相位差值取平均,再利用(1)式反推得到溶液的折射率,如表 1 所示。可以看出,利用 TIR 数字全息干涉测量得到的样品折射率与实际值偏差很小,证明了此方法的有效性。

2.2.2 电介质折射率和几何厚度的同时测量

在利用 TIR 数字全息术测量电介质样品折射率 $n_2(x, y)$ 的基础上,进一步引入透射式数字全息显微术(DHM),利用介质对透射光波相位的调制原

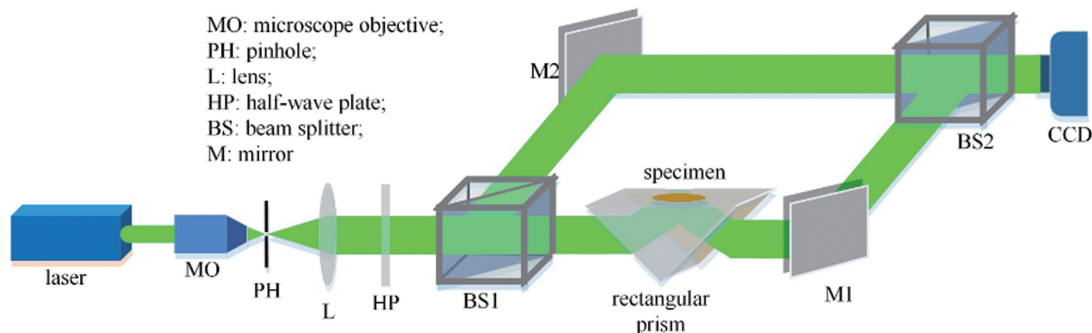


图 3 基于马赫-曾德尔干涉仪的 TIR 数字全息测量光路^[72]

Fig. 3 Experimental setup for TIR digital holography based on Mach-Zehnder interferometer^[72]

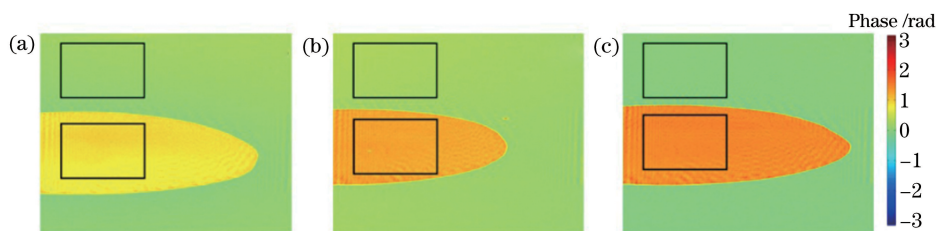


图 4 不同质量分数的甘油-水混合溶液引起的反射光波的相位差分布实验测量结果^[72]。(a) 40% ; (b) 60% ; (c) 75%

Fig. 4 Experimental results of phase difference distribution of reflected light wave induced by glycerol-water mixtures with different mass fractions^[72]. (a) 40% ; (b) 60% ; (c) 75%

表 1 甘油-水混合溶液的折射率测量结果^[72]

Table 1 Measurement results of refractive index of glycerol-water mixtures^[72]

Measured mixture	Index /RIU	Deviation of reflection phase shift difference /($^{\circ}$)	Calculated index / RIU	Index deviation / RIU
40% glycerol-water	1.38413	0.5329	1.38535	0.00122
60% glycerol-water	1.41299	0.3495	1.41346	0.00047
75% glycerol-water	1.43534	0.338	1.43512	0.00022

理,还可同时获得待测介质的几何厚度 $h(x, y)$ ^[73], 可表示为

$$h(x, y) = \frac{\Delta\phi(x, y)\lambda}{2\pi[n_2(x, y) - n_0(x, y)]}, \quad (2)$$

式中: $\Delta\phi(x, y)$ 为经待测介质和环境介质调制的透射光波的相位差分布; λ 为透射光波的波长; n_0 为周围环境介质的折射率(当环境介质为空气时, $n_0 = 1$)。

图 5 所示为一种透射-TIR 集成式 DHM 实验系统,其核心部件是一个短边抛光的道威(Dove)棱镜,用来集成透射与 TIR 集成式 DHM 中的两束振动方向正交的线偏振物光波,同时,利用角度与偏振复用技术引入两束振动方向正交的线偏振参考光波,并使之分别与相应的物光波在 CCD 靶面处干涉,记录下由两组干涉图样构成的复合全息图^[73]。利用此系统对具有不同折射率和几何厚度分布的液滴阵列进行测量,结果如图 6 所示,包括质量分数为 85% 和 70% 的甘油-水混合溶液、聚乙二醇溶液

(polyethylene glycol) 和 1,2-丙二醇溶液(1, 2-propylene glycol)。可以看出,利用该系统可同时完成对位于近场区域的电介质样品的成像,以及对其折射率和几何厚度两个参量的测量。

3 基于 SPR 全息显微术的近场成像

3.1 SPR 全息显微术的基本原理

3.1.1 SPR

一束振动面平行于入射面的线偏振(即 p 偏振)光波入射到金属-电介质界面时,在特定波长和入射角度条件(即满足波矢匹配条件)下,会在金属表面附近激发出沿界面传播的有序电子疏密振动——SPR,伴随产生的表面等离子体波表现为一种振幅沿界面法线方向迅速衰减的倏逝波,因而仅存在于金属表面近场区域。SPR 的发生导致入射光波的反射率达到最小。这里将可以激发 SPR 的特定入射角度称为 SPR 激发角。

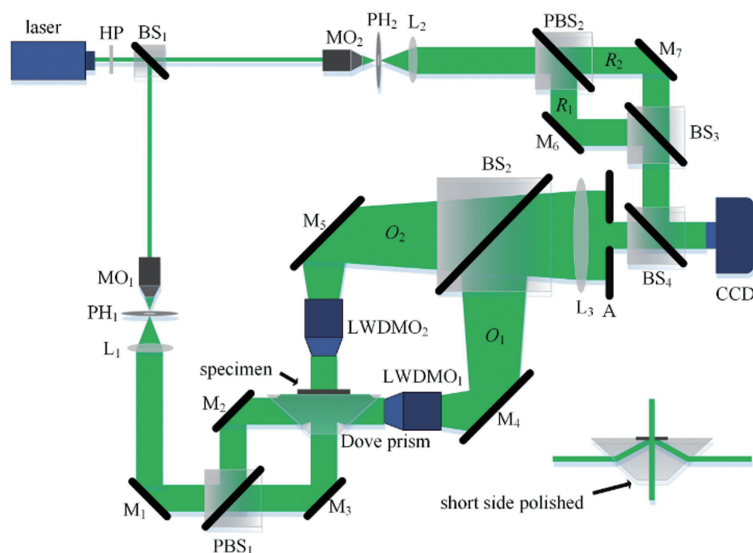


图 5 透射-TIR 集成式 DHM 实验系统^[73]

Fig. 5 Experimental setup for transmission-TIR integrated DHM^[73]

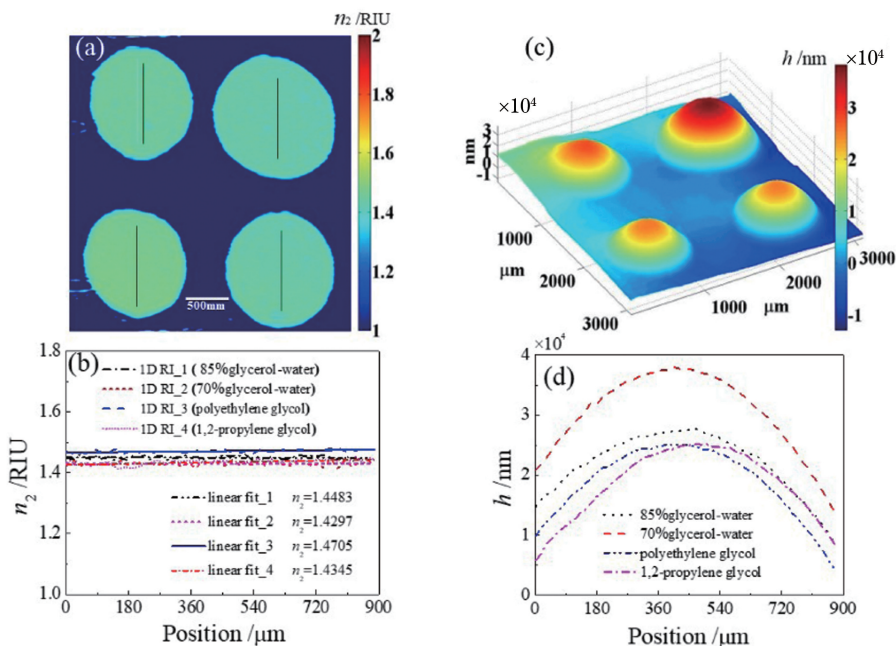


图 6 具有不同折射率和几何厚度的液滴阵列的实验测量结果^[73]。(a)二维和(b)一维折射率分布；
(c)三维和(d)一维几何厚度分布

Fig. 6 Experimental results of droplet array with different refractive indexes and geometrical thicknesses^[73]. (a) Two-dimensional and (b) one-dimensional profiles of refractive index; (c) three-dimensional and (d) one-dimensional profiles of geometrical thickness

