

基于金属包覆波导结构的纳米间隙测量研究

肖平平*, 王霏, 邓满兰

宜春学院物理科学与工程技术学院电子信息工程系, 江西 宜春 336000

摘要 利用棱镜和金属膜组成 Kretschmann 模块, 有机膜、金属膜和玻璃片组成衬底模块, 当两个模块相互靠近时, 就会构成以纳米空气间隙和有机膜为导波层的双面金属包覆波导结构。双面金属包覆波导结构中激发的导模共振的共振角与纳米空气间隙厚度之间呈线性关系, 当选择其中一个模式的反射率曲线为探测信号时, 就可通过测量其共振角的变化实现纳米空气间隙厚度的测量。数值模拟计算结果表明, 这种结构可以实现 0~100 nm 范围内空气间隙厚度的测量, 测量分辨率可达 1 nm。

关键词 测量; 衰减全反射; 导模共振; 双面金属包覆波导; 超灵敏

中图分类号 O439

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP57.212302

Nanometer Gap Measurement Based on Metal-Cladding Waveguide Configurations

Xiao Pingping*, Wang Fei, Deng Manlan

Department of Electronic Information Engineering, College of Physics and Engineering Technology, Yichun University, Yichun, Jiangxi 336000, China

Abstract The Kretschmann module comprises a prism and metal film, and a substrate module comprises two metal films and a glass sheet. When the two modules are close to each other, a double-sided metal-cladding waveguide structure with a nano air gap and an organic film as the waveguide layer will be formed. The resonance angle of the guide mode resonance excited in the double-sided metal-cladding waveguide structure is linearly related to the thickness of the nano air gap. When the reflectivity curve of one of the modules is selected as the detection signal, the thickness of the nano air gap can be measured by measuring the change in the resonance angle. Numerical simulation calculation results show that this structure can measure the air gap in the range of 0–100 nm, and the measurement resolution can reach 1 nm.

Key words measurement; attenuated total reflection; guided mode resonance; metal-cladding waveguide; sensitivity

OCIS codes 230.7370; 310.2790

1 引言

随着薄膜制备技术的飞速发展, 纳米间隙测量在半导体制造、精密测量仪器制造和航天航空等工业中发挥着愈来愈重要的作用^[1-3]。例如: 高精度模板的制造和定位、近场光存储头和盘间距的测量^[4-5], 以及表面不平度检测传感器灵敏度的标定^[6-7]中都要用到纳米间隙测量。此外, 在物理、化学、分子生物学等领域, 纳米间隙的高精度测量也已

成为迫切需要研究和解决的问题^[8-11]。目前, 光学干涉方法仍是检测纳米间隙的常规方法。研究人员在纳米间隙测量方面进行了各种尝试, 如: Moon 等^[12]基于啁啾-泰伯效应测量了两玻璃基板之间间隙的宽度, 他们所用方法的灵敏度优于 1 nm, 但可测量的最小间隙仅为 1 μm ; Wu 等^[13]采用表面等离子体技术进行了纳米级间隙宽度的测量, 该技术虽能测量小于 500 nm 的间隙, 但其检测分辨率不超过 50 nm; Suzuki 等^[14]和时凯等^[15]通过计算外差干

收稿日期: 2019-11-01; 修回日期: 2020-05-09; 录用日期: 2020-06-28

基金项目: 国家自然科学基金(11664043, 61168002)、江西省教育厅科技落地项目(KJLD14089)

* E-mail: xpp7967@163.com

涉效应的相位差来探测间隙宽度^[14-15],虽然这种方法的测量分辨率可达到 5 nm,但测量的最小间隙仅为 1.38 μm ;吴永刚等^[16]利用导模共振效应来检测纳米级间隙的宽度,理论上该方法可实现最小间隙为 1 nm 的测量,但执行时需要精确设计和制备光栅层的厚度和周期,精度要求达到 0.1 nm,这种精度的制备技术目前尚难实现。可见,目前纳米间隙测量存在两个主要问题,一是测量分辨率,二是测量的最小间隙。

