

# **Mikro- und Nanostrukturierung von Polymeroberflächen mittels Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik**

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen  
Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der  
Naturwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

**Stefan Franz Beckemper**

Berichter:

Universitätsprofessor Dr. rer. nat. Reinhart Poprawe M.A.  
Universitätsprofessor Dr. rer. nat. Werner Karl Schomburg

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Juli 2014

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.



Drei lieben Menschen gewidmet

Leo Beckemper (†1991)

Gisela Kooymans (†2004)

Heinz-Hugo Kooymans (†2004)



# Inhalt

<b>1</b>	<b>Motivation und Zielsetzung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Technik zur Nanostrukturierung auf Materialoberflächen</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Grundlagen zur Kohärenz und Interferenz</b>	<b>9</b>
3.1	Kohärenz	9
3.1.1	Zeitliche Kohärenz	9
3.1.2	Kohärenzgrad und Sichtbarkeit	10
3.1.3	Räumliche bzw. transversale Kohärenz	14
3.2	Interferenz	15
3.2.1	Definition der Interferenz	15
3.2.2	Konstruktive Interferenz	16
3.2.3	Destruktive Interferenz	16
3.2.4	Einfluss des Polarisationswinkels auf die Interferenz	16
<b>4</b>	<b>Theoretische Ausführungen zur Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik</b>	<b>19</b>
4.1	Geometrische Herleitung der Periodengleichung für die Zweistrahlinterferenz	19
4.2	Mathematische Herleitung der Periodengleichung für die Zweistrahl-Laserinterferenz	21
4.3	Berechnung der Kohärenzlänge des Lasers	24
4.3.1	Messung der spektralen Breite	24
4.3.2	Experimentelle Bestimmung der Kohärenzlänge	26
4.4	Betrachtung der Intensitätsverteilung bei parallel polarisiertem Laserlicht	27
4.4.1	Anschauliche Herleitung der Intensitätsmodulation	28
4.4.2	Mathematische Herleitung der Intensitätsmodulation	33
4.5	Aufbau der Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik	36

<b>5</b>	<b>Theoretische Ausführungen zur Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik koplanarer Anordnung</b>	<b>41</b>
5.1	Koplanare Anordnung	41
5.2	Simulation der koplanaren Dreistrahl-Laserinterferenz	42
5.3	Dreistrahl-Laserinterferenz als doppelte Zweistrahl-Laserinterferenz	45
5.3.1	Graphische Herleitung des Schwebungseffektes	46
5.3.2	Mathematische Herleitung der Identitäten der Perioden	48
<b>6</b>	<b>Theoretische Ausführungen zur Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik nicht-koplanarer Anordnung</b>	<b>51</b>
6.1	Mathematische Beschreibung und Simulation zur symmetrischen Superposition, dreier kohärenter Laserstrahlen	55
6.2	Zusammenhang zwischen den Polarisationswinkeln und den Winkeln der E-Feld-Vektoren:	58
6.3	Simulation der symmetrischen Anordnung dreier ebener Wellen	63
6.4	Vergleich der Intensitätsmodulation bei idealer und fehlerhafter Justierung	64
6.4.1	Symmetrieverletzung durch Abstandsfehler	64
6.4.2	Symmetrieverletzung durch Winkelfehler	67
6.4.3	Einfluss ungleicher Intensitätsverteilung der Teilstrahlen auf die Strukturierung	68
<b>7</b>	<b>Materialauswahl</b>	<b>69</b>
7.1	Spektralanalysen der Materialauswahl	70
<b>8</b>	<b>Oberflächenstrukturen generiert mittels Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik:</b>	<b>73</b>
8.1	Linienstrukturen auf Polyimid	73
8.2	Linienstrukturen auf PEEK	78
<b>9</b>	<b>Anwendungen der Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik</b>	<b>81</b>
9.1	Nanostrukturierte Polymeroberflächen als Zelleitstrukturen	81
9.2	Sicherheitskennzeichnung am Beispiel eines vierfarbigen Ringes	83
9.3	Noppenstrukturen generiert durch gekreuzte Zweistrahlinterferenztechnik	86

9.4	Bestimmung des Kontaktwinkels von Oberflächenstrukturen generiert mittels Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik	89
<b>10</b>	<b>Surface-Swelling (Strukturierung unterhalb der Abtragsschwelle)</b>	<b>93</b>
10.1	Auswertung der Surface-Swelling-Experimente:	96
<b>11</b>	<b>Oberflächenstrukturierung mittels Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik</b>	<b>99</b>
11.1	Bestimmung maximaler Strukturtiefe	99
11.2	Kombination zweier hybrider Techniken zur indirekten Strukturierung von Glas	104
11.3	Vergleich der Simulation mit den Strukturergebnissen	107
11.4	Vergleich einiger Untersuchungsergebnisse mit thermodynamischen Zustandsgrößen	109
<b>12</b>	<b>Anwendungen der symmetrischen Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik</b>	<b>113</b>
12.1	Nanostrukturierte Oberflächen zur ortsselektiven Anbindung von Nanostrukturen	113
<b>13</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>115</b>
<b>14</b>	<b>Ausblick</b>	<b>119</b>

# 1 Motivation und Zielsetzung

Die kostengünstige Herstellung von Geometrien auf der Nanometer-Skala ist wegweisend für eine Vielzahl wirtschaftlich bedeutender Anwendungsfelder in der modernen Technologie der Hochlohn-Industrieländer. Dies sind unter anderem die Oberflächenphysik, Oberflächenchemie, Mikrobiologie, Medizintechnik oder die Halbleitertechnik. Hierbei werden vor allem Lochstrukturen, Näpfchenstrukturen, Noppen- oder Linienstrukturen gefordert. Auch Kombinationen aus den einzelnen Strukturen sind denkbar. Das hohe Oberfläche- zu Volumenverhältnis führt bei diesen Strukturen zu besonderen Eigenschaften und Anwendungsmöglichkeiten, die ohne diese Strukturierung nicht verfügbar sind. Zum Beispiel können katalytische, chemische Reaktionen mittels großer aktiver Oberfläche bei gleichzeitig kleinsten Mengen für den Schadstoffabbau wirtschaftlich eingesetzt werden. In der Photovoltaik werden Siliziumoberflächen mit kegelförmigen Sub-Mikrometerstrukturen hergestellt, um die Reflexionsverluste zu reduzieren (Black Silicon). [1], [2], [3]. In der chemischen und molekularbiologischen Analytik werden Biochips zur Analyse von biologischem Probenmaterial in wässrigen Lösungen verwendet. Die Biochips sind Probenträger mit modifizierten, aktiven Oberflächen zur Analyse des Probenmaterials. Noppenförmige Nanostrukturen bewirken eine Veränderung der Benetzbarkeit dieser Oberflächen. Die Hydrophilierung der Oberfläche durch Linienstrukturen führt zu einer optimalen Benetzbarkeit und damit zu einer maximal aktiven Oberfläche des biologischen Materials. Durch eine superhydrophobe Oberfläche wird eine Minimierung des Oberflächenkontaktes des Probenmaterials erreicht. In Verbindung mit hydrophilen diskreten Positionen ergibt dies eine definierte Tröpfchengröße und eine präzise Platzierung des biologischen Materials. Die Anwendungsfelder sind unter anderem die Probenaufbereitung für DNA- und Proteinchips für Genexpressionsstudien, die Untersuchung und Manipulation von Zellen und die Diagnose von Krankheiten (Point-of-Care Testing) [4].

In der Medizintechnik werden Näpfchenstrukturen auf der Oberfläche von Gefäßimplantaten generiert, um eine Vergrößerung der Oberfläche zu erreichen. Dazu wird eine aufgedampfte Aluminiumschicht durch ein elektrochemisches Verfahren in poröses Aluminiumoxid umgewandelt. Diese bildet anschließend die Näpfchenstrukturen [4]. Die vergrößerte Oberfläche bewirkt eine verbesserte Deponierung von Wirkstoffen. Beispielsweise führt die Einlagerung von radioaktivem Material zur verbesserten, kontrollierten Abgabe von radioaktiver Strahlung, die das Wiederverschließen eines Blutgefäßes verhindert. [4]. Diffraktive optische Elemente (DOEs), hergestellt aus parallelen Linienstrukturen mit einer Breite von wenigen Mikrometern auf Glas oder Kunststoff, werden beispielsweise in der Messtechnik in Spektrometern eingesetzt, als Laserstrahlformer oder zur Laserstrahlführung verwendet. Im Maschinenbau werden Näpfchenstrukturen auf Maschinenkomponenten verwendet, um die Schmiereigenschaften zu verbessern und damit die Reibung zu reduzieren [5].



Obwohl die Nanotechnologie als Schlüsseltechnologie in naher Zukunft die technologische Entwicklung maßgeblich beeinflussen wird, können derzeit keine Strukturen auf der Nanometerskala mittels direkter Ablation des Materials erzeugt werden. Heute werden Strukturen auf der Nanometerskala durch Lithographietechniken hergestellt. Dazu wird die Oberfläche des zu bearbeitenden Substrats mit Fotolack beschichtet. Dieser wird mittels Maskenprojektion belichtet und entwickelt. Die im Fotolack erzeugte Struktur wird durch unterschiedliche Strukturierungsverfahren oder Ätzprozesse in das Substrat übertragen [6]. Ein solches Lithographieverfahren ist kosten- und zeitintensiv. Ein hohes Potential zur Reduzierung der Prozesszeit und der Herstellungskosten ist durch die direkte Oberflächenstrukturierung mittels Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik gegeben. Die Mehrstrahl-Laserinterferenz bietet die Möglichkeit periodische Nanostrukturen durch einen schnellen und kostengünstigen Prozess herzustellen, da die Prozessschritte Belichtung und Entwicklung bei der direkten Oberflächenstrukturierung nicht notwendig sind.

Das Interferenz-Phänomen wurde erstmals von Thomas Young (1773-1829) im Jahre 1803 gezeigt [7]. Zur Durchführung des so genannten Doppelspalt-Experimentes verwendete er zwei kohärente elektromagnetische Wellen. Bei der Überlagerung dieser Wellen ändert sich in Abhängigkeit der relativen Phasenlage die Amplitude im Bereich der Überlagerung. So konnte Young zum ersten Mal ein Muster aus hellen und dunklen Streifen beobachten. Der deutsch-amerikanische Physiker Albert A. Michelson (1852-1931) nutzte zusammen mit dem amerikanischen Chemiker Edward W. Morley (1838-1923) in Cleveland im Jahre 1887 die Interferenz messtechnisch, für einen Versuch die Existenz des Lichtäthers nachzuweisen [8]. Dazu wurde zum ersten Mal ein Interferometer eingesetzt. Mit diesem Interferometer konnte schließlich die Äther-Theorie widerlegt werden.

Zusätzlich zur Nutzung der Interferenzmuster in der Messtechnik werden diese in Kombination mit unterschiedlichen Lithographieverfahren zur Modifikation und Strukturierung von Oberflächen eingesetzt. Dabei werden Loch-, Graben- oder Noppenstrukturen in der Größenordnung einiger 100 Nanometer generiert. [9], [10].

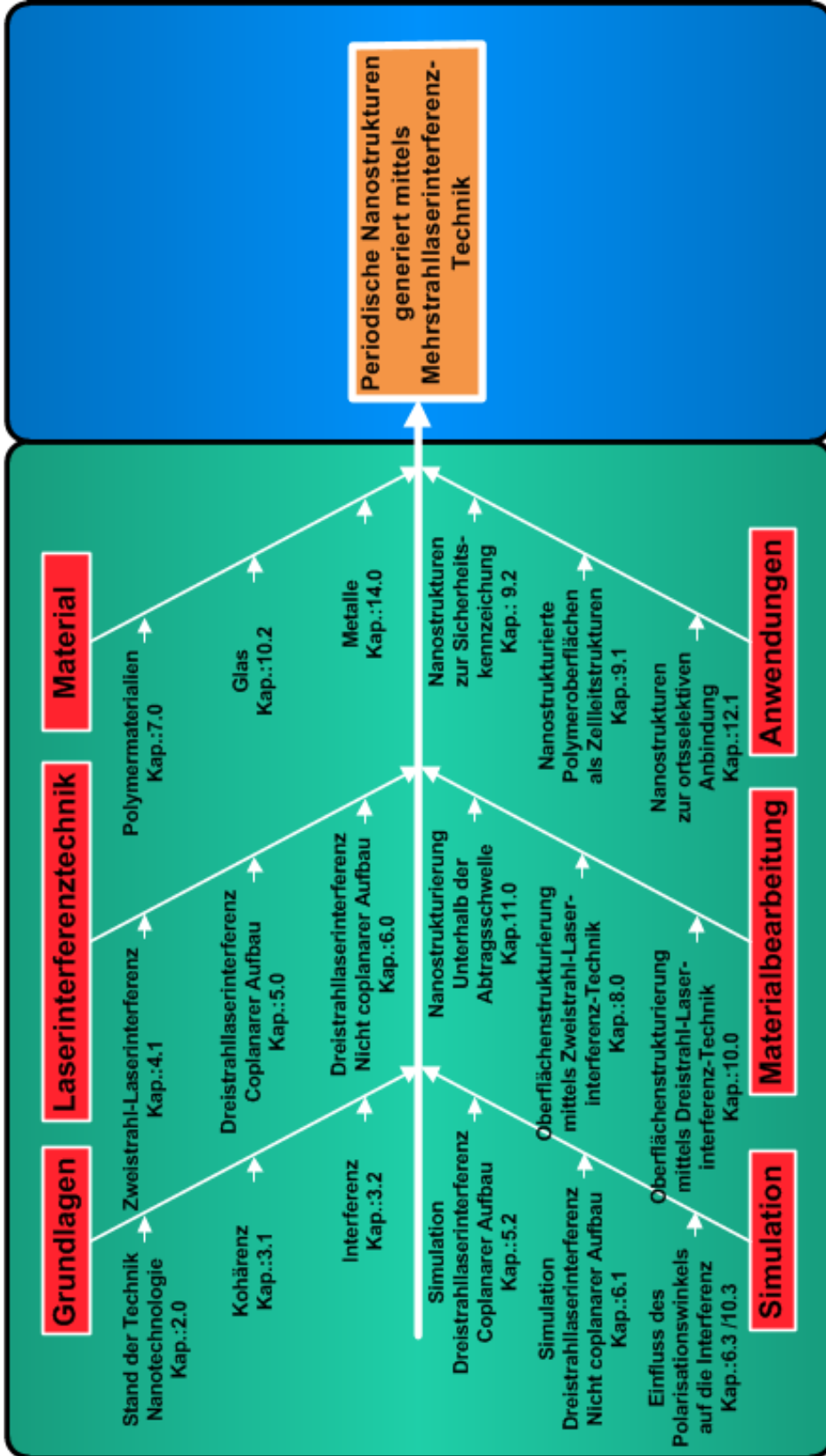
Um das Verfahren zu validieren, werden in dieser Arbeit erstmals verschiedene Polymermaterialien auf ihre direkte Strukturierbarkeit mittels Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik untersucht. Loch-, Noppen- und Grabenstrukturen werden mittels unterschiedlicher Laserinterferenz-Techniken erzeugt und analysiert.