图 7 为激发 SPR 的 Kretschmann 结构模型,即 SPR 三层结构模型,包含棱镜(设折射率为 n_1)、镀在棱镜表面的金属膜(设介电常数为 ϵ_2),以及置于金属膜上的电介质(设介电常数为 ϵ_3)三层。一束 p 偏振光波通过棱镜入射到镀有金属膜的棱镜表面上,在入射角等于 SPR 激发角的条件下,入射光波与表面等离子体波满足波矢匹配,金属膜表面发生

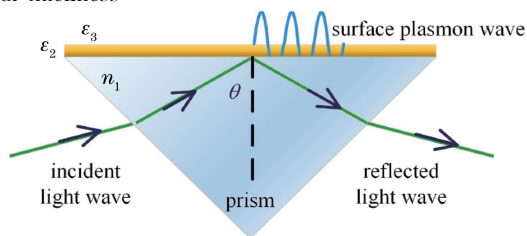


图 7 激发 SPR 的 Kretschmann 结构

Fig. 7 Kretschmann configuration for SPR excitation

SPR, 并且有

$$n_1 \sin \theta = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3}} \quad (3)$$

根据实际情况的不同,在金属表面的近场区域内,可能存在多层介质,此时激发 SPR 的 Kretschmann 结

构为 SPR 多层结构模型。

利用发生 SPR 时反射光波在远场的变化可反推出位于近场区域介质样品相关参数的变化。其中,反射光波相对于入射光波的复振幅反射系数 r 可通过菲涅耳公式计算得出^[74],具体计算式为

$$\begin{cases} r_{i,N}(\theta) = \frac{r_{i,i+1}(\theta) + r_{i+1,N}(\theta) \exp[2j d_{i+1} k_{z(i+1)}(\theta)]}{1 + r_{i,i+1}(\theta) r_{i+1,N}(\theta) \exp[2j d_{i+1} k_{z(i+1)}(\theta)]}, j = \sqrt{-1}, i = 1, 2, \dots, N-2 \\ r_{i,i+1}(\theta) = \frac{\xi_{i+1}(\theta) - \xi_i(\theta)}{\xi_{i+1}(\theta) + \xi_i(\theta)}, i = 1, 2, \dots, N-1 \\ \xi_i(\theta) = \epsilon_i / k_{z_i}(\theta), i = 1, 2, \dots, N \\ k_{z_i}(\theta) = 2\pi \frac{\sqrt{\epsilon_i - \epsilon_i \sin^2(\theta)}}{\lambda}, i = 1, 2, \dots, N \end{cases} \quad (4)$$

式中: i 表示第 i 层介质; θ 表示光波的入射角; $r_{i,i+1}$ 与 $r_{i+1,N}$ 分别为光波在相邻两种介质之间和第 $i+1$ 与第 N 层介质之间的复振幅反射系数; d_{i+1} 表示第 $i+1$ 层的厚度; ϵ_i 表示第 i 层的介电常数; k_{z_i} 与 $k_{z(i+1)}$ 分别为第 i 层与第 $i+1$ 层介质中透射光波沿 z 方向的波数; λ 表示光波的波长。进一步地,反射光波相对于入射光波的强度反射率和反射相移可以分别表示为

$$R(\theta) = |r_{1,N}(\theta)|^2, \quad (5)$$

$$\varphi = \arctan \left[\frac{\text{Im}(r_{1,N})}{\text{Re}(r_{1,N})} \right]. \quad (6)$$

以 SPR 三层结构模型为例,当发生 SPR 且第三层电介质的折射率发生微小变化时,在 SPR 动态范围内,反射光波的强度反射率会迅速下降,产生一个“低谷”。相应地,反射相移曲线的斜率迅速增大,如图 8 所示。利用测量得到的强度反射率和反射相移,可以反推出位于近场区域介质折射率的变化,从而实现对与折射率有关的介质物性参数的定量表征。值得注意的是,相比于 TIR 方法,SPR 测量方法的灵敏度至少高出两个数量级,可用于对近场区域样品的微小变化进行高灵敏度监测。

3.1.2 SPR 全息显微术

将 SPR 原理与 DHM 相结合,可得到一种新的近场成像与测量技术——SPR 全息显微术 (SPRHM),其特点是利用 DHM 获得发生 SPR 时携带样品信息的反射光波的强度和相位图像,进而结合 SPR 理论曲线,可进一步计算出样品的折射率和相关特征参量。与 TIR 数字全息干涉术类似,SPRHM 同样采用二次曝光全息干涉术,在样品放置前后分别记录一幅背景全息图和携带样品信息的

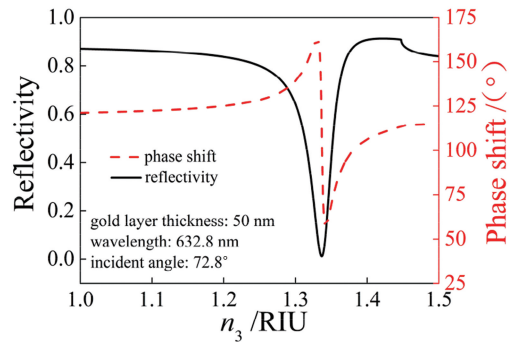


图 8 SPR 过程中反射光波的强度和相移随介质折射率变化的理论曲线

Fig. 8 Theoretical curves of intensity and phase shift of reflected light wave varying with dielectric refractive index during SPR

全息图,并根据这两幅数字全息图计算得到相应反射光波的相位分布,通过相位相减操作最终得到消除了背景噪声的反射物光波的相位差分布,即发生 SPR 时反射光波的反射相移差分布。

相较于发生 SPR 过程中反射光波的强度测量方式,相位测量方式具有更高的探测灵敏度。以下介绍的工作主要围绕 SPR 发生过程中反射光波的相位探测展开^[40]。

3.2 基于 SPR 全息显微术的近场成像与应用

SRPHM 主要采用棱镜耦合和物镜耦合两种 SPR 激发方式,产生 SPR 的薄膜可以是金膜,也可以是其他金属良导体或拓扑绝缘体薄膜。

3.2.1 基于棱镜耦合的 SPR 全息显微测量系统

从研究对象角度可将棱镜耦合 SPRHM 测量系统的应用分为 4 个方面,分别是电介质折射率微小变化的高灵敏度测量、生物组织的复振幅(强度、相位)成像、二维材料复折射率的测量,及电介质折

射率和几何厚度的同时测量。

1) 电介质折射率微小变化的高灵敏度测量

利用 SPRHM 可测得发生 SPR 时反射光波的反射相移差 $\Delta\varphi$, 当 SPR 三层结构中其他参量已知时, $\Delta\varphi$ 只和位于金属膜(大多数实验中均为金膜)表面近场区域样品的折射率有关。为了结合 SPR 理论曲线计算出待测介质样品的折射率 n_3 , 提出了一种对 SPR 反射相移理论曲线进行多项式拟合的方法来得到曲线的多项式表达^[75]:

$$n_3(x, y) = p_1[\Delta\varphi(x, y)]^5 + p_2[\Delta\varphi(x, y)]^4 + p_3[\Delta\varphi(x, y)]^3 + p_4[\Delta\varphi(x, y)]^2 + p_5\Delta\varphi(x, y) + p_6, \quad (7)$$

式中:各项系数分别为 $p_1 = -9.593 \times 10^{-12}$, $p_2 = -6.151 \times 10^{-10}$, $p_3 = 1.243 \times 10^{-8}$, $p_4 = 9.017 \times 10^{-7}$, $p_5 = -3.45 \times 10^{-5}$, $p_6 = 1.3340$ 。相应的拟合曲线如图 9 所示。

图 10 所示为一种物参光共路的棱镜耦合 SPRHM 实验系统。将待测介质样品置于棱镜镀金膜表面上侧;反射光束中来自样品所在区域的一半光束携带样品信息,将其作为物光波,非样品所在区域反射的另一半光束不携带样品信息,将其作为参

考光波;然后利用特殊放置的分光棱镜 BS 对整个光束分束进而合束,使得物光波与参考光波最终在 CCD 靶面发生干涉,从而记录得到数字全息图。

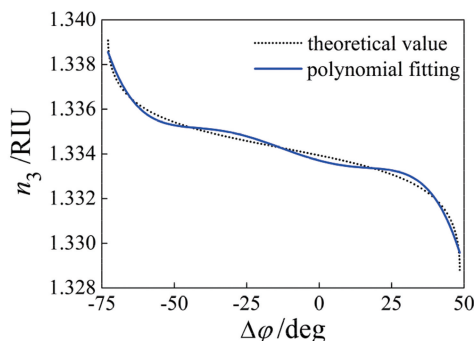


图 9 电介质折射率 n_3 随反射相移差 $\Delta\varphi$ 的变化^[75]