本文提出了一种金属包覆波导的空气间隙传感器^[17-18],这种波导的导波层由待测空气间隙和有机膜组成。有机膜厚度的选择以能激发灵敏度较高的导模为准,本文将该导模的衰减全反射(ATR)吸收峰作为检测信号。由于导模的共振角位置与导波层厚度密切相关,因此,可以通过检测 ATR 峰的位置来实现纳米空气间隙的测量。本文利用菲涅耳公式推导了棱镜波导耦合结构的反射率公式,反射率公式的数值模拟结果显示,这种方法可以实现 0~100 nm 厚空气间隙的测量,而且可达到小于 1 nm 的分辨率。

2 工作原理

2.1 测量结构

本文所提的对纳米空气间隙进行测量的结构如图 1 所示,它由两个独立的部件构成,棱镜及其底面所镀金属薄膜构成 Kretschmann 模块^[19],玻璃以及在其上面所镀的金属薄膜和有机薄膜构成衬底模块。当这两个模块相互接靠近并形成 0~100 nm 厚的空气间隙时,整个结构将组成典型棱镜耦合系统的对称双面金属包覆波导,纳米空气间隙和有机薄膜为波导结构的导波层。为使光能量有效耦合,上层金属薄膜的厚度应小于 50 nm。为防止光能量泄漏出衬底,下层金属薄膜的厚度应大于 300 nm。

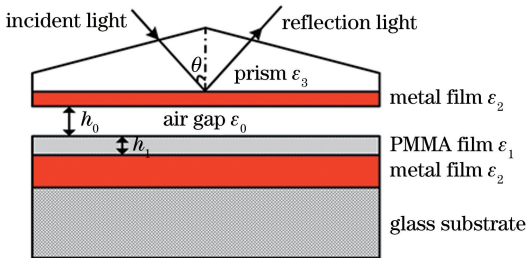


图 1 传感结构示意图

Fig. 1 Schematic of sensing structure

2.2 测量原理

如图 1 所示,入射激光从耦合棱镜左腰入射,从另

一侧的右腰出射。由菲涅耳公式和电磁场的边界条件可以推导出 TE 和 TM 模都满足的反射率公式为^[20]

$$R = |r_{32012}|^2 = \left[\frac{r_{32} + r_{2012} \exp(i2\kappa_2 h_2)}{1 + r_{32} r_{2012} \exp(i2\kappa_2 h_2)} \right]^2, \quad (1)$$

其中,

$$r_{2012} = [r_{20} + r_{021} \exp(i2\kappa_0 h_0)] / [1 + r_{20} r_{021} \exp(i2\kappa_0 h_0)], \quad (2)$$

$$\kappa_i = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 n_i^2 - \beta^2}, \quad (3)$$

式中: R 为总的反射率;脚标 3 代表棱镜,2 代表金属膜,0 代表空气,1 代表有机膜; r_{32012} 代表光经过上金属膜、空气、有机膜、下金属膜后在棱镜中的总反射系数; r_{32} 代表光经过上金属膜后在棱镜中的反射系数; r_{2012} 代表光经过空气、有机膜、金属膜后在上金属膜中的反射系数; κ_i 为第 i 层介质的波数; $\beta = (2\pi/\lambda) n_3 \sin \theta_3$ 为激发导模的匹配传播常数, θ_3 为光在棱镜中的入射角; n_i 为 i 介质层的折射率; h_i 为 i 介质层的厚度; r_{20} 代表光经过空气间隙后在上层金属表面的反射系数; λ 为真空中的波长; $r_{021} = [r_{01} + r_{12} \exp(i2\kappa_1 h_1)] / [1 + r_{01} r_{12} \exp(i2\kappa_1 h_1)]$, r_{01} 代表光经过有机薄膜后在空气间隙中的反射系数, r_{12} 代表光经过下层金属薄膜后在有机薄膜中的反射系数。

由(2)式可见,空气间隙厚度 h_0 的变化将引起反射系数 r_{2012} 的变化,最终改变反射率 R 。因此,可以通过测量反射率随共振角的变化来间接测量出空气间隙厚度的变化。