Die Oberflächenstrukturierung unterhalb der Abtragsschwelle (Surface-Swelling) wird untersucht und zur Strukturierung von Oberflächen angewendet.

Die Untersuchungsergebnisse werden mit Simulationsrechnungen und theoretischen Betrachtungen verglichen und interpretiert. Die strukturierten Materialien werden in Hinblick auf eine Veränderung der Oberflächeneigenschaften wie der Benetzbarkeit (Hydrophobie/Hydrophilie) untersucht. Ein Ishikawa-Diagramm dient der Verdeutlichung der Vorgehensweise.

Ergebnis

Einflussgrößen





## 2 Stand der Technik zur Nanostrukturierung auf Materialoberflächen

Eine Möglichkeit Linien und Noppenstrukturen auf der Nanometer-Skala zu erzeugen, ist die Anwendung der Resist-Metall-Technik. Hierbei werden die Strukturen durch das Abscheiden von Schichten erzeugt. Diese Strukturen werden anschließend mit einem Ätzverfahren in ihrer Größe bis auf einen Durchmesser von einigen Nanometern reduziert (Rückätzung).

Zur Generierung der Strukturen wird eine optische Lithographietechnik angewendet.

Wird dieser Prozess zur Linienherstellung ein weiteres Mal angewendet und wird die Probe vorher um  $90^\circ$  gedreht, entstehen an den Kreuzungspunkten Struktur erhöhungen. Durch ein exaktes Rückätzen der Linienstrukturen bleiben so die Noppenstrukturen an den Überlagerungspunkten zurück.

Auf diese Weise werden Noppen mit einem Durchmesser  $d < 100nm$  und einem Aspektverhältnis von zwei erzeugt [11].

Darüber hinaus werden Mikro- und Nanostrukturen durch die Drucktechnik mit dem sogenannten Nanoimprint-Verfahren generiert. Dieses Verfahren besteht aus mehreren Prozessschritten. Dazu gehören die Fertigung von Lack- und Metallmasken, das Ätzen eines geeigneten Stempels beispielsweise aus Siliziumcarbid oder Quarzglas und das Ab- und Entformen [12] [13] [14].

Ein weiteres Verfahren zur Erzeugung von Nanostrukturen ist die EUV-Lithographie. Mit dieser Art der Lithographie werden Strukturen, mit lateraler Auflösung  $< 30nm$  erzeugt [15]. Die EUV-Strahlung mit der Wellenlänge  $\lambda = 13,5 nm$  wird bei der Erzeugung eines Plasmas frei. Das Plasma wird mittels eines Lasers erzeugt, in dem die hochenergetische, gepulste Laserstrahlung auf ein Target trifft. [16] [17] [18].

Auch die hochauflösende Elektronenstrahlithographie ist geeignet, Mikro- und Nanostrukturen zu erzeugen. Bei dieser Technologie wird die erreichbare Auflösung durch die Streuung der Elektronen im Substrat definiert [19]. Mit dem entsprechenden Resist sind Strukturen  $< 10nm$  möglich. Dieser Resist besteht aus  $AlF_3$  dotiertem Lithiumfluorid [20]. Die Elektronenstrahlithographie ist allerdings ein zeitaufwendiges und daher teures Verfahren. Aus diesem Grunde werden primär nur die Fotomasken für die Verwendung in der optischen Lithographie mittels Elektronenstrahlithographie gefertigt [21].

Auch mittels der klassischen lithographischen Techniken oder durch das direkte Ionen- oder Elektronenstrahl-Ätzverfahren, werden Nanostrukturen erzeugt. Allerdings sind diese Verfahren hinsichtlich der Werkstoffe und der Geometrien eingeschränkt. 3D-Oberflächen können nur bedingt mit den anisotropen

Ätzverfahren bearbeitet werden, da die Prozessrichtung senkrecht zur Probenoberfläche orientiert ist [22].

Sie werden daher vorwiegend auf planen Flächen angewendet. Ein Beispiel für ein anisotropes Ätzverfahren ist das Reaktive-Ionen-Ätzverfahren (RIE) [22] [23]. Die Herstellung ist zeitaufwendig und verbunden mit hohen Maschinenkosten. Die superhydrophobe Oberfläche des Lotusblattes wird technisch beispielsweise durch eine Doppelstruktur bestehend aus Mikro- und Nanostrukturen nachgebildet [24] [25] [26] [27]. Lithographisch wird diese Kombination durch mehrere technische Schritte realisiert [28] [29].

Bei der direkten Laserstrukturierung von Materialoberflächen sind keine weiteren Prozessschritte wie die Belichtung und die anschließende Entwicklung notwendig. Die Einwirkzeit der Laserstrahlung beträgt bei der direkten Strukturierung wenige Nano- oder Pikosekunden, abhängig von dem verwendeten Laser und der Anzahl der Laserpulse pro Stelle. Aus diesem Grund wird bei der direkten Laserstrukturierung keine Regelung zur Schwingungskompensation benötigt, wie sie bei lithographischen Prozessen notwendig ist. Die Strukturtiefe und Strukturformen werden direkt über die optischen Komponenten variiert. Das Anfertigen unterschiedlicher Bestrahlungsmasken zur Herstellung verschiedener Strukturen ist somit nicht erforderlich.

Mit der direkten Laserinterferenz-Strukturierung werden mit einem oder wenigen Laserpulsen, Flächen bis zu  $A = 1\text{cm}^2$  pro Sekunde strukturiert [30]. Mikrostrukturen auf unterschiedlichen Metallen wie Stahl, Titan und Aluminium mit Perioden von  $\Lambda = 1 - 5\mu\text{m}$  werden durch direkte Laserinterferenz-Strukturierung realisiert. Dazu werden Fluenzen von  $F = 0,4 - 0,8\text{ J/cm}^2$  bei der Pulsdauer  $\tau = 10\text{ns}$  und der Wellenlänge  $\lambda = 355\text{nm}$  verwendet. Auf diese Weise werden Strukturturen bis zu  $d = 550\text{nm}$  und der Periode  $\Lambda = 5\mu\text{m}$  erzielt [31]. Die Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik eignet sich zur direkten Strukturierung von sowohl 2,5D- als auch 3D-Strukturen auf planen und nicht planen Oberflächen [31]. Polymermaterialien wie beispielsweise Polycarbonat oder Polystyrol lassen sich bei der Wellenlänge  $\lambda = 266\text{nm}$  und Polyimid bei der Wellenlänge  $\lambda = 355\text{nm}$  mittels Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik strukturieren. Die Strukturtiefe für eine Einzelpuls-Strategie wird über die Fluenz des verwendeten Lasers variiert. Die maximal erreichbare Strukturtiefe für diese Strategie nimmt mit zunehmender Periodengröße zu. Sie wird durch die optische Eindringtiefe der Wellenlänge der verwendeten Laserstrahlung in den zu bearbeitenden Werkstoff beschränkt [30].

Auch das transparente, elektrisch leitende, organische Polymer Poly-3,4-Ethylendioxythiophen-Polystyrolsulfonat (PEDOT-PSS), das in Verbindung mit flexiblen Substraten immer mehr an Bedeutung in der Beleuchtungs- und Displayindustrie gewinnt, kann mit der Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik unter der Verwendung der Laserstrahlung der Wellenlänge  $\lambda = 800\text{nm}$

strukturiert werden. Die Absorption dieser Wellenlänge beträgt circa 30% bei einer Schichtdicke von  $d = 800\text{nm}$ . Eine solche Polymerschicht wird mit der Fluenz  $F = 24 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ , der Pulsdauer  $\tau = 95\text{fs}$  (Ti:Saphir-Laser) und sechs Laserpulsen ortsselektiv, vollständig entfernt. Die so erzeugten hexagonal angeordneten Lochstrukturen weisen einen Durchmesser von  $d = 1,2\mu\text{m}$  auf [32] [33].

Stand der Technik zur  
Nanostrukturierung auf  
Materialoberflächen

## 3 Grundlagen zur Kohärenz und Interferenz

### 3.1 Kohärenz

Zwei elektromagnetische Wellen, bestehend aus zwei endlichen Wellenzügen der gleichen Frequenz, derselben Polarisation und derselben Quelle, sind kohärent<sup>1</sup>, wenn sie eine feste Phasenbeziehung zueinander haben. Die Phase der Wellenzüge kann aufgrund ihrer sinusförmigen Propagation exakt vorausberechnet werden. Unter diesen Bedingungen sind die elektromagnetischen Wellen interferenzfähig (Kapitel 3.2).

#### 3.1.1 Zeitliche Kohärenz

Die Lebensdauer eines angeregten Energiezustandes in einem Atom beträgt etwa  $10^{-8}$  Sekunden im statistischen Mittel. Der emittierte Wellenzug besitzt somit eine endliche Länge und eine frequenzabhängige Intensitätsverteilung. Diese Frequenzbreite oder Frequenzstreuung  $\Delta\nu$  wird als natürliche Linienbreite bezeichnet. Die Frequenzstreuung ist symmetrisch um eine zentrale Frequenz  $\nu_0$  angeordnet. Das emittierte Licht ist somit nicht streng monochromatisch. Auf Grund dieser Frequenzbreite wird dieses Licht als quasimonochromatisch bezeichnet. Das Spektrum des emittierten Lichtes wird durch ein Lorentz-Profil beschrieben.

Die Zeit, in der der Wellenzug sinusförmig schwingt, wird als Kohärenzzeit  $t_c$  oder longitudinale Kohärenz bezeichnet. Die Kohärenzzeit korreliert mit der Frequenzbandbreite  $\Delta\nu$  des emittierten Wellenzuges. Je größer die Kohärenzzeit ist, desto geringer ist die Breite des Frequenzspektrums

3.1

$$t_c \cong 1/\Delta\nu$$

---

<sup>1</sup> Kohärent wird abgeleitet vom lateinischen Wort *cohaerere* =zusammenhängen.



Wird die Kohärenzzeit mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  multipliziert, ergibt sich die Kohärenzlänge:

$$3.2 \quad l_c = c \cdot t_c$$

### 3.1.2 Kohärenzgrad und Sichtbarkeit

Der Youngsche Doppelspaltversuch wird zur Erklärung des Kohärenzgrades verwendet (Bild 1).

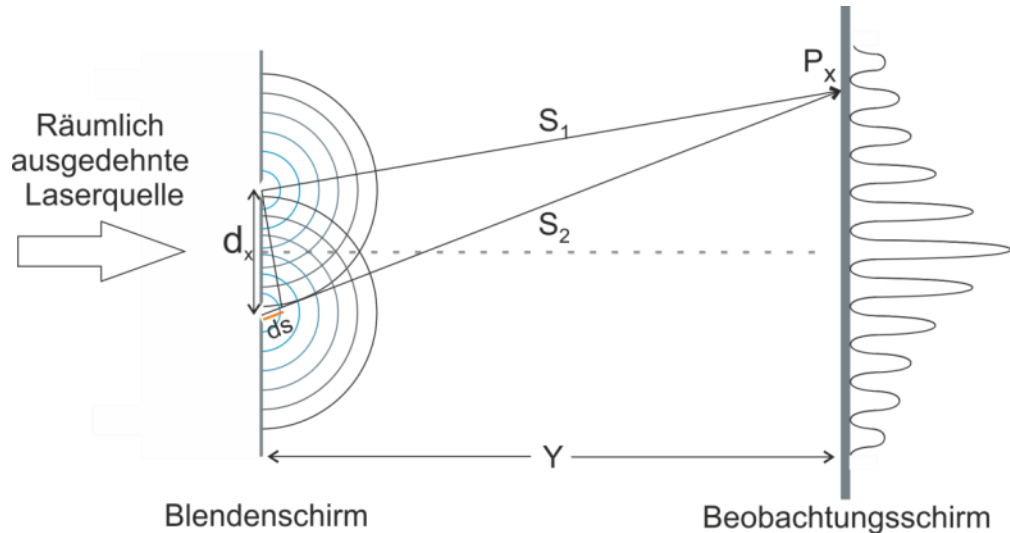
Beim Doppelspaltversuch wird von einer ebenen elektromagnetischen Welle ausgegangen, die auf einen Blendschirm trifft, auf dem sich zwei, im Abstand  $d_x$  befindliche Spalte befinden. Die Spalte dienen als Quelle für zwei kohärente, elektromagnetische Wellen, die einen Weg  $S_1$  bzw.  $S_2$  bis zum Beobachtungsschirm zurücklegen. Die ebenen Wellen werden durch

$$3.3 \quad \vec{E}_1(s_1, t) = e^{i(\vec{k}_1 \vec{s}_1 - \omega t + \varphi_1)}$$
$$\vec{E}_2(s_2, t) = e^{i(\vec{k}_2 \vec{s}_2 - \omega t + \varphi_2)}$$

dargestellt.