Fig. 9 Refractive index of dielectric n_3 versus reflection phase shift difference $\Delta\varphi$ ^[75]

利用图 10 所示实验系统测得发生 SPR 时反射光波的相移差 $\Delta\varphi$, 结合多项式拟合公式, 实现了对乙醇-水混合溶液(初始体积比为 1:2)挥发过程中其折射率 n_3 微小变化的动态解调, 结果如图 11 所示。可以看出, 在乙醇挥发过程中, 反射相移差出现显著变化, 并且其变化趋势与理论曲线吻合, 由此可以实现对溶液折射率微小变化的高灵敏度监测。

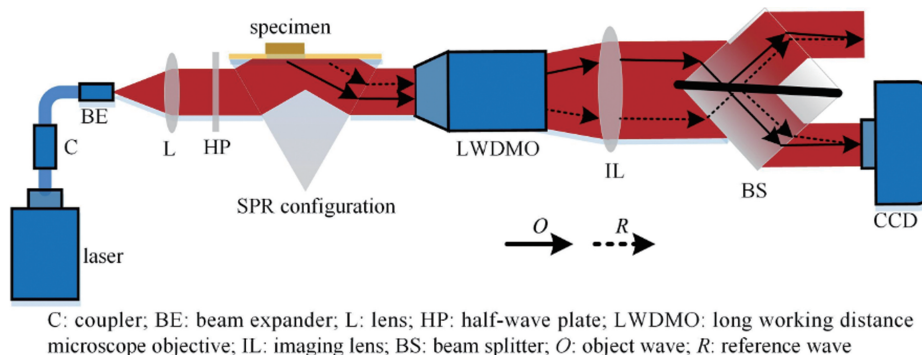


图 10 共路型 SPRHM 实验系统^[75]

Fig. 10 Experimental setup for common-path SPRHM^[75]

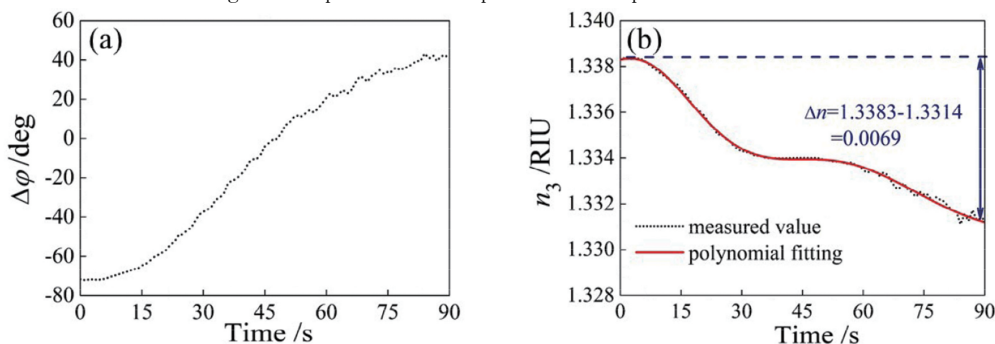


图 11 乙醇-水混合溶液测量结果^[75]。(a)反射相移差随时间的变化;(b)折射率随时间的微小变化

Fig. 11 Experiment results of alcohol-water mixture^[75]. (a) Reflection phase shift difference versus time; (b) tiny variation of refractive index with time

虽然基于反射光波相位探测的 SPRHM 测量灵敏度高,但 SPR 的动态范围较小,其对于介质折射率变化范围较大的动态过程的测量仍面临困难。为拓宽 SPRHM 系统的动态测量范围,并保持高的测量灵敏度,可采用波长复用技术。如图 12^[76]所示,在激发 SPR 的三层结构模型中,632.8 nm 与 660 nm 两个激发波长对应的折射率测量范围 Δn_{3-1} 和 Δn_{3-2} 分别为 1.3245~1.3434(图中 D^* 点到 C^* 点)和 1.3426~1.3535(图中 B^* 点到 A^* 点)。若将 Δn_{3-1} 和 Δn_{3-2} 进行“拼接”,则可使折射率的测量范围得到有效拓宽。基于这一原理,在上述共光路 SPRHM 系统中同时引入 632.8 nm 与 660 nm 两种激发波长并对光路稍作改进,便可实现双波长激发下 SPR 数据的同步记录。需要注意的是,色散效应的存在使得待测介质的折射率在不同波长下有所差别,需要利用介质的色散曲线进行校正。

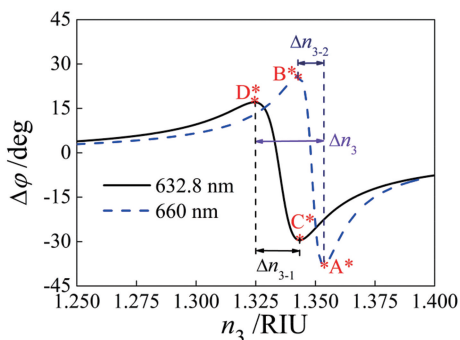


图 12 632.8 nm 和 660 nm 激发波长下反射相移差 $\Delta\varphi$ 随介质折射率 n_3 的变化关系^[76]

Fig. 12 Reflection phase shift difference $\Delta\varphi$ versus dielectric refractive index n_3 at wavelengths of 632.8 nm and 660 nm^[76]

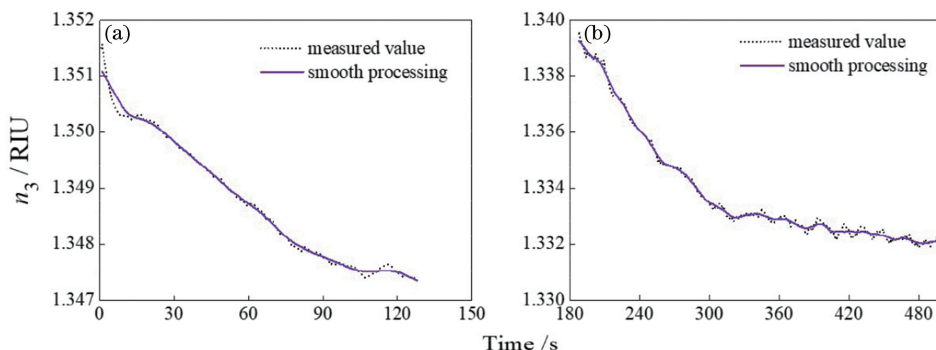


图 13 乙醇-水混合溶液挥发过程中其对 660 nm 光波的折射率的微小变化^[76]。(a)直接对 660 nm 光波进行测量的结果; (b)由 632.8 nm 光波的测量值换算到 660 nm 光波的折射率

Fig. 13 Tiny variation of refractive index of alcohol-water mixture for 660 nm light wave during volatilization process^[76]. (a) Result of direct measurement for 660 nm light wave; (b) refractive index of 660 nm light wave converted from measured value of 632.8 nm light wave

图 13 所示为利用双波长 SPRHM 实验系统对乙醇-水混合溶液(初始体积比为 1:1)挥发过程进行测量所得的结果。已知乙醇和纯水对 632.8 nm 光波的折射率比 660 nm 光波的分别大 0.0006 和 0.0007,为了将两个激发波长下的折射率测量结果进行“拼接”,考虑到在溶液挥发的后一阶段(188~500 s),乙醇含量逐渐降低而接近纯水,可假定在此阶段内待测溶液的色散特性与纯水相同。因此,将此阶段内溶液样品对 632.8 nm 光波的折射率测量值减去 0.0007,即得到此阶段内溶液样品对 660 nm 光波的折射率。由图 13 可以看出,在乙醇挥发过程中,混合溶液对 660 nm 光波的折射率下降了 0.0195,表明折射率测量范围拓宽到单波长 SPRHM 实验系统的两倍以上。同时,由于在 128~188 s 间,溶液的折射率刚好处于理论曲线的拐点附近,因此该时间段折射率的变化情况未能被有效解调出。然而,只要再引入一束中间波长的激发光,便可解决此问题。

2) 生物组织的相位成像

利用棱镜耦合 SPRHM 实验系统不仅可以对位于近场区域的电介质样品折射率的微小变化进行高灵敏度的动态测量,也可以对具有低折射率衬比度的生物样品进行清晰的相位成像。图 14 所示为利用单波长 SPRHM 实验系统获得的洋葱组织的相位图像,可以清晰地看到洋葱表皮的组织结构^[75]。SPR 对样品折射率的微小变化极其敏感,而反射光强度较低区域与较高区域的折射率略有差异,这就使得对应区域 SPR 的激发效率出现明显差异,从而实现对洋葱组织的高衬比度相位成像。

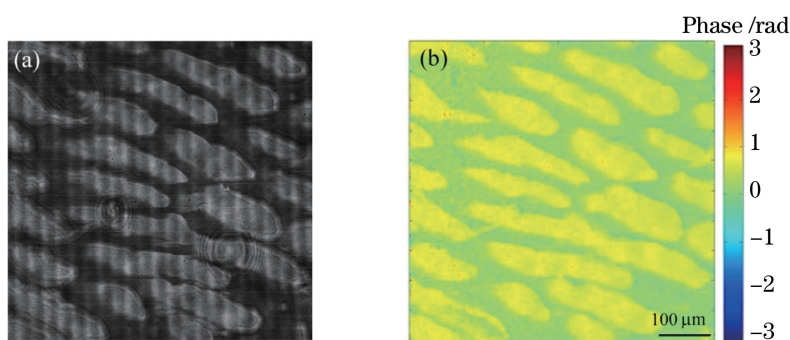


图 14 利用单波长 SPRHM 实验系统得到的洋葱组织相位图像^[75]。(a)数字全息图;(b)重建的相位图像

Fig. 14 Phase image of onion tissue obtained by single-wavelength SPRHM experimental setup^[75].