2.3 结构分析

为计算纳米空气间隙厚度与反射率的关系,首先分析四层金属包覆波导的导波层厚度与导模传播常数之间的关系。将图 1 中的耦合棱镜去除,并假设上下层的金属膜无限厚,由于金属的吸收,波导中的导模场在金属中是倏逝波,当金属膜厚度超过一定值后,倏逝场基本衰减为零;随着金属膜厚度继续增加,其对波导性能不会再产生任何可观察到的影响,故可假设金属膜的厚度为无限厚,即导波光无泄漏。可以将去除棱镜后的结构看作是理想的对称金属包覆波导。根据电磁场理论及其边界条件导出的 TE 模的本征方程可以表示为^[21]

$$(2\pi/\lambda)h_0 = m\pi + \tan^{-1}(p_1/\kappa_0) + \tan^{-1}(p_2/\kappa_0), \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

其中,

$$p_1 = \kappa_1 \tan [\tan^{-1}(\epsilon_1 p_2 / \epsilon_2 \kappa_1) - \kappa_1 h_1], \quad (5)$$

$$p_2 = \sqrt{[N/(2\pi/\lambda)]^2 - (2\pi/\lambda)^2 \epsilon_2}, \quad (6)$$

$$\kappa_0 = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 \epsilon_0 - [N/(2\pi/\lambda)]^2}, \quad (7)$$

$$\kappa_1 = \sqrt{(2\pi/\lambda)^2 \epsilon_1 - [N/(2\pi/\lambda)]^2}, \quad (8)$$

式中： ϵ_i 为 i 介质层的相对介电系数； N 为有效折射率。利用 MATLAB 计算得到的空气间隙厚度与 TE_1 有效折射率的关系如图 2 所示。

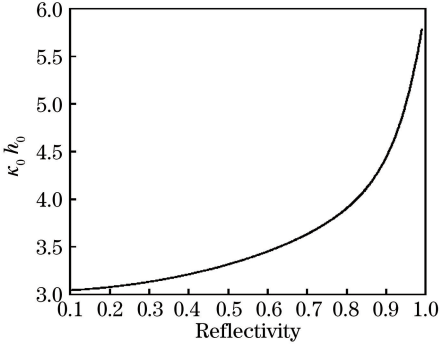


图 2 对称金属包覆波导 $\kappa_0 h_0$ 与有效折射率的关系

Fig. 2 Relationship between $\kappa_0 h_0$ and effective refractive index for symmetrical metal-cladding waveguide structure

下面对两种组成的导波层进行讨论。

1) 导波层仅有空气间隙而无有机膜

由图 2 所示的色散曲线可知在不考虑金属吸收的情况下,只要有空气间隙存在, TE_0 导模就一定存在;但由于金属相对介电系数的虚部引起了导模吸收,导致吸收峰的半峰全宽(FWHM)大大展宽,并且导模吸收峰的最小值反比于导波层的厚度。研究后发现:当空气间隙厚度小于 266 nm 时,导模吸收峰的展宽使 TE_0 的 ATR 峰基本上不存在;当空气间隙厚度大于 268 nm 时, TE_0 模的 ATR 峰可以存在,但其半峰全宽还是很大,测量灵敏度不高。模拟计算结果如图 3 所示。

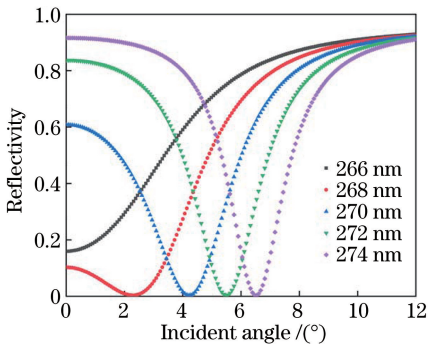


图 3 无有机膜时,不同空气间隙厚度下反射率与入射角的关系

Fig. 3 Relation between reflectivity and incident angle under different air gap thicknesses without organic film