Die Laserstrahlen die den Doppelspalt passieren, überlagern sich am Ort  $P_x$  auf dem Beobachtungsschirm. Bei dieser Überlagerung entsteht ein stationäres Interferenzmuster, wenn zwischen den beiden Teilstrahlen eine feste Phasenbeziehung besteht.

Bild 1  
Schematische Darstellung des Youngschen Doppelspaltversuchs zur Berechnung der Sichtbarkeit  $V$



Die elektrische Feldstärke am Ort der Überlagerung ist gegeben durch:

$$3.4 \quad \vec{E}_{1,2}(s_{1,2}, t) = \vec{E}_1(s_1, t) + \vec{E}_2(s_2, t)$$

Die Bestrahlungsstärke  $I$  am Ort  $P$  gemittelt über die Zeit  $T$  ist gleich:

$$3.5 \quad I = \langle \vec{E}_{1,2}(s_{1,2}, t) \vec{E}_{1,2}^*(s_{1,2}, t) \rangle_T$$

Das \* bezeichnet das konjugiert Komplexe des E-Vektors.

Bei dieser Darstellung der Bestrahlungsstärke wird davon ausgegangen, dass der Ort der Überlagerung  $P$  nicht auf der Symmetrie-Achse der beiden Strahlen liegt. Eine optische Weglängendifferenz wird über die relative Zeitverzögerung  $\tau$  ausgedrückt:

$$3.6 \quad \tau = \frac{(\vec{s}_2 - \vec{s}_1)}{c}$$

Hieraus ergeben sich die folgenden Beiträge zur gesamten Bestrahlungsstärke:

$$3.7 \quad I = I_1 + I_2 + I_{1,2}$$

Mit:

$$3.8 \quad I_1 = \langle \vec{E}_1(s_1, t + \tau) \vec{E}_1^*(s_1, t + \tau) \rangle_T$$

$$I_2 = \langle \vec{E}_2(s_2, t) \vec{E}_2^*(s_2, t) \rangle_T$$

$$I_{1,2} = \langle \vec{E}_1(s_1, t + \tau) \vec{E}_2^*(s_2, t) \rangle_T$$

$$+ \langle \vec{E}_1^*(s_1, t + \tau) \vec{E}_2(s_2, t) \rangle_T$$

Die Summe der beiden ersten Terme  $I_1$  und  $I_2$  stellen die Bestrahlungsstärke am Ort der Überlagerung bei inkohärenter Überlagerung dar. Der Term  $I_{1,2}$  ist mathematisch die Summe einer komplexen Größe und ihrer komplex Konjugierten<sup>2</sup>. Diese Summe ist gleich dem Zweifachen des Realteils der komplexen Größe und bewirkt am Ort der Überlagerung der beiden Felder eine Veränderung der Bestrahlungsstärke bei kohärenter Überlagerung. Der Zusammenhang wird im Rahmen der optischen Interferenz in Kapitel **3.2** beschrieben.

Die gesamte Bestrahlungsstärke  $I$  kann geschrieben werden als:

$$3.9 \quad I = I_1 + I_2 + 2\text{Re}\{\langle \vec{E}_1(s_1, t + \tau) \vec{E}_2^*(s_2, t) \rangle_T\}$$

Der zeitlich gemittelte Anteil dieser Gleichung ist eine Kreuzkorrelationsfunktion. Sie wird auch als wechselseitige Kohärenzfunktion der elektromagnetischen Wellen  $\vec{E}_1$  und  $\vec{E}_2$  bezeichnet. Sie dient zur quantitativen Beschreibung der Zeitentwicklung der Phasenbeziehung zweier elektromagnetischer Wellen  $\vec{E}_1$  und  $\vec{E}_2$ , die nach einer Weglängendifferenz, ausgedrückt über die Zeitverzögerung  $\tau$ , im Beobachtungspunkt  $P$  verglichen werden (Gleichung **3.10**).

$$3.10 \quad \langle \vec{E}_1(s_1, t + \tau) \vec{E}_2^*(s_2, t) \rangle_T = \vec{\Gamma}_{1,2}(\tau)$$

<sup>2</sup> Der verwendete Formalismus ist angelehnt an: E. Hecht, *Optik*.

Die normierte Kreuzkorrelationsfunktion ist ein quantitatives Maß für den Interferenzkontrast:

3.11

$$\vec{\gamma}_{1,2}(\tau) = \frac{\langle \vec{E}_1(s_1, t + \tau) \vec{E}_2^*(s_2, t) \rangle_T}{\sqrt{\langle |\vec{E}_1|^2 \rangle \langle |\vec{E}_2|^2 \rangle}}$$

Diese Funktion wird als komplexer, zeitlicher Kohärenzgrad bezeichnet.

Der Betrag des Kohärenzgrades kann folgende Werte annehmen:

$|\vec{\gamma}_{1,2}(\tau)|=1$ : Maximal mögliche Kohärenz. Die elektromagnetischen Wellen sind gleich polarisiert, haben die gleichen Amplituden und überlagern sich am Ort  $P$  ohne Zeitverzögerung  $\tau$ .

$|\vec{\gamma}_{1,2}(\tau)|=0$ : Inkohärente Überlagerung der elektromagnetischen Wellen. Dieser Fall wird durch orthogonal zueinander ausgerichtete elektromagnetische Wellen oder durch eine Zeitverzögerung  $\tau$  die größer ist als die Kohärenzzeit  $t_c$  hervorgerufen.

$0 < |\vec{\gamma}_{1,2}(\tau)| < 1$ : Teilkohärente Überlagerung der elektromagnetischen Wellen hervorgerufen durch unterschiedliche Amplituden oder unterschiedliche Polarisationsrichtungen mit einem Polarisationswinkel  $\beta < 90^\circ$ , oder durch eine Zeitverzögerung  $\tau$ , die kleiner ist als die Kohärenzzeit  $t_c$ .

Durch diese Normierung kann die Bestrahlungsstärke  $I$  geschrieben werden als:

3.12

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re} \vec{\gamma}_{1,2}(\tau)$$

Der Realteil der komplexen Größe  $\vec{\gamma}_{1,2}(\tau)$  setzt sich aus dem Betrag  $|\vec{\gamma}_{1,2}(\tau)|$ , dem Phasenwinkel  $\alpha_{1,2}(\tau)$ , resultierend aus der zeitlichen Verzögerung und dem Phasenwinkel zwischen den Feldern  $\varphi_{1,2} = (\varphi_2 - \varphi_1)$  zusammen.

Somit kann Gleichung **3.12** umgeschrieben werden als:

3.13

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\vec{\gamma}_{1,2}(\tau)| \cos(\alpha_{1,2}(\tau) - \varphi_{1,2})$$

Gleichung **3.13** wird als allgemeines Interferenzgesetz für teilkohärente elektromagnetische Felder bezeichnet.

Eine messbare Größe für den Kontrast dieses Interferenzmusters, ist die von Michelson<sup>3</sup> eingeführte Sichtbarkeit<sup>4</sup>  $V$ .

$$3.14 \quad V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

Für  $I_1 = I_2$  gilt:

$$3.15 \quad V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = |\vec{\gamma}_{1,2}(\tau)|$$

Der Kohärenzgrad kann somit mittels der Berechnung der Sichtbarkeit bestimmt werden.

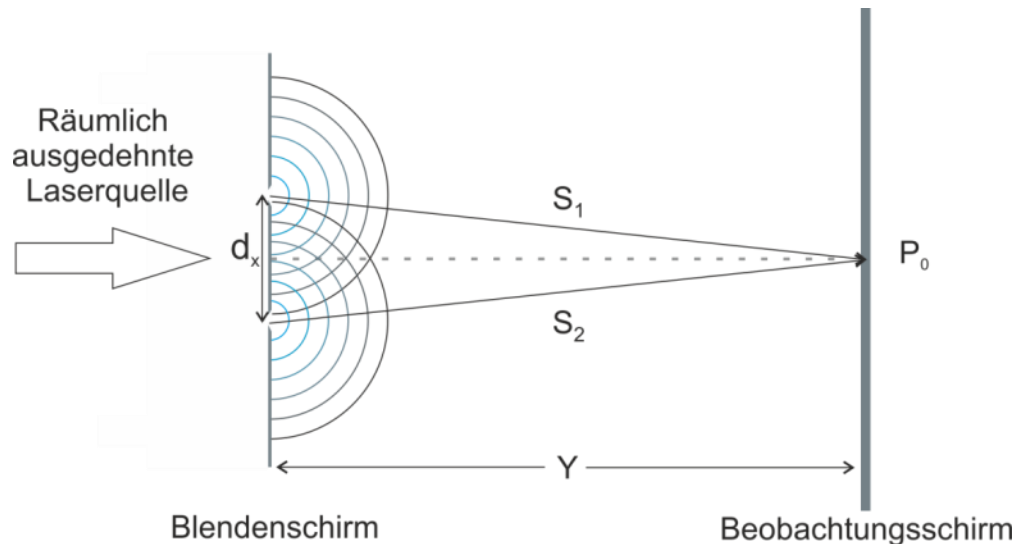
### 3.1.3 Räumliche bzw. transversale Kohärenz

Jede reale Lichtquelle weist eine räumliche Ausdehnung auf. Diese Ausdehnung wird als eine Anordnung von einzelnen Punktquellen verstanden. Für die Bestimmung der räumlichen oder transversalen Kohärenz wird untersucht, in welchem maximalen Abstand  $d_{max}$  zwei Teilstrahlen, dieser räumlichen Anordnung, eine feste Phasenbeziehung zueinander aufweisen. Um dies zu bestimmen wird im Youngschen-Doppelspaltversuch (Bild 2) der Abstand der Spalte zum Schirm konstant gehalten aber der relative Abstand  $d_x$  der Spalte zueinander, kontinuierlich vergrößert. Ist die Sichtbarkeit  $V$  des zentralen Interferenzmusters, gemessen am Ort  $P_0$  bei einem Spaltabstand  $d_{max}$  auf  $V = 1/2$  reduziert, beschreibt der Wert  $d_{max}$  die räumliche bzw. transversale Kohärenz.

<sup>3</sup> Albert Abraham Michelson (1852- 1931) US-amerikanischer Physiker

<sup>4</sup> Das  $V$  steht für das englische Wort für Sichtbarkeit= Visibility

Bild 2  
schematische Darstellung des Youngschen Doppelspaltversuchs zur Bestimmung der räumlichen Kohärenz



## 3.2 Interferenz

### 3.2.1 Definition der Interferenz

Interferenz ist die Addition oder Subtraktion der Feldstärken zweier oder mehrerer elektromagnetischer Wellen, deren gesamte Bestrahlungsstärke  $I$  sich von der Summe der einzelnen Beiträge unterscheidet (Gleichung **3.13**).

Die gesamte Bestrahlungsstärke wird, resultierend aus einer kohärenten Überlagerung zweier endlicher Wellenzüge, durch das allgemeine Interferenzgesetz dargestellt (Kapitel 3.1.2). Für teilkohärente, elektromagnetische Felder gilt Gleichung **3.13**:

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} |\vec{\gamma}_{1,2}(\tau)| \cos(\alpha_{1,2}(\tau) - \varphi_{1,2})$$

Der dritte Term dieser Gleichung ist der Interferenzterm. Er beschreibt den Unterschied zur einfachen Summe der einzelnen Beiträge in der Überlagerung zweier elektromagnetischer Wellen.

Die Kohärenz wird in diesem Term durch den Betrag der normierten wechselseitigen Kohärenzfunktion  $|\vec{\gamma}_{1,2}(\tau)|$  beschrieben; der Betrag wird als Kohärenzgrad bezeichnet.

Für  $I_1 = I_2 \equiv I_0$ , bei dem beispielsweise die Maxima der Teilstrahlen gleichzeitig am Beobachtungsort  $P$  eintreffen und der Phasenwinkel  $\alpha_{1,2}(\tau) = 0$  ist, reduziert sich die Gleichung **3.13** zu:

3.16

$$I = 2I_0 + 2I_0 \cos(\varphi_{1,2})$$

$\varphi_{1,2}$  ist der Phasenwinkel zwischen den elektromagnetischen Feldern  $\vec{E}_1$  und  $\vec{E}_2$ .

### 3.2.2 Konstruktive Interferenz

Die Bestrahlungsstärke ist für  $\cos(\varphi_{1,2}) = 1$  maximal. Die gesamte Bestrahlungsstärke an diesem Ort ist  $I = 4I_0$ . Diese Bedingung ist gleichzusetzen mit vollständiger konstruktiver Interferenz.

Sind die elektromagnetischen Wellen um  $90^\circ$  phasenverschoben ( $\cos(\varphi_{1,2}) = 0$ ), ist keine Interferenz zu beobachten. Die gesamte Bestrahlungsstärke wird reduziert auf  $I = 2I_0$ . Dies entspricht einer inkohärenten Überlagerung zweier elektromagnetischer Wellen.

### 3.2.3 Destruktive Interferenz

Bei einer relativen Phasenverschiebung um  $\varphi_{1,2} = 180^\circ$ , ist  $\cos(\varphi_{1,2}) = -1$ . Dies entspricht einer vollständigen destruktiven Interferenz. Dies führt zu einer kompletten Auslöschung der Bestrahlungsstärke ( $I = 0$ ).

### 3.2.4 Einfluss des Polarisationswinkels auf die Interferenz

Die Berechnung der gesamten Bestrahlungsstärke  $I$  in Gleichung **3.16** ist für parallel zueinander ausgerichtete E-Feld Vektoren gültig. Sind die E-Feld-Vektoren der interferierenden elektromagnetischen Wellen unter einem Winkel  $\beta$  mit  $0^\circ < \beta < 90^\circ$  zueinander ausgerichtet, tragen nur die parallelen Komponenten dieser Vektoren zur Interferenz bei. Der Beitrag zur Interferenz ergibt sich aus der orthogonalen Projektion des E-Feld Vektors  $\vec{E}_1$  in Richtung von  $\vec{E}_2$ . Unter diesen Bedingungen wird die Bestrahlungsstärke  $I_0$  in dem Interferenzterm durch das Skalarprodukt der E-Feld Vektoren  $\vec{E}_1$  und  $\vec{E}_2$  ersetzt. In diesem Skalarprodukt beschreibt  $\beta$  den eingeschlossenen Winkel zwischen den beiden Polarisationsrichtungen.