(a) Digital hologram; (b) reconstructed phase image

图 15 给出了采用双波长(632.8 nm, 660 nm) SPRHM 实验系统对近场区域洋葱组织成像的结果^[76]。可以看出,当入射角调节到刚好使 632.8 nm 波长发生 SPR 时,由该波长记录的数字全息图重建

的洋葱组织相位图像[图 15(c1)]较 660 nm 波长的[图 15(b1)]更清晰;当入射角调节到刚好使 660 nm 波长发生 SPR 时,结果刚好相反。

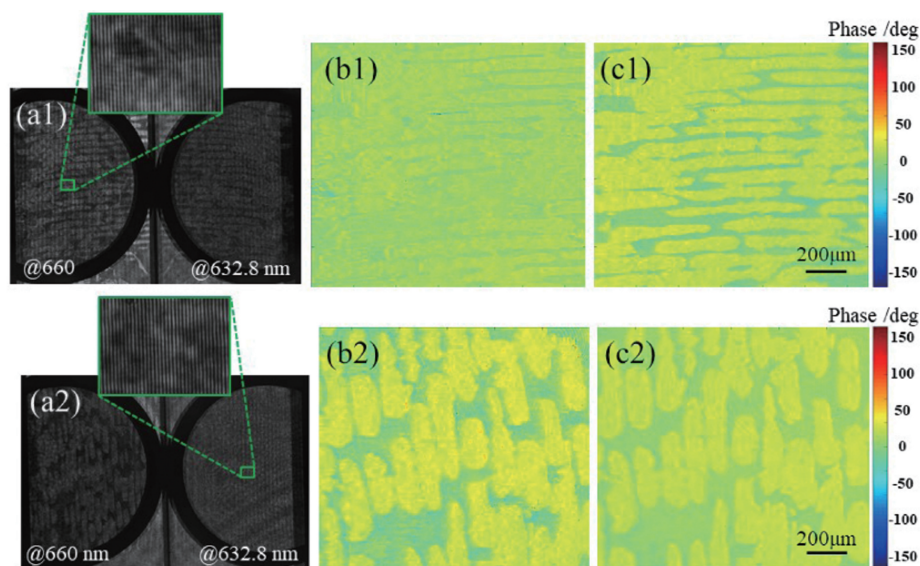


图 15 利用双波长 SPRHM 实验系统得到的洋葱组织相位图像^[76]。(a)数字全息图;(b)激发波长为 660 nm 时的相位图像;

(c)激发波长为 632.8 nm 时的相位图像

Fig. 15 Phase images of onion tissue obtained by two-wavelength SPRHM experimental setup^[76]. (a) Digital holograms;

(b) phase images at the wavelength of 660 nm; (c) phase images at the wavelength of 632.8 nm

3) 二维材料复折射率的测量

二维材料由于其原子量级的厚度而具有不同于体块材料的优异光电特性,被广泛应用于光电探测器、场效应管,以及柔性电子器件等领域^[77-79]。因此,无论是从基础研究还是从应用角度考虑,对其物性参量进行测量表征均具有重要意义。对于折射率为复数的二维材料,上述方法只能测量出其复折射率的实部,无法同时解调出虚部。要利用 SPRHM 实验系统同时测量复折射率的实部和虚部,可采用一种最小二乘拟合方

法^[80]。以 SPR 5 层结构模型[棱镜-铬层(黏附层)-金层-待测介质层-已知折射率的电介质层]为例,进行反射相移差 $\Delta\varphi$ 的测量,结果如图 16 所示^[80]。理论分析表明,在发生 SPR 的过程中,当第 5 层电介质的折射率 n_5 (已知量)逐渐变化时,SPR 反射相移差曲线 $\Delta\varphi$ 与第 4 层待测介质复折射率 \tilde{n}_4 ($\tilde{n}_4 = n_4 + ik_4$) 之间存在对应关系:当待测介质复折射率的实部 n_4 逐渐增大时,反射相移差曲线的位置向左移动;而当其复折射率的虚部 k_4 逐渐增大时,曲线的斜率逐渐变小。

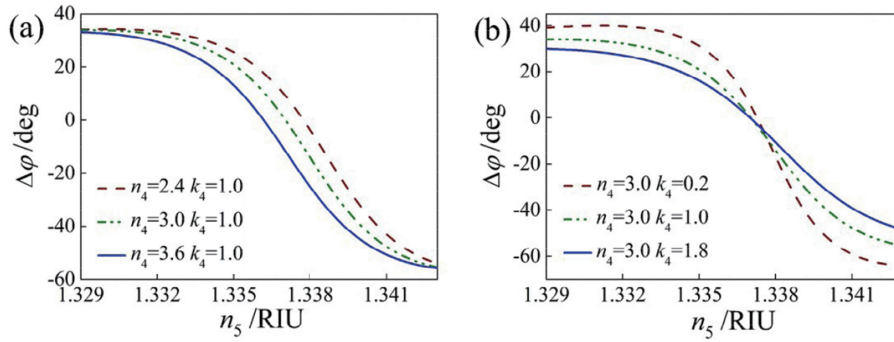


图 16 不同待测介质对应的反射相移差 $\Delta\varphi$ 随电介质折射率 n_5 变化的理论曲线^[80]。(a)实部 n_4 不同;(b)虚部 k_4 不同
Fig. 16 Theoretical curves of reflection phase shift difference $\Delta\varphi$ corresponding to different tested films versus refractive index of dielectric layer n_5 ^[80]. (a) For different real part n_4 ; (b) for different imaginary part k_4

假设待测介质为二维材料薄膜,利用 SPRHM 实验系统,测得不同电介质折射率下反射光波的反射相移差,并引入最小二乘方法将理论曲线和实验数据进行拟合,则可计算出二维材料的复折射率 \bar{n}_4 为

$$\min_{\bar{n}_4} \sum_{m=1}^{m=M} [\Delta\varphi'_m(n_{5m}) - \Delta\varphi_m(n_{5m}, \bar{n}_4)]^2, \quad (8)$$

式中: m 表示第 m 种电介质; M 表示电介质总数; $\Delta\varphi'$ 和 $\Delta\varphi$ 分别表示实验测量和理论计算的反射相移差。基于上述原理及图 10 所示的棱镜耦合 SPRHM 实验系统,对少层($L=1, 2, 3$)石墨烯样品进行测量,结果分别如图 17 和表 2 所示。其中,图 17 为对应的最小二乘拟合曲线,表 2 为复折射率的实验测量结果,其中, $\Delta\vartheta$ 表示不同层数石墨烯样品下反射相移差的下降范围。可以看出,反射相移差曲线随着石墨烯样品层数不同而呈现明显变化,表明该方法具有非常高的层数分辨率。石墨烯样品层数不同,其复折射率明显不同,主要源于湿法转移的多层石墨烯会产生不同的电子结构。

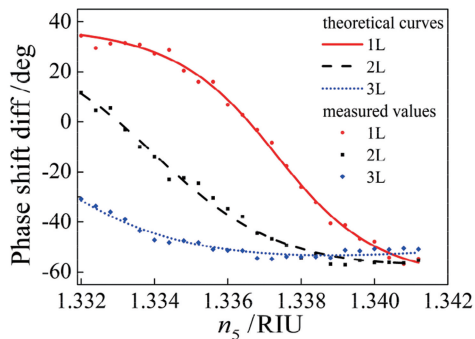


图 17 不同层数石墨烯薄膜对应的反射相移差测量结果和最小二乘拟合曲线^[80]

Fig. 17 Measurement results and least-square fitting curves of the reflection phase shift difference for graphene films with different numbers of layers^[80]

表 2 石墨烯样品复折射率的测量结果^[80]

Table 2 Measured complex refractive indices of graphene specimens^[80]