2) 导波层由空气间隙和有机膜组成

由上面的分析可知,若要提高纳米间隙厚度的

测量灵敏度,可在玻璃衬底的厚金属膜上再镀一层有机膜,形成衬底模块,当衬底模块与 Kretschmann 模块接近时,空气间隙和有机膜构成对称金属包覆波导的导波层。厚的导波层对应小的传播常数,即小的有效折射率。由于测量灵敏度反比于导模的有效折射率,即选择高阶导模的衰减全反射吸收峰作为检测信号较为有利,因此,要求有机膜尽可能厚。但因测量的主体是导波层中空气间隙的厚度,因此必须保证空气间隙的厚度在导波层中占有一定比例。上述两个要求是相互矛盾的,本文通过计算发现最佳的有机膜厚度为 400 nm 左右。

3 模拟计算

采用反射率公式进行数值模拟计算,计算中波长设定为 $\lambda = 632.8$ nm。为方便小角度入射,采用高折射率大顶角耦合棱镜,棱镜的相对介电系数 $\epsilon_3 = 3.24$ 。棱镜底和玻璃衬底上的金属薄膜材料是银,其相对介电系数为 $\epsilon_2 = 17 + i0.8$,上层银膜的厚度 $h_2 = 40$ nm,下层银膜的厚度大于 200 nm。由于下层银膜足够厚,光场无法泄漏进玻璃衬底,因此可忽略玻璃衬底的存在。有机膜的材料为 PMMA,其相对介电系数 $\epsilon_1 = 2.1025$ 。为保证空气间隙厚度的动态测量范围(0~100 nm)以及实验要求的分辨率,取有机膜的厚度为 $h_1 = 400$ nm。根据反射率公式,本文用 MATLAB 软件编写了反射率 R 随入射角 θ 变化的计算程序。

空气间隙厚度分别为 0 nm 和 100 nm 时反射率随入射角变化的模拟计算结果如图 4 所示,可以看出: TE_1 模的衰减全反射吸收峰的半峰全宽约为 1.6° ;当空气间隙厚度为 100 nm 时,衰减全反射峰共振角的变化为 $\Delta\theta = 14.532^\circ$,也就是说平均变化

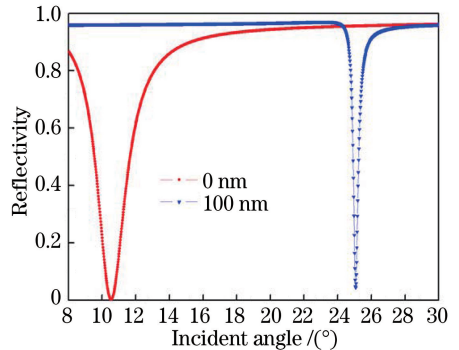


图 4 空气间隙厚度分别为 0 nm 和 100 nm 时的 $R-\theta$ 模拟曲线

Fig. 4 Simulated $R-\theta$ curves when air gap thickness is 0 nm and 100 nm, respectively

1 nm 的厚度产生的角度移动为 0.145° 。可见,选择 TE_1 模作为检测信号时分辨率更高。

计算得到了空气间隙厚度变化 $\Delta h_0 = 10$ nm 时空气间隙厚度与对应衰减全反射吸收峰共振角的关系,如图 5 所示。可以看出:当空气间隙厚度变化 $\Delta h_0 = 10$ nm 时,衰减全反射共振吸收峰的共振角变化最小,为 $\Delta\theta = 0.5^\circ$,两吸收峰完全分离;小共振角区域的衰减全反射共振吸收峰的共振角变化得更大,分辨率更高。也就是说,空气间隙厚度越小,其发生相同厚度的变化所产生的衰减全反射共振吸收峰的移动程度越大,即衰减全反射共振吸收峰共振角的变化越大。

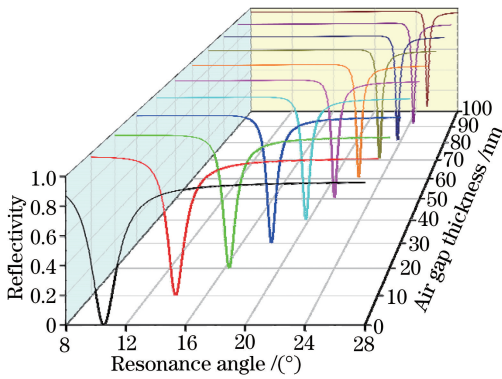


图 5 空气间隙厚度与对应共振角的关系
Fig. 5 Relationship between air gap thickness and corresponding resonance angle