Somit wird der Interferenzterm aus der Gleichung **3.16** als:

$$3.17 \quad I_{1,2} = 2 I_0 \cos(\varphi_{1,2}) = 2 \vec{E}_1 \vec{E}_2 \cos(\varphi_{1,2}) = 2 |\vec{E}_1| |\vec{E}_2| \cos(\beta) \cos(\varphi_{1,2})$$

geschrieben.

Die senkrechte Komponente von  $\vec{E}_1$  kann nicht mit  $\vec{E}_2$  interferieren. Sie trägt inkohärent zur gesamten Bestrahlungsstärke bei.



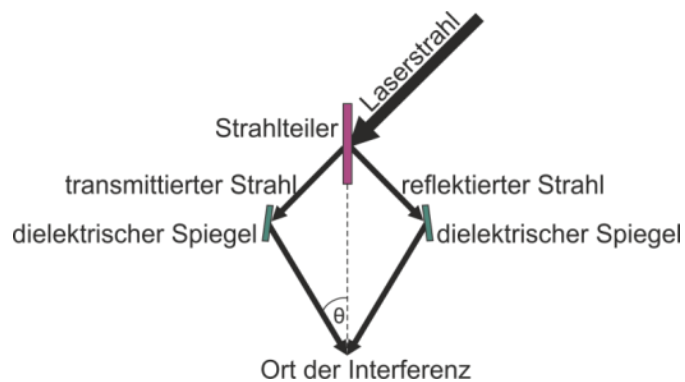


## 4 Theoretische Ausführungen zur Zweistrahl-Laserinterferenz- Technik

### 4.1 Geometrische Herleitung der Periodengleichung für die Zweistrahlinterferenz

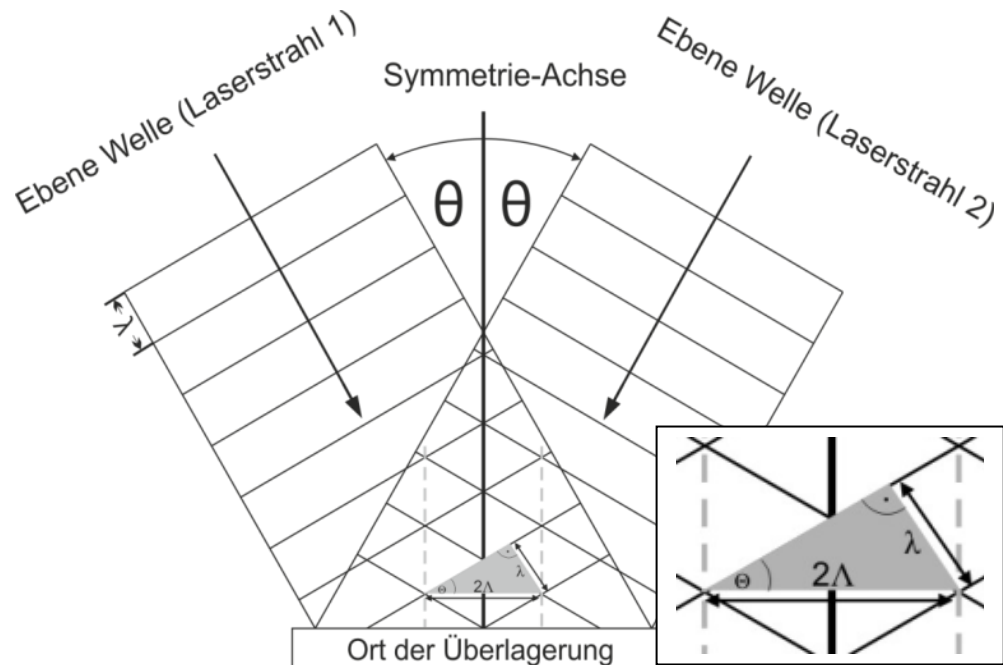
Zum besseren Verständnis der geometrischen Herleitung der Periodengleichung, zeigt Bild 3 eine schematische Darstellung der Zweistrahl-Laserinterferenz, realisiert mittels eines Strahlteilers. Diese Darstellung zeigt einen einfallenden Laserstrahl, der zu gleichen Teilen in einen transmittierten und einen reflektierten Teilstrahl geteilt wird. Mit Hilfe dielektrischer Spiegel werden diese Teilstrahlen unter einem frei wählbaren Winkel  $\theta$  wieder überlagert. Am Ort der Überlagerung entsteht die Interferenz.

Bild 3  
Schematische  
Darstellung einer  
Zweistrahl-  
Laserinterferenz



Die Graphik im nachfolgenden Bild 4 zeigt eine schematische Darstellung der Überlagerung von zwei ebenen Wellenfronten, die unter einem Winkel  $\theta$  am Ort der Probe überlagert werden. Die Fronten gleicher Phase sind als parallele Striche dargestellt. Der Abstand zweier Linien entspricht der Wellenlänge  $\lambda$  der verwendeten Laserstrahlung. Wendet man auf das grau eingezeichnete Dreieck den Sinussatz an, und formt diesen nach  $\Lambda$  um, erhält man direkt die Periodengleichung (Gleichung **4.1**).

Bild 4  
Schematische  
Darstellung der  
Überlagerung zweier  
ebener  
Wellenfronten zur  
Berechnung der  
Periodengleichung

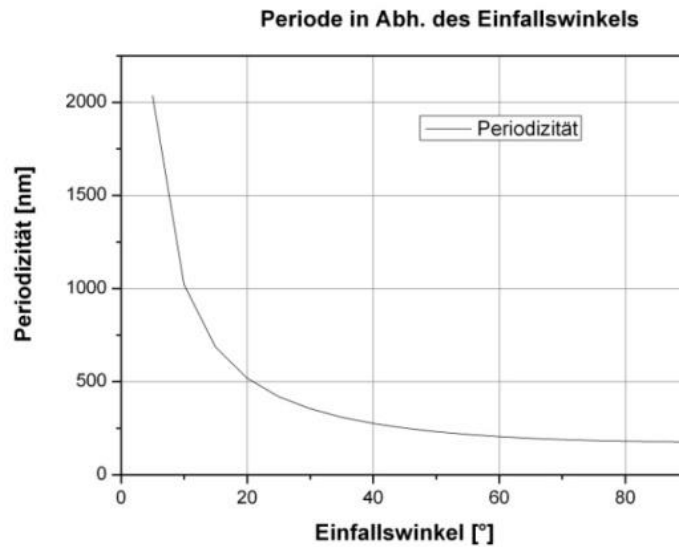


**4.1**  
Periodengleichung

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \theta}$$

Mit Hilfe dieser Periodengleichung wird die resultierende Periode  $\Lambda$  des Interferenzmusters in Abhängigkeit des Einfallswinkels  $\theta$  berechnet (Bild 5).

Bild 5  
Diagramm zur  
Darstellung der  
Periodizität in  
Abhängigkeit des  
Einfallswinkel für die  
Zweistrahl-  
Laserinterferenz



## 4.2 Mathematische Herleitung der Periodengleichung für die Zweistrahl-Laserinterferenz

In dem nachfolgenden Kapitel wird die mathematische Herleitung der Periodengleichung für die Zweistrahlinterferenz detailliert dargestellt.

Für die Beschreibung des elektrischen Feldes einer ebenen Welle gilt allgemein:

$$4.2 \quad \vec{E}_j = E_{0j} e^{i(\vec{k}_j \vec{r} - \omega_j t + \varphi_j)}$$

Der Index  $j$  bezeichnet in dieser Betrachtung zum einen den transmittierten (Laserstrahl 1) und zum anderen den reflektierten Strahl (Laserstrahl 2 aus Bild 4) der Zweistrahl-Laserinterferenz. Für die mathematische Herleitung der Periode wird der Term  $\omega_j t$ , der die zeitliche Veränderung der propagierenden elektromagnetischen Welle beschreibt, vernachlässigt. Die Phase  $\varphi_j$  wird gleich Null gesetzt. Somit ergibt sich für den transmittierten Strahl:

$$4.3 \quad \vec{E}_t = E_{0t} e^{i\vec{k}_t \vec{r}}$$

und für den reflektierten Strahl:

4.4 
$$\vec{E}_r = E_{0r} e^{i\vec{k}_r \vec{r}}$$

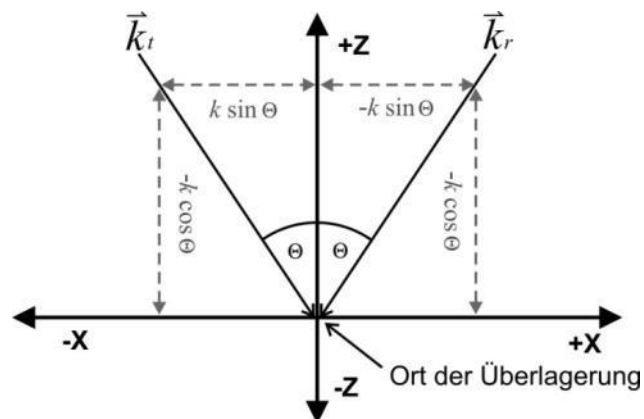
Mit der Darstellung des Ortsvektors als Spaltenvektor:

4.5 
$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

unter Berücksichtigung, dass die y-Komponente in dieser Betrachtung zu jedem Zeitpunkt gleich Null ist (Bild 6), kann der  $\vec{k}$ -Vektor geschrieben werden als:

4.6 
$$\vec{k}_t = k\vec{e}_t = k \begin{pmatrix} \sin\theta \\ 0 \\ -\cos\theta \end{pmatrix} \qquad \vec{k}_r = k\vec{e}_r = k \begin{pmatrix} -\sin\theta \\ 0 \\ -\cos\theta \end{pmatrix}$$

Bild 6  
Graphische  
Darstellung der K-  
Vektoren und deren  
Richtungs-  
komponenten.



Daraus folgt:

4.7 
$$\vec{E}_t = E_{0t} e^{ik(x \sin\theta - z \cos\theta)}$$

und

4.8 
$$\vec{E}_r = E_{0r} e^{ik(-x \sin\theta - z \cos\theta)}$$

Die gesamte Bestrahlungsstärke  $I_{tr}$  am Ort der Überlagerung der beiden ebenen Wellen wird wie folgt berechnet:

$$4.9 \quad I_{tr} = |E_t + E_r|^2 = (E_t + E_r) (E_t + E_r)^*$$

Das Komplexkonjugierte der Summe lässt sich ersetzen durch die Summe der komplexkonjugierten Summanden. Somit ergibt sich:

$$4.10 \quad \begin{aligned} I_{tr} &= E_t \cdot E_t^* + E_r \cdot E_r^* + E_t \cdot E_r^* + E_r \cdot E_t^* \\ &= E_{0t}^2 + E_{0r}^2 + E_{0t} \cdot E_{0r} \cdot e^{ik(2x \sin\theta)} + E_{0t} \cdot E_{0r} \cdot e^{-ik(2x \sin\theta)} \end{aligned}$$

Für eine weitere Umformung wird folgendes angewendet:

$$4.11 \quad \begin{aligned} E_{0t}^2 &= E_{0r}^2 = I_t = I_r = I_0 \\ e^{ix} + e^{-ix} &= 2 \cos x \end{aligned}$$

somit lässt sich Gleichung **4.10** umformen zu:

$$4.12 \quad I_{tr} = 2I_0 [1 + \cos(2kx \cdot \sin \theta) ]$$

Aus der Gleichung 4.12 kann die maximal mögliche Gesamtintensität  $I_{tr}$  direkt abgelesen werden, indem für das Argument der Kosinus-Funktion der Wert Null angenommen wird. Somit ist der Kosinus maximal. Dies bedeutet, die gesamte Bestrahlungsstärke für die Modulation ist 4-mal größer als die Bestrahlungsstärke des einzelnen Teilstrahls. Dies gilt unabhängig von der Wellenlänge des verwendeten Lasers.

Die maximale Bestrahlungsstärke wiederholt sich jeweils nach  $2\pi$ . Für die Herleitung der Periodengleichung muss das Argument der Kosinus-Funktion gleich  $2\pi$  gesetzt werden. Somit ergibt sich:

$$4.13 \quad 2kx \cdot \sin \theta = 2\pi$$

Zudem kann die Wellenzahl  $k$  als:

$$4.14 \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

dargestellt werden. Wird  $x$  durch das allg. Symbol  $\Lambda$  für die Periode der Modulation ersetzt, ergibt sich mit Gleichung **4.14** die Periodengleichung:

4.15 
$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \theta}$$

### 4.3 Berechnung der Kohärenzlänge des Lasers

Eine notwendige Voraussetzung für die Strukturierung von Oberflächen durch die Laser-Interferenz-Technik ist, dass der Laser eine ausreichende Kohärenzlänge besitzt. Wird der Aufbau mit Spiegeln und Linsen ausgeführt, die mittels Mikrometerschrauben justiert werden, ist eine Kohärenzlänge von einigen Millimetern notwendig, denn nur so führt eine manuelle Justierung zu einer präzisen Einstellung.