L	1	2	3
$\Delta\vartheta$ /rad	1.56	1.17	0.35
n_4	3.27	3.29	3.29
k_4	0.60	0.58	0.55

4) 电介质折射率和几何厚度的同时测量

在棱镜耦合 SPRHM 实验系统基础上,集成反射式 DHM,可实现对位于近场区域处电介质的折射率和几何厚度(或形貌)的同时测量。对于反射式 DHM,一束光波垂直穿过电介质样品到达其底部金膜表面,经金膜反射后再次穿过样品,自样品出射的反射光波的相位变化 $\Delta\phi_2(x, y)$ 与样品的折射率 $n_3(x, y)$ 、厚度 $h(x, y)$ 、周围介质的折射率 $n_0(x, y)$ 和入射光波长 λ 有关^[81]:

$$\Delta\phi_2(x, y) = \frac{4\pi[n_3(x, y) - n_0(x, y)]h(x, y)}{\lambda}. \quad (9)$$

假设周围环境介质为空气 [$n_0(x, y) = 1$], 利用反射式 DHM 测得该反射光波的相位变化 $\Delta\phi_2(x, y)$, 利用棱镜耦合 SPRHM 实验系统测得电介质样品的折射率 $n_3(x, y)$, 则样品的厚度 $h(x, y)$ 可以直接由下式计算得到^[81]:

$$h(x, y) = \frac{\Delta\phi_2(x, y)\lambda}{4\pi[n_3(x, y) - 1]}. \quad (10)$$

借助偏振和角度复用技术将反射式 DHM 与 SPRHM 实验系统相集成,可以实现电介质样品折射率和厚度的同时测量,光路如图 18 所示^[81]。图 19 所示为乙醇-水混合溶液(初始体积比为 1:2)的测量结果。可以看出,随着乙醇的迅速挥发,

SPRHM 系统中反射光波的反射相移差和反射式 DHM 系统中反射光波的相位变化不断减小, 由此

可计算出溶液的折射率和几何厚度均不断减小。

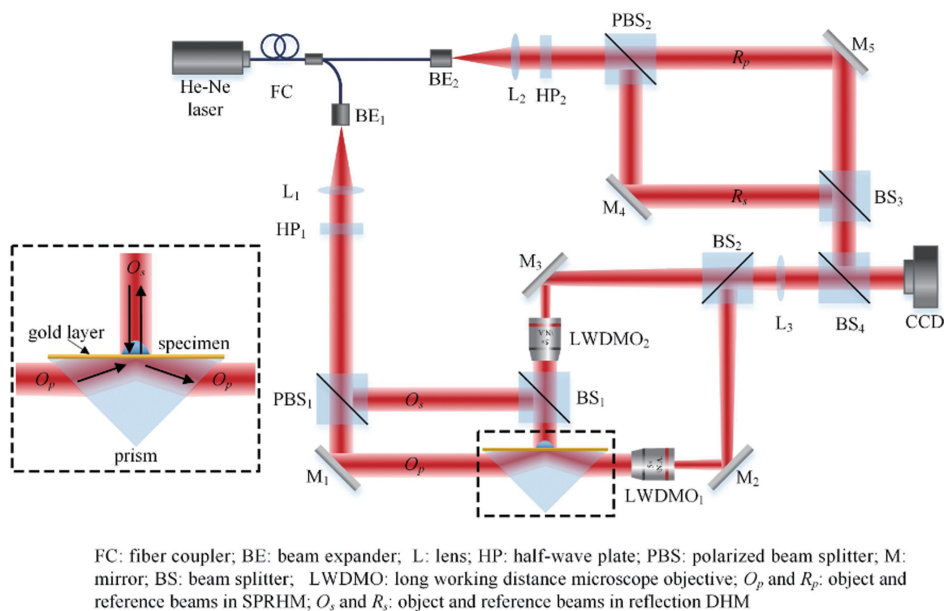


图 18 集成棱镜耦合 SPRHM 与反射式 DHM 的实验光路^[81]

Fig. 18 Experimental optical paths of integrated prism coupling SPRHM and reflection-type DHM^[81]

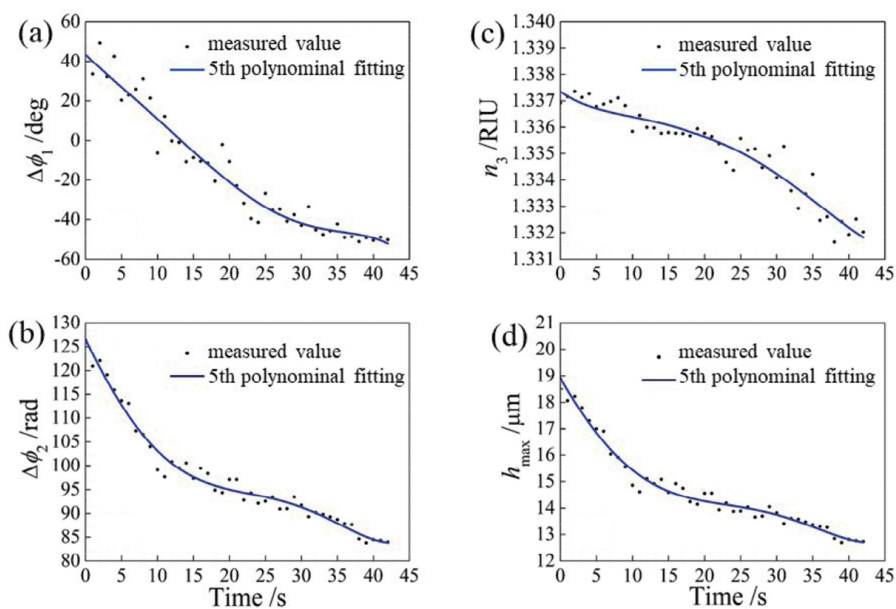


图 19 乙醇-水混合溶液(初始体积比为 1:2)挥发过程的测量结果^[81]。(a) $\Delta\phi_1$ 随着时间的变化;

(b) $\Delta\phi_2$ 随着时间的变化;(c) n_3 随着时间的变化;(d) h_{\max} 随着时间的变化

Fig. 19 Measurement results of volatilization process of alcohol-water mixture with initial volume ratio of 1:2^[81].

(a) $\Delta\phi_1$ versus time; (b) $\Delta\phi_2$ versus time; (c) n_3 versus time; (d) h_{\max} versus time

3.2.2 基于物镜耦合的 SPR 全息显微测量系统

上述棱镜耦合 SPRHM 实验系统的 SPR 激发结构简单, 但放大倍率较小, 并且成像存在畸变, 于是又发展出了物镜耦合 SPRHM 实验系统, 其 SPR 激发结构如图 20 所示。与棱镜耦合结构相比, 物镜耦合的 SPR 激发结构具有放大倍率大、图像无畸变

等优点, 可实现对近场区域微小样品的高衬比度成像和测量表征。激发光波首先在显微物镜的后焦平面上会聚并经物镜转换为平面光波, 然后穿过盖玻片到达金膜表面, 盖玻片经折射率匹配油与物镜镜头耦合。若光波的主光轴与物镜结构的几何中心重合, 则入射角为 0。通过控制入射光波使其主光轴

相对于物镜几何中心产生一定的横向位移 d , 则光波的入射角变为 θ , 且有 $d = f \sin \theta$, 其中 f 为物镜焦距。

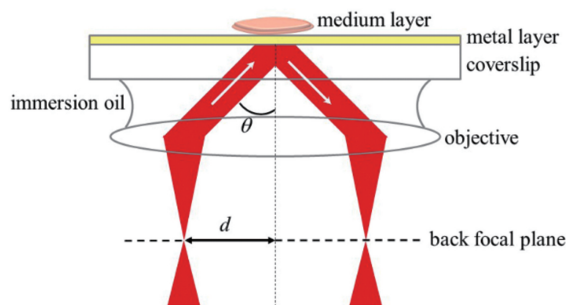
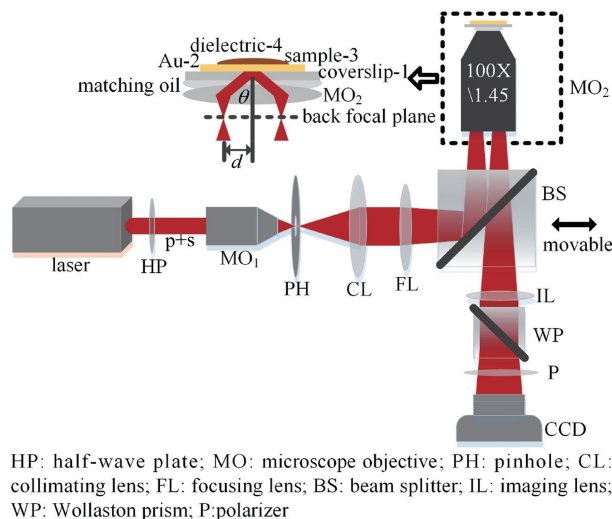


