

Künstliche nanostrukturierte Polarisations-elemente

S. Rothau^{*,**}, I. Harder^{**}, O. Lohse^{**}, N. Lindlein^{*}

^{*}Institut für Optik, Information und Photonik, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

^{**}Max-Planck-Institut für die Physik des Lichts, Erlangen

<mailto:sergej.rothau@fau.de>

Polarisationselemente mit nanostrukturierten Schichten aus Si₃N₄ können für die Erzeugung von radial bzw. azimuthal polarisiertem Licht verwendet werden. Im folgenden Text werden solche Elemente mit einer lokalen Phasenverzögerung von π für sichtbares, rotes Licht vorgestellt.

1 Einführung

Polarisationszustände mit örtlich variierender Polarisationsausrichtung, vor allem die radiale Polarisation, werden heutzutage in vielen Anwendungen gebraucht. Unter anderem werden diese bei optischen Fallen, Fokusverschärfung oder der Laserbearbeitung bevorzugt angewendet. Neben interferometrischen Methoden oder dem Einsatz von Flüssigkristallen, können auch speziell hergestellte, örtlich varierte Subwellenlängenstrukturen dazu verwendet werden, diese Polarisationszustände zu erzeugen.

Solche Polarisations-elemente mit Oberflächenstrukturierungen im Nanometerbereich können aus unterschiedlichen Materialien bestehen und eine weitgehend beliebige lokale Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Struktur-geometrie erzeugen[1]. Im Folgenden werden Elemente zur Erzeugung von radialer und azimuthaler Polarisation aus Siliziumnitrid vorgestellt, die zum ersten Mal für sichtbares Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda=633\text{nm}$ und einer lokalen Phasenverschiebung von $\Delta\Phi=\pi$ hergestellt und vermessen wurden.

2 Theorie

2.1 Gittergeometrie

Die lokale Phasenverschiebung von Licht erfolgt durch die Strukturierung der Oberfläche in Form eines binären Gitters (siehe Abb. 21).

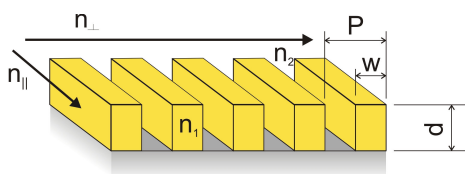


Abb. 1 Gittergeometrie

Damit keine höheren Beugungsordnungen im Gitter auftreten können, muss die Gitterperiode $P < \lambda/n_1$ sein. Durch die Nanostrukturierung der Siliziumnitridschicht wird das anfänglich optisch isotrope Material formdoppelbrechend, d.h. der

Brechungsindex wird richtungsabhängig. Dieser Effekt lässt sich unter anderem mit der Effektiven Medium Theorie erklären [2]. Durch die vorhandene Brechzahldifferenz in Gleichung (1) erfährt das Licht beim Durchgang durch das Gitter eine Phasenverschiebung, die von der Struktur-tiefe d und dem Tastverhältnis $q=w/P$ abhängt. Somit lässt sich durch die geeignete Wahl beider Parameter eine Phasenverschiebung von π erreichen.

$$n_{||} = \sqrt{qn_1^2 + (1-q)n_2^2}; n_{\perp} = \frac{n_1 n_2}{\sqrt{qn_2^2 + (1-q)n_1^2}} \quad (1)$$

Für die Elementherstellung wurden folgende Parameter gewählt: Periode $P=300\text{nm}$, Tastverhältnis $q=50\%$, Tiefe $d=1\mu\text{m}$. Das extrem große Aspektverhältnis der Gitterlinien ist die größte Herausforderung beim Herstellungsprozess und auch der Grund wieso solche Strukturen bis jetzt nur für das Licht aus dem infraroten Bereich realisiert wurden.

2.2 Elementdesign

Das oben beschriebene Binärgitter hat dieselbe Wirkung wie eine Halbwellenplatte. Um radiale Polarisation aus dem linear polarisierten Licht nach dem Durchgang durch das Subwellenlängengitter zu erreichen, müssen die lokalen Gittervektoren stets zwischen den Polarisationsvektoren der beiden Polarisationszustände liegen [3]. Das Muster lässt sich mit der Formel (2) in Polarkoordinaten beschreiben. Dabei wurde der Wert der Periode K_0 , aufgrund der Schwierigkeit bei der Herstellung, für das ganze Element konstant gewählt, der Winkel θ ist der Betrag vom Azimutwinkel.

$$\vec{K}_G = K_0 \left(\cos\left(\theta \frac{m}{2}\right) \hat{r} + \sin\left(\theta \frac{m}{2}\right) \hat{\theta} \right) \quad (2)$$

Der Faktor m gibt die Anzahl der Umdrehungen um 2π der Ausgangspolarisation. Für die herkömmliche radiale Polarisation ist $m=1$. Es wurden auch Elemente mit $m=3$ hergestellt, d. h. diese erzeugen einen Polarisationszustand mit lokal linearer Polarisation mit der Ausrichtung von 0 bis 6π (Abb. 2).