如果空气间隙厚度变化 $\Delta h_0 = 1$ nm,根据以上结论可知,在 $0 \sim 100$ nm 空气间隙厚度范围内,角度分辨率最小的空气间隙厚度的范围是 $99 \sim 100$ nm。由模拟计算可知,空气间隙厚度为 99 nm 时对应的共振吸收峰的共振角 $\theta_{\text{ATR}}^{99 \text{ nm}} = 25.002^\circ$,而空气间隙厚度为 100 nm 时对应的共振吸收峰的共振角 $\theta_{\text{ATR}}^{100 \text{ nm}} = 25.065^\circ$,共振吸收峰共振角的移动大于 0.06° 。如果采用位置传感器(PSD)作为信号探测器,则衰减全反射吸收峰将在 PSD 上形成一条黑线,即常说的 M 线。当反射光点到 PSD 的距离为 5 cm 时,而衰减全反射形成的黑线在 PSD 上的移动距离大于 $50 \mu\text{m}$,PSD 完全有能力分辨这种变化。由此可见, $0 \sim 99$ nm 范围内 $\Delta h_0 = 1$ nm 的空气间隙厚度变化的测量分辨率都高于 $99 \sim 100$ nm 范围内的测量分辨率。

为了验证共振角度越小分辨率越大的结论,本文进一步计算了 $0 \sim 10$ nm 范围内空气间隙厚度变化 $\Delta h_0 = 1$ nm 时共振吸收峰共振角的移动情况,结果如图 6 所示。由图 6 可以看出:对于 $0 \sim 10$ nm 范

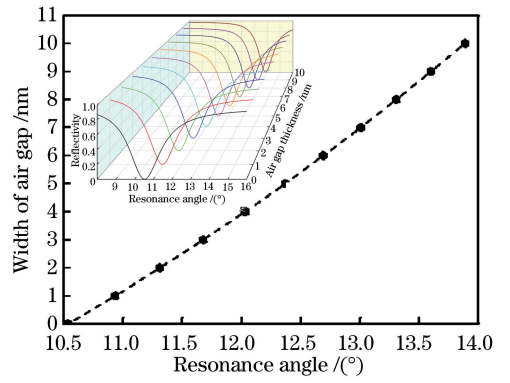


图 6 $0 \sim 10$ nm 范围的空气间隙厚度与共振角之间的关系
Fig. 6 Relationship between air gap thickness in the range of $0 \sim 10$ nm with corresponding resonance angle

围内 $\Delta h_0 = 1$ nm 的空气间隙厚度的变化,共振吸收峰共振角的移动至少为 0.30° ,而且线性度也非常好。

对于采用 PSD 测量的方式,1 nm 的分辨率很容易达到。空气间隙厚度越小,本文方法的分辨率越高。

4 结 论

本文设计了一种由空气间隙和有机膜组成的对称金属包覆波导结构,并测量了纳米空气间隙的厚度。本文讨论了有机膜的合适厚度以及将 TE 模的 ATR 峰作为检测信号的原理。根据反射率公式编写了反射率 R 随入射角 θ 变化的计算程序,数值模拟结果表明:这种技术可实现 $0 \sim 100$ nm 范围内空气间隙厚度的测量,测量分辨率小于 1 nm。

参 考 文 献

- [1] Shan Y, Hu G H, Grilli M L, et al. Measuring ultrathin metal coatings using SPR spectroscopic ellipsometry with a prism-dielectric-metal-liquid configuration[J]. Optics Express, 2019, 27(6): 7912-7921.
 - [2] Liu Q G, Xie X, Qin Z R. Simulation of nano-metal film thickness measurement based on surface plasmon resonance effect[J]. Nanotechnology and Precision Engineering, 2018, 1(1): 16-22.
 - [3] Xu L, Hong J, Wang W. Simulation analysis and experimental study on nanosecond laser cladding silicon nano film[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(4): 0402008.
- 徐龙,洪捐,汪炜.纳秒激光熔覆硅纳米薄膜的仿真分析及实验研究[J].中国激光,2019,46(4): 0402008.