图 20 物镜耦合的 SPR 激发装置

Fig. 20 SPR excitation configuration with objective coupling

图 21 所示为一种物镜耦合 SPRHM 实验系统^[82], 该系统仍采用物参光共路干涉仪结构, 其中干涉仪光路中的核心部件是一块沃拉斯顿棱镜 WP, 用来分解反射光波中携带样品信息的 p 偏振分量与不包含样品信息的 s 偏振分量, 并使其通过一个检偏器 P 后在 CCD 靶面产生离轴干涉, 进而得到数字全息图。根据数值重建的强度图像和相位图像信息, 结合 SPR 理论曲线, 可最终计算得到电介质薄膜的厚度分布。图 22(a) 和 22(b) 分别为数值重建得到的氧化锌薄膜的强度和相位图像。由

图 22(a) 可以看出, 白色虚线标注的样品区域反射光强度明显较低, 说明此区域中被测样品处于可有效激发 SPR 的厚度范围内; 而其他区域因不在可有效激发 SPR 的厚度范围内, SPR 激发效率较低, 反射光强度较大。图 22(c) 与 22(d) 直观地显示了样品厚度分布的测量结果。



HP: half-wave plate; MO: microscope objective; PH: pinhole; CL: collimating lens; FL: focusing lens; BS: beam splitter; IL: imaging lens; WP: Wollaston prism; P: polarizer

图 21 基于共路干涉仪的物镜耦合 SPRHM 实验系统^[82]

Fig. 21 Objective-coupling SPRHM experimental setup based on common-path interferometer^[82]

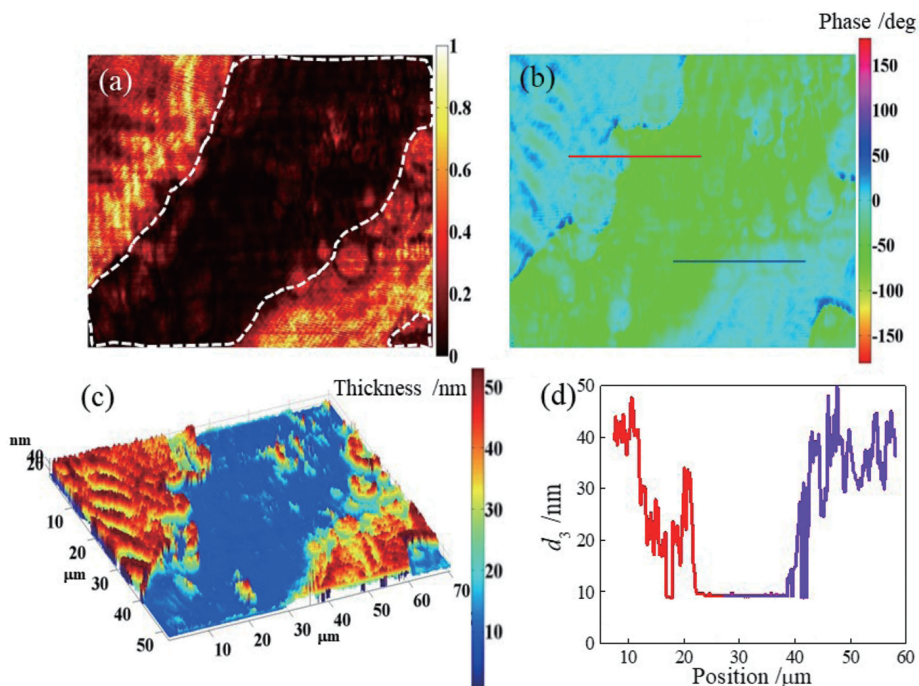


图 22 ZnO 薄膜样品的实验测量结果^[82]。(a) 强度反射率; (b) 反射相移差; (c) 三维厚度分布; (d) 一维厚度分布

Fig. 22 Experimental measurement results of ZnO thin film^[82]. (a) Intensity reflectivity; (b) reflection phase shift difference; (c) 3D thickness distribution; (d) 1D thickness distribution

3.2.3 基于拓扑绝缘体的 SPR 数字全息术

以上 SPR 激发结构装置均采用金膜产生 SPR, 其缺点是所需激发角较大, 导致动态测量范围偏小。研究表明, 采用拓扑绝缘体材料(Sb_2Te_3)替代贵金属金, 同样可以实现可见光波段的 SPR 激发; 而且, 相比于基于镀金膜的 SPR 激发结构, 基于拓扑绝缘体薄膜的 SPR 激发结构具有更小的 SPR 激发角和更宽的动态测量范围。

图 23 所示为一种综合棱镜耦合 SPR 激发装置和物参光共路数字全息干涉仪的实验光路^[83]。其特

点是, 采用拓扑绝缘体材料替代金膜以实现 SPR 激发, 采用沃拉斯顿棱镜 WP 分光实现物参光共路干涉。图 24 给出了超纯水和乙醇-水混合溶液样品的测量结果。其中, 图 24(a)所示为介质是超纯水时不同入射角下反射光波的强度反射率, 相应的 SPR 激发角约为 59.6° , 远比金层 SPR 激发结构下超纯水的 SPR 激发角(约 70°)小。介质为乙醇-水混合溶液时, 在乙醇挥发过程中, 反射光波强度和相位随时间的变化曲线如图 24(b)所示, 图 24(c)~(e)直观地显示了液滴在三个不同时刻的全息图、相位和强度图像。

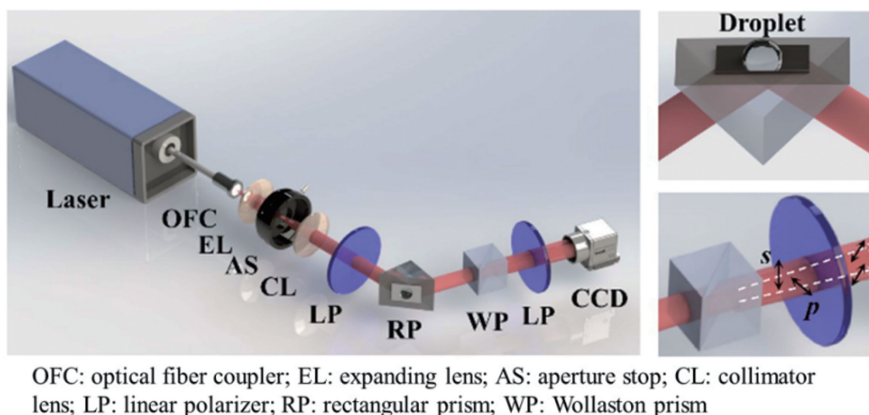


图 23 基于 Sb_2Te_3 拓扑绝缘体的 SPR 数字全息共路干涉仪^[83]

Fig. 23 SPR digital holographic common-path interferometer based on Sb_2Te_3 topological insulator^[83]

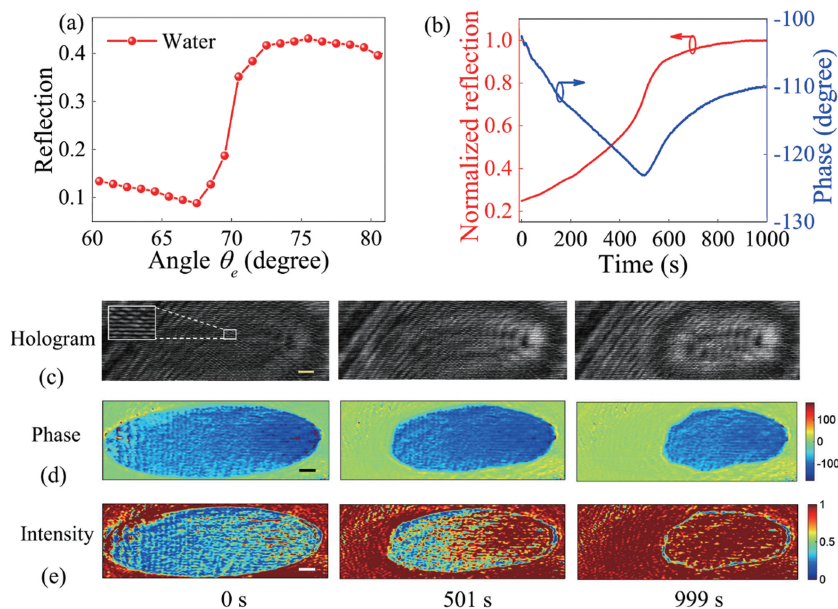


图 24 超纯水及乙醇-水混合溶液的实验测量结果^[83]。(a)待测样品为超纯水时反射光波的强度反射率随入射角的变化; (b)待测样品为乙醇-水溶液时反射光波的强度反射率和相位随时间的变化; (c)~(e)液滴在不同时刻的全息图、重建的相位图和强度图