#### 4.3.1 Messung der spektralen Breite

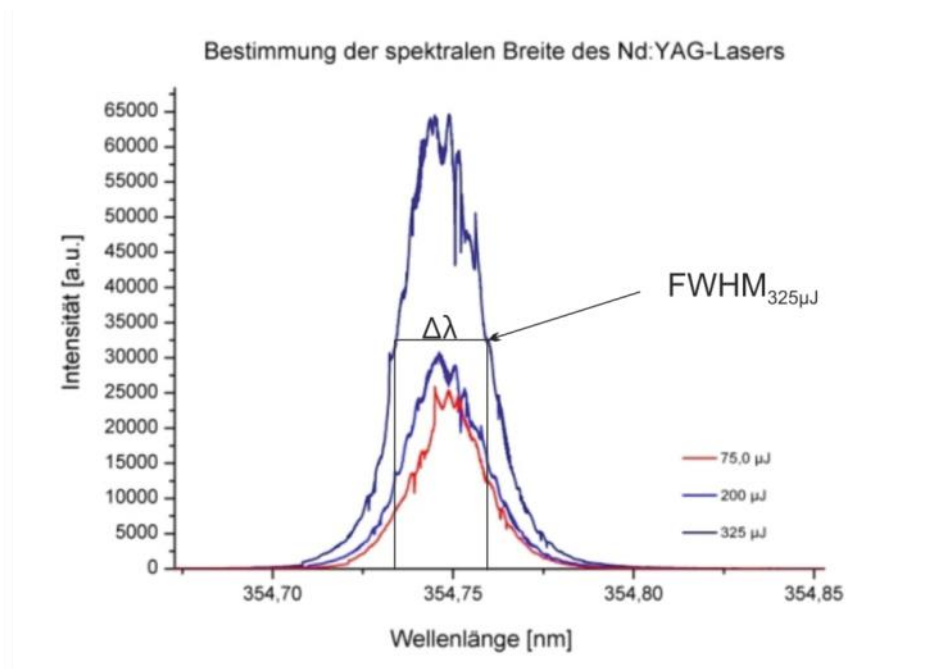
Die Kohärenzlänge  $l_c$  des verwendeten Lasers wird berechnet mit der Gleichung:

4.16 
$$l_c = c \cdot \tau_c = \lambda^2 / \Delta\lambda$$

Hierbei definiert  $\tau_c$  die zeitliche Kohärenz also die Zeit in der der Wellenzug eine ungestörte Sinusschwingung beschreibt und die Phase sich nicht willkürlich ändert. Wird  $\tau_c$  mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  multipliziert, ergibt sich die Kohärenzlänge  $l_c$ .

Die Kohärenzlänge ist umgekehrt proportional zur spektralen Breite  $\Delta\lambda$  der Laserstrahlung. Durch Messung der spektralen Breite der Laserstrahlung (Bild 7), kann die Kohärenzlänge berechnet werden. Dazu steht ein Echelle-Spektrometer mit Fasereinkopplung zur Verfügung. Das Diagramm zeigt drei Messkurven bei unterschiedlichen Pulsenergien (siehe Legende).

Bild 7  
Messungen der  
spektralen Breite der  
Laserstrahlung des  
verwendeten  
Nd:YAG-Lasers.



Aus dem Diagramm wird jeweils bei voller Breite der halben Höhe des Signals die spektrale Breite bestimmt (FWHM) und mit Gleichung **4.16** die Kohärenzlänge berechnet (**Tabelle 1**).

**Tabelle 1:** Darstellung der berechneten Kohärenzlänge aus der gemessenen spektralen Breite unterschiedlicher Pulsenergien

Messung	Pulsenergie [µJ]	FWHM [nm]	$l_c$ [mm]
1	75	20,6	6,1
2	200	23,3	5,4
3	325	25,7	4,9

Das arithmetische Mittel der Messwerte ist 5,4 Millimeter. Die gemittelte Kohärenzlänge beträgt somit  $l_c = 5,4\text{mm}$ .

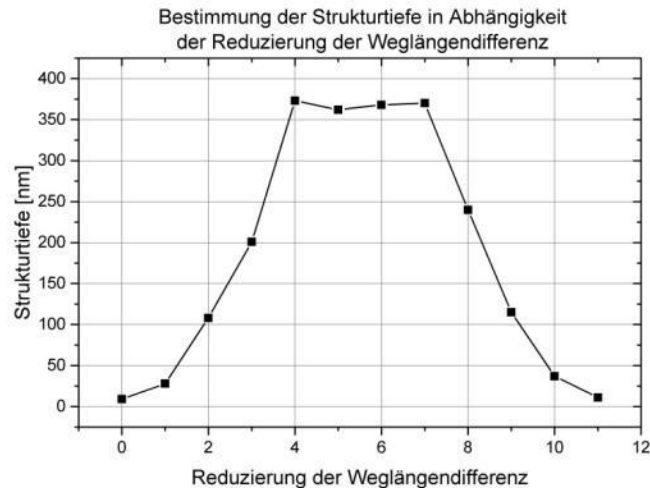


### 4.3.2 Experimentelle Bestimmung der Kohärenzlänge

Zur experimentellen Bestimmung der Kohärenzlänge des verwendeten Nd:YAG Lasers werden Linienstrukturen mit einer Periode von  $\Lambda = 1,0\mu\text{m}$  auf einer Polymeroberfläche generiert. Zu Beginn der Versuchsreihe wird durch Veränderung des geometrischen Weges eines der Teilstrahlen die optische Weglängendifferenz derart verändert, dass die beiden Teilstrahlen anschließend nur gering kohärent (teilkohärent) sind. Die geringe Kohärenz bewirkt eine nur schwache Modulation der Laserstrahlung. Dies führt zu einer geringen Strukturtiefe auf der Polymeroberfläche. Auf einem Kontrollmonitor zeigt sich die geringe Strukturtiefe durch ein nur schwaches, farbiges Schillern der beleuchteten, strukturierten Polymeroberfläche.

Für die anschließende Strukturierung wird die optische Weglängendifferenz eines der beiden Teilstrahlen in Schritten von einem Millimeter reduziert. Zugleich werden die beiden Strahlen genau aufeinander ausgerichtet und anschließend Linienstrukturen mit nur einem Laserpuls auf der Oberfläche einer Polyimid-Folie erzeugt. Mit einem Rasterkraft-Mikroskop wird die Tiefe der erzeugten Strukturen jeweils im Zentrum des Spots gemessen. Anschließend wird die ermittelte Strukturtiefe in Abhängigkeit der Weglängendifferenz graphisch dargestellt (Bild 8). Das Diagramm zeigt, dass die generierte Struktur nach einer Weglängendifferenz von  $\Delta x_{max} = 11\text{mm}$  erneut auf den zu Beginn der Messreihe gemessenen Wert von ca.  $10\text{nm}$  reduziert ist. Nach Gleichung **4.17** ergibt die experimentelle Bestimmung der Kohärenzlänge einen Wert von  $l_c = 5,4\text{mm}$ . Dies stimmt mit dem Ergebnis aus Kapitel 4.3.1 überein. Gleichzeitig ist ersichtlich, dass die maximale Strukturtiefe nur erreicht wird, wenn die Abweichung von der optimalen Justierung geringer ist als  $\Delta x \pm 1,5\text{mm}$ .

Bild 8  
Messung der  
Strukturtiefe in  
Abhängigkeit der  
Änderung des  
optischen Weges  
eines der kohärenten  
Teilstrahlen des  
Nd:YAG- Lasers



4.17

$$l_c = \frac{\Delta x_{max}}{2}$$

#### 4.4 Betrachtung der Intensitätsmodulation bei parallel polarisiertem Laserlicht

Bei der Realisierung eines Zweistrahl-Laserinterferenz-Aufbaus besteht die Möglichkeit, die Polarisation des Laserlichtes entweder senkrecht d.h. der E-Feld Vektor schwingt senkrecht zur Einfallsebene (Bild 9) oder parallel d.h. der E-Feld Vektor schwingt in der Einfallsebene, einzustellen. Als Einfallsebene wird die Ebene bezeichnet, die der Laserstrahl während seiner Propagation zwischen den optischen Bauteilen beschreibt.

Wird die Polarisation senkrecht eingestellt, trägt die Amplitude des E-Feld Vektors zur Intensitätsmodulation uneingeschränkt bei, da die Interferenz unabhängig vom gewählten Einfallswinkel ist.

Ist die Polarisation parallel eingestellt, trägt die Amplitude nur mit der entsprechenden parallelen oder senkrechten Komponente, relativ zur Probenoberfläche, zur Intensitätsmodulation bei. Beide Komponenten sind zueinander phasenverschoben. Dies führt bei einem Einfallswinkel von genau 45°, zur vollständigen Aufhebung der Modulation, da bei diesem Winkel die senkrechte und die parallele Komponente des E-Feld Vektors gleich große Amplituden aufweisen.

Bild 9  
Senkrechte  
Polarisation  
der E-Feld Vektoren

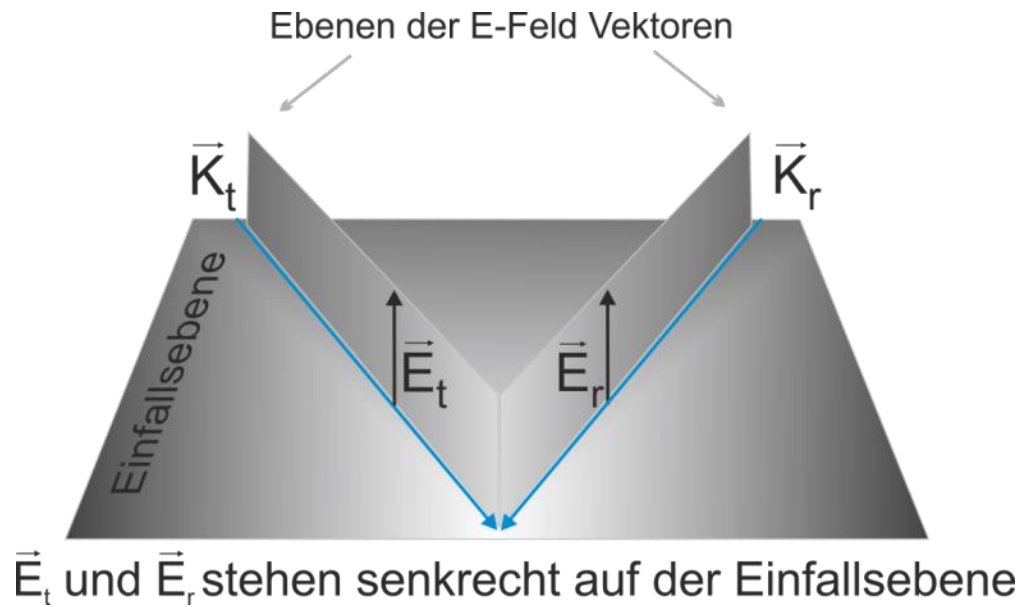
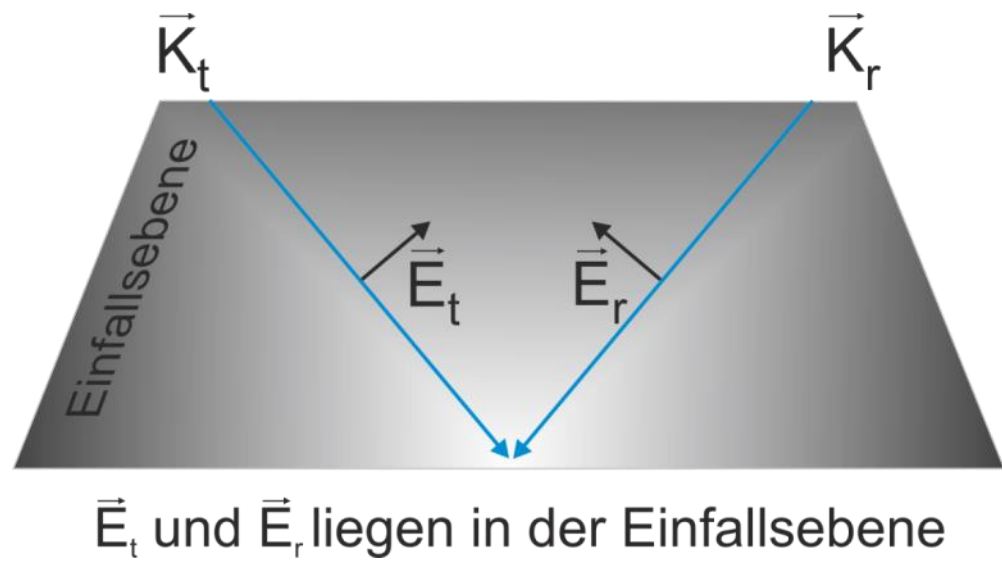


Bild 10  
Parallele  
Polarisation  
der E-Feld Vektoren

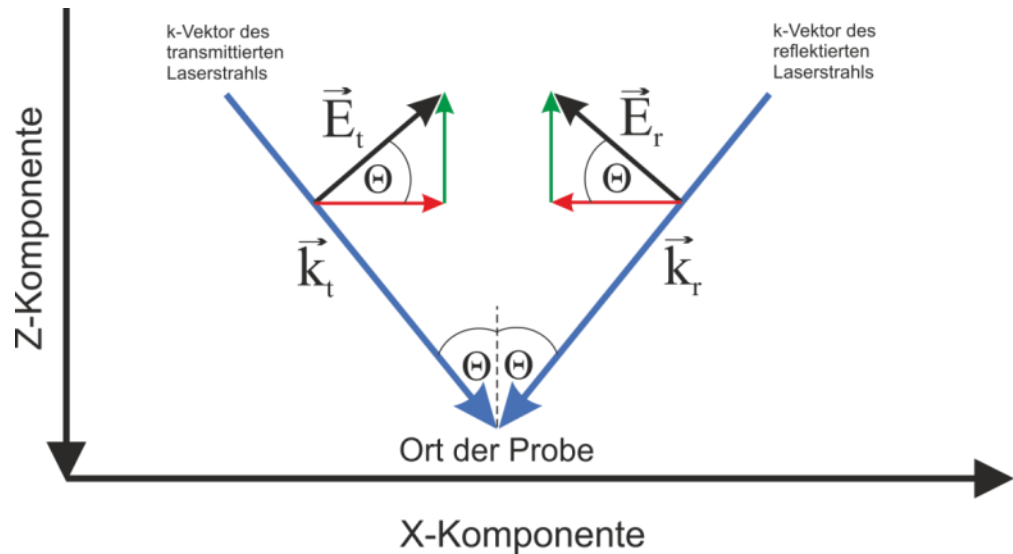


#### 4.4.1 Anschauliche Herleitung der Intensitätsmodulation

Anschaulich lässt sich dieser Effekt verstehen, wenn ein graphisches Modell zweier ebener Wellen, dargestellt als Vektoren benutzt wird (Bild 11). Mit

diesem Modell lassen sich durch einfache Vektoraddition die Amplituden der Interferenzen veranschaulichen und berechnen.