- [4] Cao Y Y, Xie F, Zhang P D, et al. Dual-beam super-resolution direct laser writing nanofabrication technology[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2017, 44(12): 1133-1145.
曹耀宇, 谢飞, 张鹏达, 等. 双光束超分辨激光直写纳米加工技术[J]. *光电工程*, 2017, 44(12): 1133-1145.
- [5] Jiang M L, Zhang M S, Li X P, et al. Research progress of super-resolution optical data storage[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2019, 46(3): 180649.
姜美玲, 张明偲, 李向平, 等. 超分辨光存储研究进展[J]. *光电工程*, 2019, 46(3): 180649.
- [6] Zhuang Q H, Wang S Q. Monitoring method of optical film thickness[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(10): 103102.
庄秋慧, 王三强. 光学膜厚的监控方法[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(10): 103102.
- [7] Sun W F, Hong R J, Tao C X, et al. Pulsed-laser-modified plasmon properties of metal nanofilms[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(1): 0103001.
孙文峰, 洪瑞金, 陶春先, 等. 脉冲激光改性金属纳米薄膜的等离子体特性[J]. *中国激光*, 2020, 47(1): 0103001.
- [8] Fursina A, Lee S, Sofin R G S, et al. Nanogaps with very large aspect ratios for electrical measurements[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(11): 113102.
- [9] Kim J G, Lee T J, Park N C, et al. SAW-based capacitive sensor with hemispherical electrode for nano-precision gap measurement[J]. *Sensors and Actuators A*, 2010, 163(1): 54-60.
- [10] Keathley P D, Hastings J T. Nano-gap-enhanced surface plasmon resonance sensors[J]. *Plasmonics*, 2012, 7(1): 59-69.
- [11] Tan S Y, Zhang J, Bond A M, et al. Impact of adsorption on scanning electrochemical microscopy voltammetry and implications for nanogap measurements[J]. *Analytical Chemistry*, 2016, 88(6): 3272-3280.
- [12] Moon E E, Chen L, Everett P N, et al. Nanometer gap measurement and verification via the chirped-Talbot effect[J]. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 2004, 22(6): 3378-3381.
- [13] Wu P, Wu M, Wu C. A nanogap measuring method beyond optical diffraction limit[J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 102(12): 123111.
- [14] Suzuki M, Fukuda M, Tsuyuzaki H. New gap detection method using two lasers optical heterodyne interference for X-ray lithography[J]. *Microelectronic Engineering*, 1998, 41/42: 291-295.
- [15] Shi K, Su J H, Qi Y. Method of thin film thickness measurement based on laser heterodyne interferometry[J]. *Journal of Applied Optics*, 2019, 40(3): 473-477.
时凯, 苏俊宏, 齐媛. 基于激光外差干涉术的薄膜厚度测量方法[J]. *应用光学*, 2019, 40(3): 473-477.
- [16] Wu Y G, Wu H Y, Lü G. The measurement method of nanometer gap based on non-polarized tunable guided mode resonance filter system:CN102364360B[P]. 2014-04-02.
吴永刚, 伍和云, 吕刚. 非偏振可调谐导模共振滤光片系统及其测量纳米间隙的方法: CN102364360B[P]. 2014-04-02.
- [17] Xiao P P, Wang X P, Sun J J, et al. Biosensor based on hollow-core metal-cladding waveguide[J]. *Sensors and Actuators A*, 2012, 183: 22-27.
- [18] Xiao P P, Wang X P, Sun J J, et al. Simultaneous measurement of electro-optical and converse-piezoelectric coefficients of PMN-PT ceramics[J]. *Optics Express*, 2012, 20(13): 13833-13840.
- [19] Amosoltani N, Zarifkar A, Farmani A. Particle swarm optimization and finite-difference time-domain (PSO/FDTD) algorithms for a surface plasmon resonance-based gas sensor[J]. *Journal of Computational Electronics*, 2019, 18(4): 1354-1364.
- [20] Cao Z Q. *Guidewave optics*[M]. Beijing: Science Press, 2007.
曹庄琪. *导波光学*[M]. 北京: 科学出版社, 2007.
- [21] Cao Z Q, Yin C. *Advances in one-dimensional wave mechanics*[M]. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014: 23-24.