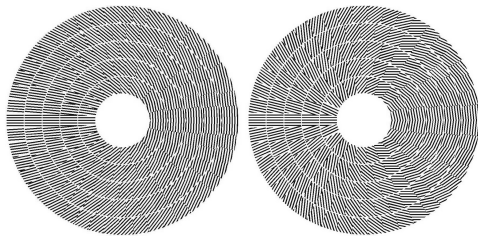


Abb. 2 Verwendete Designs für $m=1$ und $m=3$

3 Herstellung

Am Anfang des Herstellungsprozesses wurde ein Glassubstrat mit einer Siliziumnitridschicht und anschließend mit einer etwa 100nm dicken Chromschicht bedampft. Danach wurde die Probe mit Lack beschichtet. Das herzustellende Muster wurde mittels Elektronenstrahlolithographie in den Lack geschrieben und entwickelt. Anschließend wurde das geschriebene Muster mittels eines Reaktiven Ionen Ätzprozesses (RIE) in die Chromschicht übertragen. Der letzte Herstellungsschritt wurde mit einem weiteren RIE-Prozess zum Ätzen der Si_3N_4 -Schicht durchgeführt. In der Abb. 3 ist eine REM- und eine FIB-Aufnahme der fertigen Struktur zu sehen.

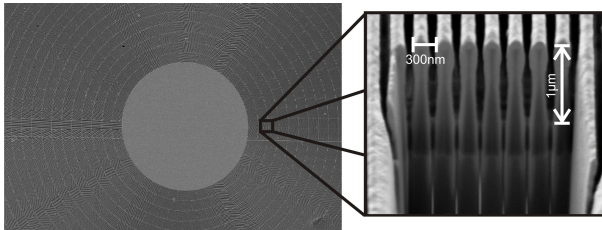


Abb. 3 REM und FIB Aufnahme einer fertigen Struktur

4 Messung

Die Überprüfung der Funktion der hergestellten Elemente wurde mit der Charakterisierung des erzeugten Polarisationszustandes durchgeführt. Die Stokes-Parameter des Lichtes wurden nach dem Durchgang durch das Polarisationselement vermessen [5]. Mit den ermittelten Stokes-Parametern S_0 bis S_3 lässt sich die Elliptizität χ und die Polarisationsausrichtung Ψ mit den Formeln (4) vom Licht berechnen.

$$\chi = \arcsin\left(\frac{S_3}{S_0}\right); \Psi = \arctan\left(\frac{S_2}{S_1}\right) \quad (4)$$

In Abbildung 4 sind die beiden Größen für einen radialen Polarisator mit einem Durchmesser von 500µm zu sehen.

Die Elliptizität des Polarisationszustandes liegt wie erwartet im Bereich um die 0 mit einer maximalen Abweichung von etwa $\pm 0.1\text{rad}$. Dieser Wert lässt sich durch die Abweichungen der Ätztiefe in den jeweiligen Bereichen erklären.

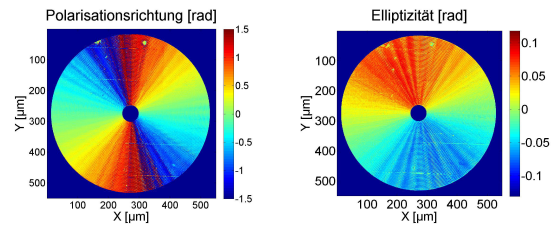


Abb. 4 Polarisationsausrichtung (links) und Elliptizität (rechts) eines hergestellten Elements mit $m=1$

Die Polarisationsausrichtung entspricht der einer radialen Polarisation, mit dem Zusatz, dass das Ergebnis durch den angewendeten Arkustangens einen Wertebereich von $[-\pi/2; \pi/2]$ hat.

Die Messergebnisse des Elements mit $m=3$ sind der Abb. 5 zu entnehmen. Die Elliptizität liegt im selben Bereich wie beim ersten Element. Die Polarisationsausrichtung geht sechsfach von $[-\pi/2; \pi/2]$, was der gewünschten „dreifachen“ radialen Polarisation entspricht.

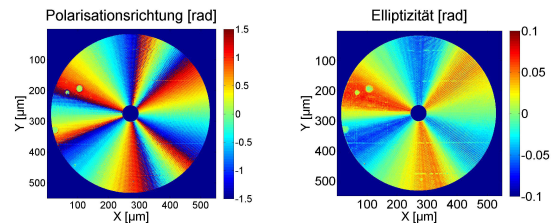


Abb. 5 Polarisationsausrichtung (links) und Elliptizität (rechts) eines hergestellten Elements mit $m=3$

5 Zusammenfassung

Es wurden künstliche doppelbrechende Subwellenlängen-Elemente aus einem Dielektrikum mit einer lokalen Phasenverschiebung von π für eine Wellenlänge von 633nm realisiert. Durch die beliebige Ausrichtung der Gittervektoren ist nahezu jede Polarisationsausrichtung der Ausgangspolarisation möglich.

Literatur

- [1] Z. Ghadyani, et al., „Concentric ring metal grating for generating radially polarized light“ in: App. Opt. **50**, 2451-57 (2011)
- [2] C.D. Flanders, "Submicrometer periodicity gratings as artificial anisotropic dielectrics," in: App. Physics Letters **42**, 492-4 (1983)
- [3] G. Lerman, et. al., "Generation of a radially polarized light beam using space-variant subwavelength gratings at 1064 nm," Opt. Lett. **33**, 2782-84 (2008)
- [4] G. Biener, et. al., "Formation of helical beams by use of Pancharatnam-Berry phase optical elements," Opt. Lett. **27**, 1875-77 (2002)
- [5] D. Goldstein: Polarized Light (Marcel Dekker 2003)