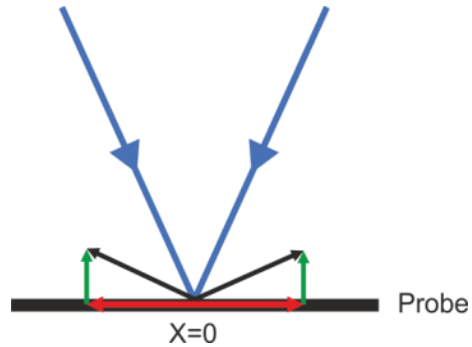
Bild 11  
Darstellung zweier  
Laserstrahlen.  
Der k-Vektor ist blau  
und E-Feld-Vektor  
schwarz.  
Die parallele  
Komponente des E-  
Feld-Vektors wird  
durch einen roten  
Pfeil und die  
senkrechte durch  
einen grünen Pfeil  
dargestellt.



Die beiden orthogonalen Komponenten des E-Feld-Vektors (hier rot und grün) werden betrachtet. Die Gesamtintensitätsverteilung kann als aus zwei getrennten Teilen aufgebaut betrachtet werden, da senkrecht zueinander polarisiertes Licht nicht miteinander interferieren kann. Das heißt, dass die Intensitätsmodulation, die sich aus der senkrecht zur Probe polarisierten Komponente (grün) und aus der parallel zur Probe polarisierten Komponente (rot) ergeben separat behandelt werden können. Anschließend werden die beiden Komponenten addiert und ergeben so ein gesamtes Bild der resultierenden Modulation.

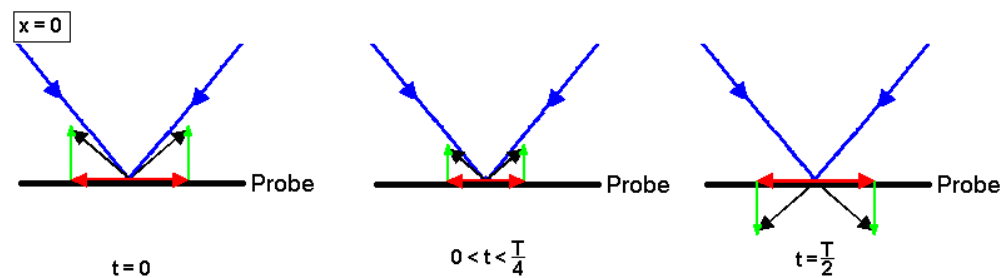
Zu Beginn der Herleitung wird eine Situation betrachtet, in der die Ortskoordinate gleich Null gesetzt wird ( $x=0$ ), die parallelen Komponenten der E-Feld Vektoren gerade entgegengesetzt ausgerichtet und gleichlang sind (Bild 12). Aus der Vektoraddition ist ersichtlich, dass sich die parallelen Komponenten in diesem Moment, an diesem Ort auslöschen, die senkrechten Komponenten sich jedoch verstärken.

Bild 12  
Ortskoordinate  $x=0$   
Parallele  
Komponenten (rote  
Pfeile) löschen sich  
aus. Senkrechte  
Komponenten  
(grüne Pfeile)  
verstärken sich.



Bei einer kohärenten Laserlichtquelle bleibt die Auslöschung der parallelen Komponente auch für andere Zeiten  $t$  an diesem Ort ( $x=0$ ) bestehen (Bild 13)

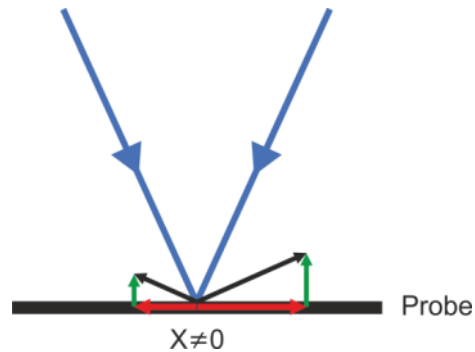
Bild 13  
Ortskoordinate  $x=0$   
Unabhängig vom  
zeitlichen Verlauf,  
die parallelen  
Komponenten (rote  
Pfeile) löschen sich  
aus.



Zu verschiedenen Zeiten ist der E-Feld-Vektor zum einen jeweils betragsmäßig unterschiedlich groß und zum anderen ändert sich sein Vorzeichen. Die parallelen Anteile der beiden Strahlen bleiben dennoch immer antiparallel. Für den hier betrachteten Probenort durchwandert die Intensitätsmodulation der waagerechten Komponente ein Minimum, während die der senkrechten Komponente ein Maximum durchwandert.

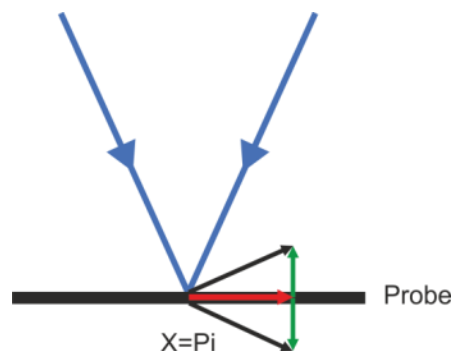
Wird ein anderer Ort in  $x$ -Richtung auf der Probenoberfläche betrachtet, verändert sich das Verhältnis der beiden E-Feld-Vektoren, so dass sie sich in ihrer Länge unterscheiden (Bild 14).

Bild 14  
Ortskoordinate  $x \neq 0$   
Die senkrechten  
Komponenten  
(grüne Pfeile)  
verstärken sich.  
Die parallelen  
Komponenten (rote  
Pfeile) löschen sich  
nicht vollständig aus



In diesem Verhältnis löschen sich die jeweiligen Komponenten nicht vollständig aus, beziehungsweise verstärken sich nicht maximal.  
Wird der Ort  $x$  erreicht, an dem einer der beiden Strahlen gerade um eine halbe Wellenlänge versetzt eintreffen, wird die senkrechte Komponente (grüner Pfeil) ausgelöscht und die waagrechte Komponente (roter Pfeil) maximal verstärkt (Bild 15).

Bild 15  
Ortskoordinate  $x = \pi$   
Die parallelen  
Komponenten (rote  
Pfeile) verstärken  
sich maximal.  
Die senkrechten  
Komponenten  
(grüne Pfeile)  
löschen sich  
vollständig aus



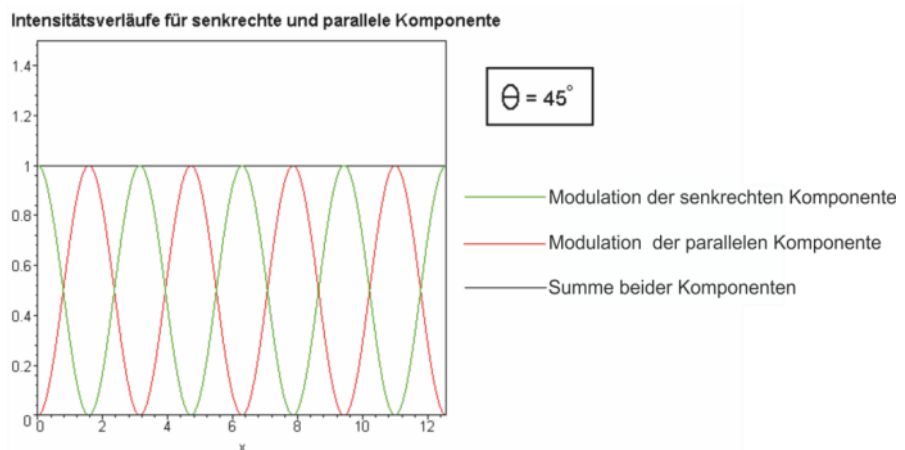
Die Intensitätsverteilungen einer Komponente durchläuft immer gerade dann ein Maximum, wenn die andere Komponente ihr Minimum durchläuft. Bei einem Einfallswinkel  $\theta = 45^\circ$  tritt der Fall ein, indem senkrechte und parallele Komponente betragsmäßig gleich groß sind. Die Maxima der Intensitätsverläufe der einzelnen Komponenten werden gleich hoch sein. Da der E-Feld-Vektor mit einer Kosinus-Funktion moduliert wird, werden auch die Intensitätsverteilungen der waagrechten (rot) und senkrechten (grün) Komponenten einen Kosinus förmigen Verlauf haben. Die Intensität kann aufgrund von  $I \propto E^2$  nie negativ werden. Wie bereits oben gezeigt wird, sind die beiden Intensitätsverteilungen um  $\pi$  gegeneinander verschoben. So addieren sich bei  $\theta = 45^\circ$  die beiden Intensitätsverläufe gemäß:

4.18

$$\sin^2(\alpha) + \cos^2(\alpha) = 1$$

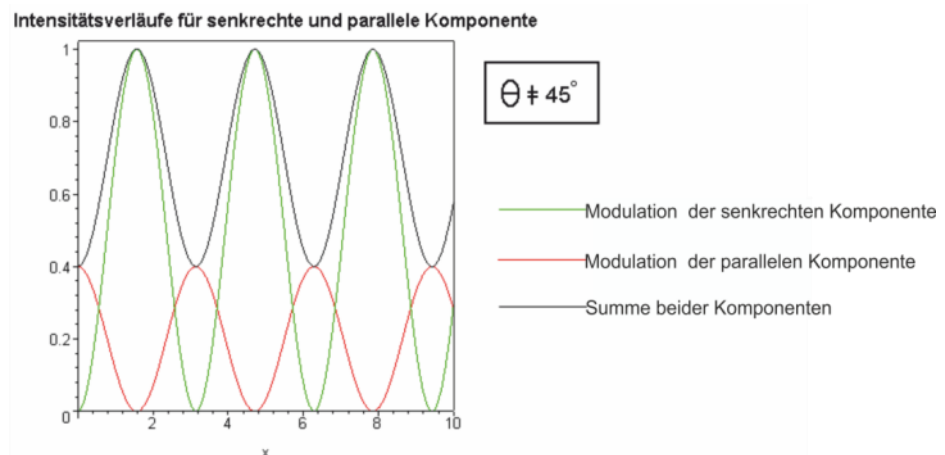
zu einem konstanten, ortsunabhängigen Wert (Bild 16). Das heißt, eine periodische Strukturierung ist mit einem Winkel von  $\theta = 45^\circ$  nicht möglich. Die Summe der beiden Komponenten ist in diesem Diagramm durch die schwarze Linie dargestellt.

Bild 16  
Modulation der senkrechten und parallelen Komponente des E-Feld-Vektors bei einem Einfallswinkel von  $\theta = 45^\circ$ . Die Summe der beiden Komponenten ist in diesem Diagramm durch die schwarze Linie dargestellt



Für einen Einfallswinkel ungleich  $45^\circ$ , sind die parallelen und senkrechten Komponenten der E-Feld-Vektoren nicht gleich groß, so dass die Intensitätsverteilungen unterschiedliche Amplituden aufweisen (Bild 17). Durch die Summation bleibt die Modulation erhalten.

Bild 17  
Modulation durch unterschiedlich hohe Komponenten für Winkel ungleich  $45^\circ$



Ein Teil der Gesamtintensität trägt daher zur periodischen Strukturierung der Probe bei. Gleichzeitig wird eine Verschiebung des Minimums zu höheren Intensitäten beobachtet, das gleichmäßig zum Materialabtrag beiträgt. Hierdurch wird die maximal erreichbare Strukturtiefe winkelabhängig reduziert. Bei der s-Polarisation tritt dieses Phänomen nicht auf, da die E-Feld-Vektoren stets parallel zueinander ausgerichtet sind, und somit fortwährend und vollständig miteinander interferieren. Eine Aufspaltung des E-Feld-Vektors in

zwei Komponenten, die zur Strukturierung der Probe unabhängig voneinander beitragen, tritt hier nicht auf.

#### 4.4.2 Mathematische Herleitung der Intensitätsmodulation

In diesem Kapitel wird die Winkelabhängigkeit der Intensitätsmodulation bei parallel polarisierten Laserstrahlen mathematisch beschrieben. Die schematische Darstellung aus Bild 11 wird als Grundlage zur mathematischen Beschreibung verwendet. Hierbei symbolisieren die blauen Pfeile die  $k$ -Vektoren der Laserstrahlen, die schwarzen Pfeile die E-Feld-Vektoren und die roten und grünen Pfeile die parallelen und senkrechten Komponenten der jeweiligen E-Feld-Vektoren relativ zur Probenoberfläche, die parallel zur  $x$ -Achse ausgerichtet ist.  $\varphi_i$  beschreibt die Phasenverschiebung der beiden Laserstrahlen relativ zueinander. Die beiden ebenen Wellen, die in der Ebene unter dem Einfallswinkel  $\theta$  am Ort der Probe überlagert werden, können durch den mathematischen Ansatz

4.19

$$\vec{E}_i(\vec{r}, t) = \vec{E}_{0i} \cdot \cos(\vec{k}_i \vec{r}_i - \omega t + \varphi_i)$$

beschrieben werden. Mit  $i = 1, 2$

Auf der Basis des in Bild 11 verwendeten Koordinatensystems und wegen der Darstellung, der beiden orthogonal zu einander ausgerichteten Komponenten des jeweiligen E-Feld Vektors, gegeben durch:

4.20

$$\vec{E}_{0i} = E_{0i} \cos(\theta) \vec{e}_x + E_{0i} \sin(\theta) \vec{e}_z$$

kann Formel **4.19** als:

4.21

$$\vec{E}_1 = \begin{pmatrix} E_{01} \cos(\theta) \\ -E_{01} \sin(\theta) \end{pmatrix} \cos(k_x x + k_z z - \omega t + \varphi_1)$$

und



4.22

$$\vec{E}_2 = \begin{pmatrix} -E_{02} \cos(\theta) \\ -E_{02} \sin(\theta) \end{pmatrix} \cos(-k_x x + k_z z - \omega t + \varphi_1)$$

geschrieben werden.