Fig. 24 Experimental measurement results of ultrapure water and ethanol-water mixture^[83]. (a) Reflectivity of reflected light versus incident angle when tested sample is ultrapure water; (b) reflectivity and phase of reflected light versus time when tested sample is ethanol-water mixture; (c)–(e) holograms, reconstructed phase images, and intensity images at different time

4 结束语

近场光学测量因不受衍射极限的限制、探测灵敏度高而成为近年来光学成像与测量领域的研究热点之一。基于 TIR 和 SPR 原理的近场成像与测量方法可在远场对近场区域样品的相关物性参量进行高灵敏度的测量与表征。利用数字全息术,可在远场对 TIR/SPR 过程中反射光波的复振幅实时地进行高精度数值重建,并从中获得 TIR/SPR 过程中位于近场区域介质样品的强度和相位图像,进而实现对介质样品相关物理参量,如复折射率等的测量和表征。相较于 TIR 方法,SPR 方法具有更高的探测灵敏度。棱镜耦合 SPRHM 测量系统的 SPR 激发结构简单,但物镜耦合 SPRHM 测量系统不受成像畸变影响,并且有较大的放大倍率。此外,采用拓扑绝缘体等新型薄膜材料替代金膜可以使系统具有更小的 SPR 激发角和更大的动态测量范围。

未来的研究可进一步聚焦于:1)将角度复用/波长扫描技术引入到 SPRHM 中,以拓宽 SPR 的测量范围;2)发展新数据解调方法以实现对介质薄膜厚度和介电常数等多参量的同时解调;3)优化 SPRHM 实验系统,最终探索其在生物样品折射率和微弱作用过程的动态测量、二维材料相关参量测量,及物性表征等方面的应用。

参 考 文 献

- [1] Courjon D, Bainier C. Near field microscopy and near field optics [J]. Reports on Progress in Physics, 1994, 57(10): 989-1028.
- [2] Girard C, Dereux A. Near-field optics theories [J]. Reports on Progress in Physics, 1996, 59(5): 657-699.
- [3] Taitt C R, Anderson G P, Ligler F S. Evanescent wave fluorescence biosensors: advances of the last decade [J]. Biosensors and Bioelectronics, 2016, 76: 103-112.
- [4] Kawata S. Near-field optics and surface plasmon polaritons [M]. Berlin, Heidelberg: Springer, 2001.
- [5] Dunn R C. Near-field scanning optical microscopy [J]. Chemical Reviews, 1999, 99(10): 2891-2928.
- [6] Ma C B, Liu Z W. A super resolution metalens with phase compensation mechanism [J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(18): 183103.
- [7] Lu D, Liu Z W. Hyperlenses and metalenses for far-field super-resolution imaging [J]. Nature Communications, 2012, 3: 1205.
- [8] Barbry M, Koval P, Marchesin F, et al. Atomistic near-field nanoplasmonics: reaching atomic-scale resolution in nanooptics [J]. Nano Letters, 2015, 15(5): 3410-3419.
- [9] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, et al. Metalenses at visible wavelengths: diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging [J]. Science, 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [10] Jiang R H, Chen C, Lin D Z, et al. Near-field plasmonic probe with super resolution and high throughput and signal-to-noise ratio [J]. Nano Letters, 2018, 18(2): 881-885.
- [11] Masson J F. Surface plasmon resonance clinical biosensors for medical diagnostics [J]. ACS Sensors, 2017, 2(1): 16-30.
- [12] Notcovich A G, Zhuk V, Lipson S G. Surface plasmon resonance phase imaging [J]. Applied Physics Letters, 2000, 76(13): 1665-1667.
- [13] Balistreri M L M, Korterik J P, Kuipers L, et al. Local observations of phase singularities in optical fields in waveguide structures [J]. Physical Review Letters, 2000, 85(2): 294-297.
- [14] Axelrod D, Thompson N L, Burghardt T P. Total internal reflection fluorescent microscopy [J]. Journal of Microscopy, 1983, 129(1): 19-28.
- [15] Kobitski A Y, Heyes C D, Nienhaus G U. Total internal reflection fluorescence microscopy: a powerful tool to study single quantum dots [J]. Applied Surface Science, 2004, 234: 86-92.
- [16] Gump H, Stahl S W, Strackharn M, et al. Ultrastable combined atomic force and total internal fluorescence microscope [J]. Review of Scientific Instruments, 2009, 80(6): 063704.
- [17] Chan C U, Ohl C D. Total-internal-reflection-fluorescence microscopy for the study of nanobubble dynamics [J]. Physical Review Letters, 2012, 109(17): 174501.
- [18] Roostaie N, Sheykhi E, Japelaghi F, et al. A thin layer imaging with the total internal reflection fluorescence microscopy [J]. Journal of Optoelectronic Nanostructures, 2017, 2(3): 47-54.
- [19] Song D, Yang R, Wang H L, et al. Development of dual-color total internal reflection fluorescence biosensor for simultaneous quantitation of two small molecules and their affinity constants with antibodies [J]. Biosensors and Bioelectronics, 2019, 126: 824-830.
- [20] Chiu M H, Lee J Y, Su D C. Complex refractive-index measurement based on Fresnel's equations and the uses of heterodyne interferometry [J]. Applied Optics, 1999, 38(19): 4047-4052.
- [21] Jian Z C, Hsieh P J, Hsieh H C, et al. A method for

- measuring two-dimensional refractive index distribution with the total internal reflection of p-polarized light and the phase-shifting interferometry [J]. *Optics Communications*, 2006, 268(1): 23-26.
- [22] Chu Y C, Chang W Y, Chen K H, et al. Full-field refractive index measurement with simultaneous phase-shift interferometry [J]. *Optik*, 2014, 125 (13): 3307-3310.
- [23] Hinman S S, McKeating K S, Cheng Q. Surface plasmon resonance: material and interface design for universal accessibility [J]. *Analytical Chemistry*, 2018, 90(1): 19-39.
- [24] Kretschmann E, Raether H. Notizen: radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light [J]. *Zeitschrift Für Naturforschung A*, 1968, 23 (12): 2135-2136.
- [25] Nylander C, Liedberg B, Lind T. Gas detection by means of surface plasmon resonance [J]. *Sensors and Actuators*, 1982, 3: 79-88.
- [26] Homola J, Yee S S, Gauglitz G. Surface plasmon resonance sensors: review [J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 1999, 54(1/2): 3-15.
- [27] Green R J, Frazier R A, Shakesheff K M, et al. Surface plasmon resonance analysis of dynamic biological interactions with biomaterials [J]. *Biomaterials*, 2000, 21(18): 1823-1835.
- [28] Steiner G. Surface plasmon resonance imaging [J]. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 2004, 379 (3): 328-331.
- [29] Yih J N, Chien F C, Lin C Y, et al. Angular-interrogation attenuated total reflection metrology system for plasmonic sensors [J]. *Applied Optics*, 2005, 44(29): 6155-6162.
- [30] Huang Z H, Wang X P, Zhan S Y, et al. Contrast-enhancing polarization control method for surface plasmon imaging sensor [J]. *Optical Engineering*, 2012, 51(9): 094402.
- [31] Lan G Q, Liu S G, Zhang X R, et al. A simplified high figure-of-merit prism-free surface plasmon resonance refractive index sensor based on self adaptive angular interrogation [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2015, 86(2): 025006.
- [32] Wu L M, Guo J, Wang Q K, et al. Sensitivity enhancement by using few-layer black phosphorus-graphene/TMDCs heterostructure in surface plasmon resonance biochemical sensor [J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2017, 249: 542-548.
- [33] Nikitin P I, Beloglazov A A, Kochergin V E, et al. Surface plasmon resonance interferometry for biological and chemical sensing [J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 1999, 54(1/2): 43-50.
- [34] Lee J Y, Shih H C, Hong C T, et al. Measurement of refractive index change by surface plasmon resonance and phase quadrature interferometry [J]. *Optics Communications*, 2007, 276(2): 283-287.
- [35] Patskovsky S, Meunier M, Prasad P N, et al. Self-noise-filtering phase-sensitive surface plasmon resonance biosensing [J]. *Optics Express*, 2010, 18 (14): 14353-14358.
- [36] Huang Y H, Ho H P, Wu S Y, et al. Phase sensitive SPR sensor for wide dynamic range detection [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(20): 4092-4094.
- [37] Shao Y H, Li Y, Gu D Y, et al. Wavelength-multiplexing phase-sensitive surface plasmon imaging sensor [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(9): 1370-1372.
- [38] Liu C, Liu Q G, Hu X T. SPR phase detection for measuring the thickness of thin metal films [J]. *Optics Express*, 2014, 22(7): 7574-7580.
- [39] Bera M, Banerjee J, Ray M. Experimental surface plasmon resonance modulated radially sheared interference imaging using a birefringent lens [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(25): 251104.
- [40] Kabashin A V, Patskovsky S, Grigorenko A N. Phase and amplitude sensitivities in surface plasmon resonance bio and chemical sensing [J]. *Optics Express*, 2009, 17(23): 21191-21204.
- [41] Rothenhäusler B, Knoll W. Surface-plasmon microscopy [J]. *Nature*, 1988, 332(6165): 615-617.
- [42] Berger C E H, Kooyman R P H, Greve J. Resolution in surface plasmon microscopy [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1994, 65(9): 2829-2836.
- [43] Flätgen G, Krischer K, Pettinger B, et al. Two-dimensional imaging of potential waves in electrochemical systems by surface plasmon microscopy [J]. *Science*, 1995, 269(5224): 668-671.
- [44] Brockman J M, Nelson B P, Corn R M. Surface plasmon resonance imaging measurements of ultrathin organic films [J]. *Annual Review of Physical Chemistry*, 2000, 51(1): 41-63.
- [45] Kim I, Kihm K D. Measuring near-field nanoparticle concentration profiles by correlating surface plasmon resonance reflectance with effective refractive index of nanofluids [J]. *Optics Letters*, 2010, 35 (3): 393-395.
- [46] MacGriff C, Wang S P, Wiktor P, et al. Charge-based detection of small molecules by plasmonic-based electrochemical impedance microscopy [J]. *Analytical Chemistry*, 2013, 85(14): 6682-6687.
- [47] Huang B, Yu F, Zare R N. Surface plasmon resonance imaging using a high numerical aperture microscope objective [J]. *Analytical Chemistry*,