Da die beiden E-Felder interferieren, werden die Vektoren aufsummiert. Um die Intensität zu erhalten, muss das zeitlich gemittelte Quadrat dieser Summe berechnet werden:

4.23

$$I = \langle \vec{E}_{ges}^2 \rangle_T$$

Hierbei ist zu beachten, dass sich der gesamte E-Feld Vektor folgendermaßen darstellt:

4.24

$$\vec{E}_{ges}^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2 \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$$

Somit kann die Gesamtintensität berechnet werden durch:

4.25

$$I = I_1 + I_2 + I_{12}$$

Mit:

4.26

$$I_1 = \langle \vec{E}_1^2 \rangle_T \quad I_2 = \langle \vec{E}_2^2 \rangle_T \quad I_{12} = 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T$$

Der zeitliche Mittelwert ist bei den hier beschriebenen periodischen Funktionen das Integral über eine Periode die in der Zeit T durchlaufen wird, geteilt durch die Zeit T.

4.27

$$\langle f(t) \rangle_T = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt'$$

Somit erhält man für  $I_1$  und  $I_2$ , gemittelt über die entsprechenden Winkelfunktionen die Werte:

4.28

$$I_i = \frac{E_{0i}^2}{2}$$

Mit  $i = 1, 2$

Der Interferenzterm  $I_{12}$  kann dargestellt werden als:

4.29

$$I_{12} = \vec{E}_1 \vec{E}_2 \cos(\delta) = |\vec{E}_1| |\vec{E}_2| \cos(2\theta) \cos(\delta)$$

mit

4.30

$$\delta = k_x x + k_z z + \varphi_1 - (-k_x x + k_z z + \varphi_2) = 2k_x x + \Delta\varphi = 2\vec{k} \sin(\theta) x + \Delta\varphi$$

Nach diesen Umformungen kann die gesamte Intensität des Interferenzterms aus Gleichung: **4.29** unter Verwendung von Gleichung **4.21**, **4.22** und **4.30** geschrieben werden als:

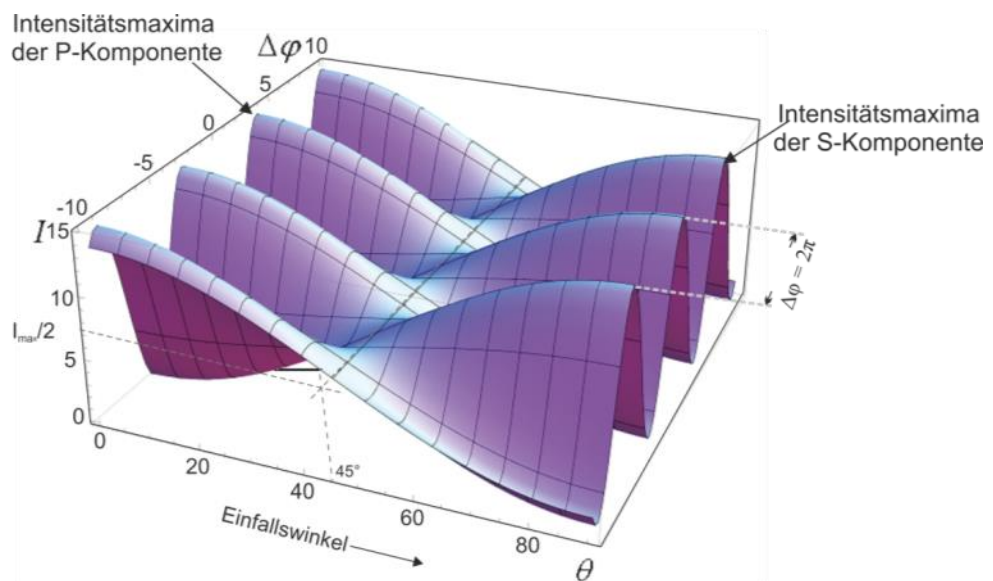
4.31

$$I_{ges} = E_0^2 - E_0^2 \cdot \cos\left(\theta \frac{\pi}{90}\right) \cos\left(2\vec{k} \cdot \sin\left(\theta \frac{\pi}{180}\right) \cdot x + \Delta\varphi\right)$$

Aus der Gleichung **4.31** ist ersichtlich, dass der Term:  $\cos\left(\theta \frac{\pi}{90}\right)$  die Auslöschung der Modulation bei parallel polarisiertem Laserstrahl bewirkt. Die Simulation der Gesamtintensität in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\theta$  und Phasenbereich  $\Delta\varphi$  zeigt, dass bei einem Winkel von  $45^\circ$  die Modulation der Zweistrahllaserinterferenz über den gesamten Phasenbereich  $\Delta\varphi$  einen konstanten Wert erreicht. Die Gesamtintensität beträgt  $I = I_{max}/2$  bei einem Winkel  $\theta = 45^\circ$ . Da die P- und die S-Komponente gleich groß sind. Deutlich zu erkennen ist,

dass die Intensitätsmaxima der P-Komponente relativ zu den Intensitätsmaxima der S-Komponente um  $180^\circ$  phasenverschoben sind. Des Weiteren zeigt die Darstellung, dass eine maximale Intensität theoretisch nur für die Winkel  $0^\circ$  und  $90^\circ$  erreicht werden kann. Die Modulation ist in beiden Fällen maximal. Bei abweichenden Winkeln resultiert jedoch eine Modulation mit unterschiedlicher Intensität (Bild 18).

Bild 18  
Graphische  
Darstellung der  
Intensitäts-  
modulation für  
parallel polarisierte  
Laserstrahlen einer  
Zweistrahl-  
Laserinterferenz.



#### 4.5 Aufbau der Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik

Für die Realisierung der Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik wird der in Bild 19 schematisch dargestellte Aufbau verwendet. Als Strahlquelle kommt ein frequenzverdreifachter Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 355nm einer maximalen Pulsenergie von 13mJ und einer Pulslänge von 38ns bei einer Repetitionsrate von 15kHz zum Einsatz. Die Polarisation des kollimierten Laserstrahls wird mit Hilfe einer Lambda-Halbe-Platte  $H_1$  um  $90^\circ$  gedreht, so dass der Laserstrahl senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist (Definition siehe Kapitel 4.4). Nach einer Umlenkung des Laserstrahls um  $90^\circ$  wird das Licht durch einen Raumfilter<sup>5</sup> geleitet und mit einer weiteren plankonvexen Linse

<sup>5</sup> Das reale Gauß'sche Strahlprofil eines Lasers weicht in der Praxis von einem idealen Gauß'schen Profil ab. Durch Inhomogenitäten in den Optiken und durch Staub in der Luft, ist das Strahlprofil verrauscht. Dem Strahlprofil sind höhere Ortsfrequenzen überlagert.

(pcx-Linse), durch Verschieben dieser Linse, auf den gewünschten Strahldurchmesser reduziert. Durch Variation des Strahldurchmessers wird die Fluenz (Energieflächendichte) variiert.

Der Strahlteiler  $\mathbf{B}_{(50:50)}$ , bestehend aus einem dielektrisch beschichteten Glassubstrat, teilt den Laserstrahl in zwei kohärente Teilstrahlen gleicher Intensität auf. Durch Verändern des einschließenden Winkels  $\theta$  zwischen den beiden Vereinigungsspiegel  $\mathbf{M}_2$  und  $\mathbf{M}_3$  lassen sich unterschiedliche Perioden  $\Lambda$  einstellen (siehe Periodengleichung **4.1** bzw. **4.15**). Zum Ausgleichen etwaiger Intensitätsunterschiede des reflektierten Strahls, relativ zum Transmittierten, wird eine Lambda-Halbe-Platte  $\mathbf{H}_2$  und  $\mathbf{H}_3$  in Kombination mit einem Glan-Laser-Polarisator  $\mathbf{GLP}_1$ , und  $\mathbf{GLP}_2$  in jeden Teilstrahl integriert. Der Glan-Laser-Polarisator besteht aus zwei doppelbrechenden Prismen. Durch eine besondere Anordnung dieser beiden Prismen wird ein einfallender Laserstrahl in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl aufgeteilt. In dem Zweistrahl-Laserinterferenz-Aufbau wird nur der außerordentliche Strahl genutzt. Die Intensität dieses außerordentlichen Strahls kann durch Verändern der Polarisationsrichtung des einfallenden Laserstrahls mit Hilfe der Lambda-Halbe-Platten  $\mathbf{H}_2$  und  $\mathbf{H}_3$  variiert werden. Zur Kontrolle und Variation der Polarisationsrichtung des außerordentlichen Laserstrahls, dient eine weitere Lambda-Halbe-Platte pro Teilstrahl  $\mathbf{H}_4$  und  $\mathbf{H}_5$ . Mit Hilfe einer Achs-Kombination, bestehend aus einem Drei-Achs-Verschiebetisch, einem Rotationstisch und zwei zusätzlichen Goniometern, die orthogonal zueinander angeordnet sind, lässt sich die Probe exakt zu den Laserstrahlen ausrichten und für eine flächige Strukturierung somit in zwei Achsen verschieben. Die verwendeten dielektrischen Spiegel sind speziell für die verwendete Wellenlänge und einem bestimmten engen Winkelbereich gefertigt. So wird gewährleistet, dass die Spiegel eine sehr hohe Reflektivität (ca. 98%) in Verbindung mit einer hohen Zerstörschwelle besitzen. Der Aufbau in Bild 19 ist für Vereinigungswinkel zwischen  $30$  und  $65^\circ$  bzw. für kleine Perioden konzipiert.

---

Wird eine Lochblende in dem Fokus einer Linse platziert, die alle hochfrequenten Anteile des Strahls abblockt, ergibt sich so ein geglättetes, „gesäubertes“ Gauß'sches Strahlprofil.

Bild 19  
Schematische  
Darstellung des  
Zweistrahl-  
Laserinterferenz-  
Aufbaus  
(nicht  
maßstabgerecht)  
Dieser Aufbau ist  
geeignet für  
Vereinigungswinkel  
von 30 bis 65°.

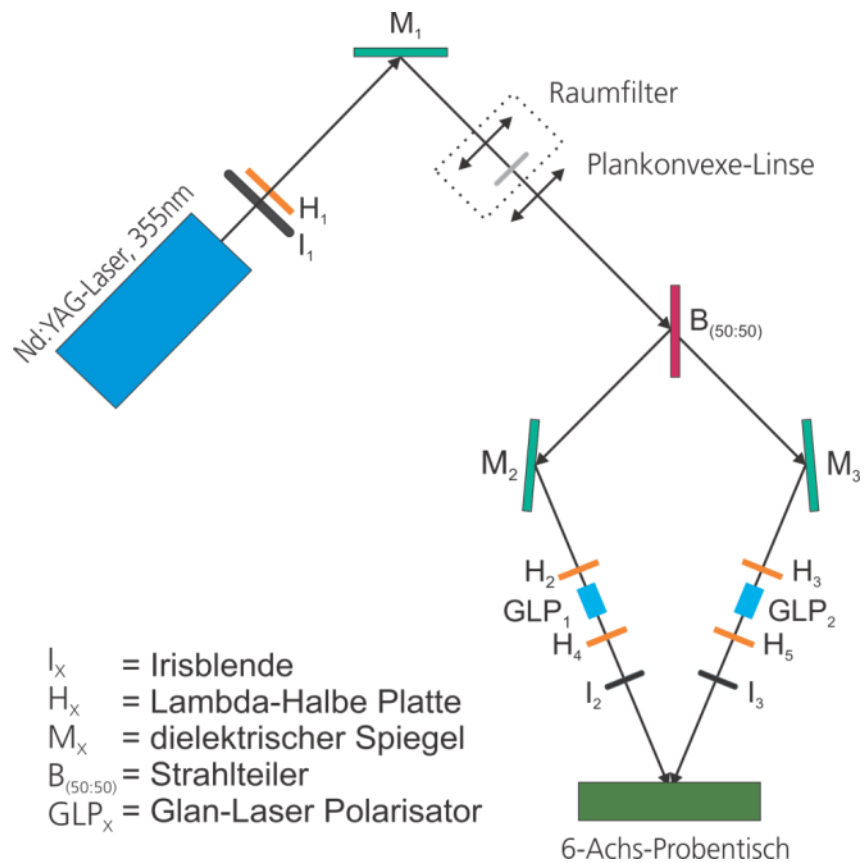


Bild 20 zeigt einen Aufbau mit gefalteter Strahlführung für einen platzsparenden Aufbau. Mit diesem Aufbau können Vereinigungswinkel zwischen 2,5 und 30° realisiert werden. Mit diesen beiden Aufbauten sind somit Perioden von 195nm bis zu 4µm möglich. Diese Zweistrahl-Laserinterferenz-Aufbauten sind sehr flexibel in der Anwendung bezüglich unterschiedlicher Periodizitäten. Die Variation der Periode ist mit anderen Aufbauten wie zum Beispiel eines Lloyd-Interferometers [34], [35] oder einer Kombination aus Beugungsgitter und Schwarzschildoptik (Spiegelobjektiv) zum einen wegen der begrenzten Eingangsapertur der Schwarzschildoptik und zum anderen wegen der festen Anordnung der Spiegel, die nur für eine einzige numerische Apertur konzipiert sind, nicht möglich [36].

Bild 20  
Schematische  
Darstellung des  
Zweistrahl-  
Laserinterferenz-  
Aufbaus für  
Vereinigungswinkel  
von 5 bis 30°.