- 2007, 79(7): 2979-2983.
- [48] Tan P S, Yuan X C, Lin J, et al. Surface plasmon polaritons generated by optical vortex beams [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(11): 111108.
- [49] Su Y D, Chiu K C, Chang N S, et al. Study of cell-biosubstrate contacts via surface plasmon polariton phase microscopy [J]. *Optics Express*, 2010, 18(19): 20125-20135.
- [50] Wang S, Shan X, Patel U, et al. Label-free imaging, detection, and mass measurement of single viruses by surface plasmon resonance [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2010, 107(37): 16028-16032.
- [51] Wang Y X, Shan X N, Cui F J, et al. Electrochemical reactions in subfemtoliter-droplets studied with plasmonics-based electrochemical current microscopy [J]. *Analytical Chemistry*, 2015, 87(1): 494-498.
- [52] Toma K, Kano H, Offenhusser A. Label-free measurement of cell-electrode cleft gap distance with high spatial resolution surface plasmon microscopy [J]. *ACS Nano*, 2014, 8(12): 12612-12619.
- [53] Peterson A W, Halter M, Tona A, et al. High resolution surface plasmon resonance imaging for single cells [J]. *BMC Cell Biology*, 2014, 15: 35.
- [54] Chen Z X, Shan X N, Guan Y, et al. Imaging local heating and thermal diffusion of nanomaterials with plasmonic thermal microscopy [J]. *ACS Nano*, 2015, 9(12): 11574-11581.
- [55] Yang Y Z, Yu H, Shan X N, et al. Label-free tracking of single organelle transportation in cells with nanometer precision using a plasmonic imaging technique [J]. *Small*, 2015, 11(24): 2878-2884.
- [56] Shan X N, Chen S, Wang H, et al. Mapping local quantum capacitance and charged impurities in graphene via plasmonic impedance imaging [J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(40): 6213-6219.
- [57] Chao Y C, Shan X N, Tao N J. Applying plasmonics based electrochemical microscopy to thin-layer electrochemistry [J]. *Journal of Electroanalytical Chemistry*, 2016, 781: 161-165.
- [58] Kreysing E, Hassani H, Hampe N, et al. Nanometer-resolved mapping of cell-substrate distances of contracting cardiomyocytes using surface plasmon resonance microscopy [J]. *ACS Nano*, 2018, 12(9): 8934-8942.
- [59] Kim M K. *Digital holographic microscopy* [M]. New York, NY: Springer, 2011: 1-8.
- [60] Di J L, Zhao J L, Jiang H Z, et al. High resolution digital holographic microscopy with a wide field of view based on a synthetic aperture technique and use of linear CCD scanning [J]. *Applied Optics*, 2008, 47(30): 5654-5659.
- [61] Di J L, Zhao J L, Fan Q, et al. Phase correction of wavefront reconstruction in digital holographic microscopy [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, 28(1): 56-61.
- 邸江磊, 赵建林, 范琦, 等. 数字全息显微术中重建物场波前的相位校正 [J]. *光学学报*, 2008, 28(1): 56-61.
- [62] Di J L, Zhao J L, Sun W W, et al. Phase aberration compensation of digital holographic microscopy based on least squares surface fitting [J]. *Optics Communications*, 2009, 282(19): 3873-3877.
- [63] Di J L, Li Y, Xie M, et al. Dual-wavelength common-path digital holographic microscopy for quantitative phase imaging based on lateral shearing interferometry [J]. *Applied Optics*, 2016, 55(26): 7287-7293.
- [64] Di J L, Yu Y, Wang Z M, et al. Quantitative measurement of thermal lensing in diode-side-pumped Nd : YAG laser by use of digital holographic interferometry [J]. *Optics Express*, 2016, 24(25): 28185-28193.
- [65] Ma C J, Li Y, Zhang J W, et al. Lateral shearing common-path digital holographic microscopy based on a slightly trapezoid Sagnac interferometer [J]. *Optics Express*, 2017, 25(12): 13659-13667.
- [66] Li Y, Di J L, Ma C J, et al. Quantitative phase microscopy for cellular dynamics based on transport of intensity equation [J]. *Optics Express*, 2018, 26(1): 586-593.
- [67] Xi T L, Di J L, Li Y, et al. Measurement of ultrafast combustion process of premixed ethylene/oxygen flames in narrow channel with digital holographic interferometry [J]. *Optics Express*, 2018, 26(22): 28497-28504.
- [68] Dou J Z, Xi T L, Ma C J, et al. Measurement of full polarization states with hybrid holography based on geometric phase [J]. *Optics Express*, 2019, 27(6): 7968-7978.
- [69] Hu C Y, Zhong J G, Weng J W. Digital holographic microscopy by use of surface plasmon resonance for imaging of cell membranes [J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2010, 15(5): 056015.
- [70] Li S P, Zhong J G. Simultaneous amplitude-contrast and phase-contrast surface plasmon resonance imaging by use of digital holography [J]. *Biomedical Optics Express*, 2012, 3(12): 3190-3202.
- [71] Mandracchia B, Pagliarulo V, Paturzo M, et al. Surface plasmon resonance imaging by holographic enhanced mapping [J]. *Analytical Chemistry*, 2015,

- 87(8): 4124-4128.
- [72] Zhang J W, Di J L, Li Y, et al. Dynamical measurement of refractive index distribution using digital holographic interferometry based on total internal reflection [J]. *Optics Express*, 2015, 23 (21): 27328-27334.
- [73] Zhang J W, Ma C J, Dai S Q, et al. Transmission and total internal reflection integrated digital holographic microscopy[J]. *Optics Letters*, 2016, 41 (16): 3844-3847.
- [74] Xiao C D, Sui S F. Characterization of surface plasmon resonance biosensor [J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2000, 66(1/2/3): 174-177.
- [75] Zhang J W, Dai S Q, Ma C J, et al. Common-path digital holographic microscopy for near-field phase imaging based on surface plasmon resonance [J]. *Applied Optics*, 2017, 56(11): 3223-3228.
- [76] Zhang J W, Dai S Q, Zhong J Z, et al. Wavelength-multiplexing surface plasmon holographic microscopy [J]. *Optics Express*, 2018, 26(10): 13549-13560.
- [77] Wang Q H, Kalantar-Zadeh K, Kis A, et al. Electronics and optoelectronics of two-dimensional transition metal dichalcogenides [J]. *Nature Nanotechnology*, 2012, 7(11): 699-712.
- [78] Liu C H, Chang Y C, Norris T B, et al. Graphene photodetectors with ultra-broadband and high responsivity at room temperature [J]. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9(4): 273-278.
- [79] Li L K, Yu Y J, Ye G J, et al. Black phosphorus field-effect transistors [J]. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9(5): 372-377.
- [80] Dai S Q, Lu H, Zhang J W, et al. Complex refractive index measurement for atomic-layer materials via surface plasmon resonance holographic microscopy[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(12): 2982-2985.
- [81] Dai S Q, Zhang J W, Lu H, et al. Integrated digital holographic microscopy based on surface plasmon resonance [J]. *Optics Express*, 2018, 26 (19): 25437-25445.
- [82] Zhang J W, Dai S Q, Ma C J, et al. Compact surface plasmon holographic microscopy for near-field film mapping[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(17): 3462-3465.
- [83] Lu H, Dai S Q, Yue Z J, et al. Sb_2Te_3 topological insulator: surface plasmon resonance and application in refractive index monitoring[J]. *Nanoscale*, 2019, 11(11): 4759-4766.