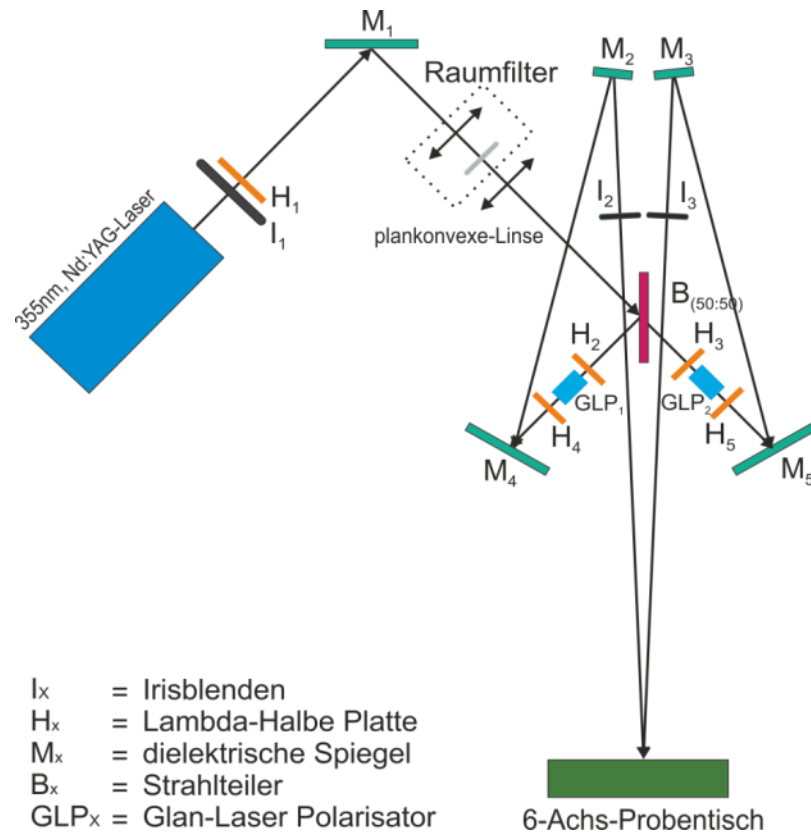
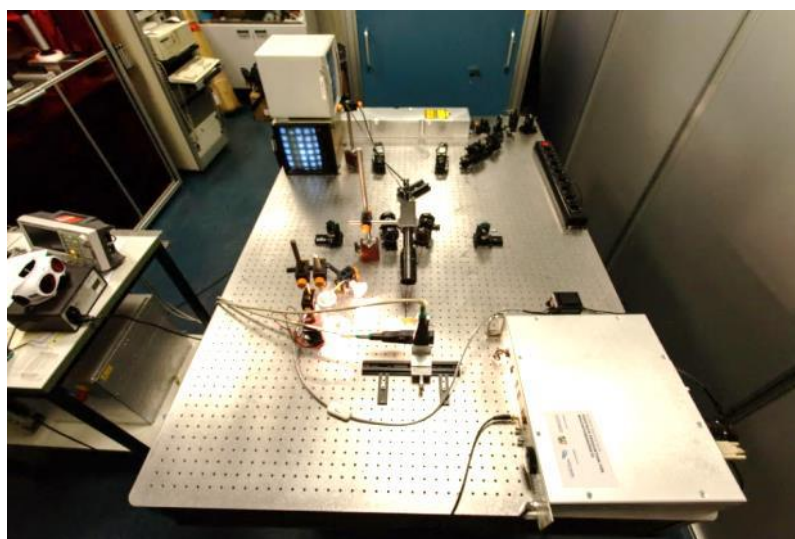


Bild 21  
Zweistrahl-  
Laserinterferenz  
Aufbau  
im Labor





## 5 Theoretische Ausführungen zur Dreistrahl-Laserinterferenz- Technik koplanarer Anordnung

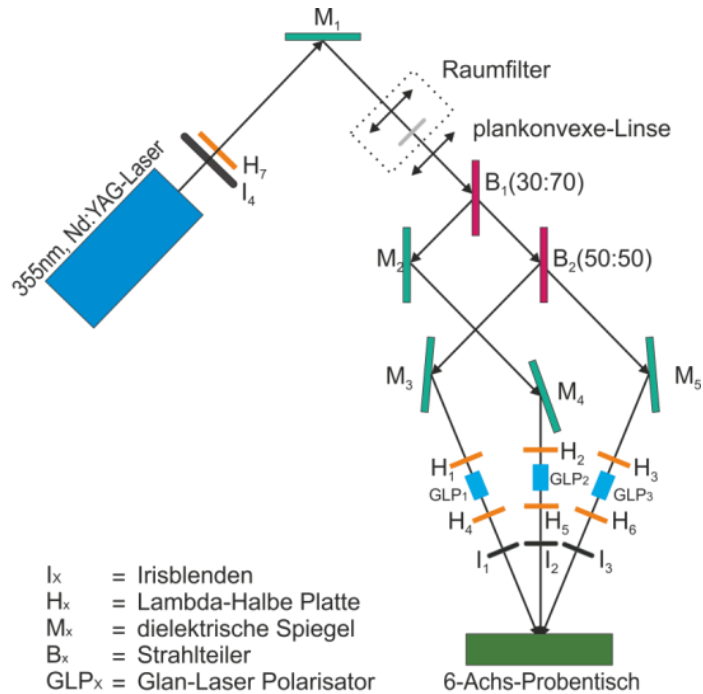
### 5.1 Koplanare Anordnung

Durch eine phasenrichtige Einkopplung einer dritten ebenen Welle in die Ebene wird die Intensitätsmodulation der Zweistrahl-Laserinterferenz verändert. Die Einkopplung führt zu einer Amplitudenüberhöhung bei jedem zweiten Intensitätsmaximum. Der Grad der Amplitudenüberhöhung korreliert mit der Intensität der zusätzlich eingekoppelten ebenen Welle [37]. Durch die Amplitudenüberhöhung können, verglichen mit der Zweistrahl-Laserinterferenz, bereits mit einem Laserpuls tiefere Linienstrukturen generiert werden.

Der Aufbau der Zweistrahl-Laserinterferenz wird um einen zweiten Strahlteiler **B**<sub>1</sub> erweitert. Der an diesem Strahlteiler transmittierte Anteil des Laserstrahls, bildet den dritten Teilstrahl des Interferenzaufbaus. Auch dieser Teilstrahl wird mit einem Lambda-Halbe-Platte **H**<sub>2</sub> in Kombination mit einem Glan-Laser-Polarisator **GLP**<sub>2</sub> versehen, um die Intensität der Laserstrahlung relativ zu den Teilstrahlen 1 und 2 anpassen zu können. Die Polarisationsrichtung wird mit einem weiteren Lambda-Halbe-Platte **H**<sub>3</sub> kontrolliert (Bild 22).



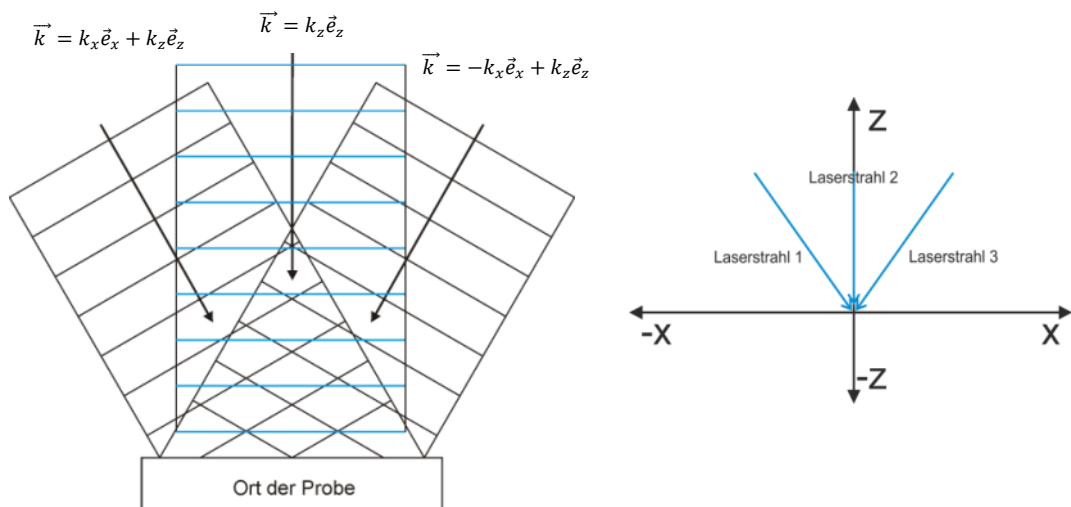
Bild 22:  
Schematische Darstellung des Dreistrahl-Laserinterferenz-aufbaus in der Ebene



## 5.2 Simulation der koplanaren Dreistrahl-Laserinterferenz

Zur Simulation der koplanaren Dreistrahl-Laserinterferenz wird die dritte kohärente ebene Welle in die **x-z**-Ebene eingekoppelt. Sie bildet die Winkelhalbierende der beiden anderen Teilstrahlen und ist senkrecht zur Probenoberfläche ausgerichtet (Bild 23 links).

Bild 23  
links:  
Überlagerung dreier ebener Wellen in der x-z-Ebene  
rechts:  
Koordinatensystem mit eingezeichneten Laserstrahlen



Das aus der Superposition der drei Teilstrahlen resultierende gesamte elektrische Feld wird geschrieben als:

$$5.1 \quad E_{(x,z,t)} = \cos(\omega t - k_z z + k_x x) + a \cos(\omega t - k_z z) + \cos(\omega t - k_z z - k_x x)$$

Die gesamte Bestrahlungsstärke, resultierend aus der Überlagerung mehrerer ebener Wellen, wird dargestellt durch:

$$5.2 \quad I_{ges} = \sum_i E_i^2 + \sum_{i<j} 2 E_{0i} E_{0j} \cos(\theta_{ij}) \cos(\Delta \vec{k}_{ij} \vec{r} + \Delta \varphi_{ij})$$

Die Herleitung der Gleichung **5.2** wird im Kapitel der mathematischen Beschreibung und Simulation dreier kohärenter Laserstrahlen (Kapitel 6.1) durchgeführt.

Der Index  $i$  läuft von 1 bis 3. Bei der Überlagerung dreier, linear polarisierter, ebener Wellen in der Ebene, sind die Terme

$$5.3 \quad \cos(\theta_{ij}) = 1 \quad \text{und} \quad \Delta \varphi_{ij} = 0, \quad \text{für alle } i, j$$

Die Amplituden der beiden schräg einfallenden Laserstrahlen(1 und 3) werden gleich 1 gesetzt. Nur die Amplitude des mittleren Teilstrahls wird in der Simulation mit einem variablen Amplitudenfaktor  $a$  versehen.

Die Bestrahlungsstärke berechnet sich aus dem Quadrat der elektrischen Feldstärke, zeitlich gemittelt über die Periode  $T$ :

$$5.4 \quad I_{(x,z)} = \int_0^T E^2_{(x,z,t)} dt$$

Unter Berücksichtigung des in Bild 23 rechts gezeigten Koordinatensystems, werden die Wellenvektoren wie folgt dargestellt:

$$\vec{k}_1 = \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ 0 \\ -\cos \alpha \end{pmatrix} \quad \vec{k}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad \vec{k}_3 = \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ 0 \\ -\cos \alpha \end{pmatrix}$$

Die Wellenvektordifferenzen  $\Delta \vec{k}_{ij}$  werden berechnet zu:

$$\Delta \vec{k}_{12} = \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ 0 \\ 1 - \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad \Delta \vec{k}_{13} = \begin{pmatrix} 2 \sin \alpha \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Delta \vec{k}_{23} = \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ 0 \\ \cos \alpha - 1 \end{pmatrix}$$

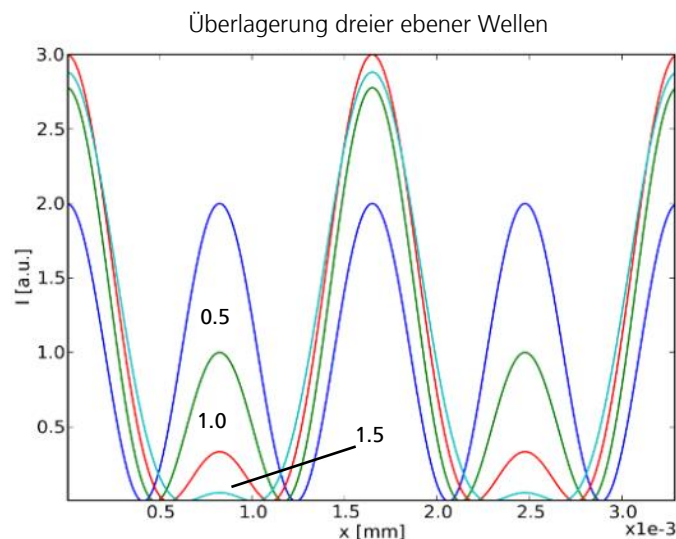
Somit ergibt sich für die gesamte Bestrahlungsstärke:

5.5

$$I_{ges} = E_1^2 + E_2^2 + E_3^2 + 2E_1E_2 \cos(\sin(\alpha) x + (1 - \cos(\alpha) z)) + 2E_1E_3 \cos(2 \sin(\alpha) x) + 2E_2E_3 \cos(\sin(\alpha) x + (\cos(\alpha) - 1) z)$$

Aus der Simulation geht hervor, dass bereits mit einem Amplitudenfaktor  $\alpha = 1,5$  eine Amplitudenüberhöhung von ca. 50% erzeugt wird (Bild 24). Die Bestrahlungsstärke des zusätzlich in den Interferenzaufbau eingekoppelten dritten Laserstrahls ist um den Faktor 1,5 größer als die Bestrahlungsstärken der beiden anderen Teilstrahlen.

Bild 24  
Graphische  
Darstellung der  
Intensitätsverteilung  
für die Dreistrahl-  
Laserinterferenz in  
der Ebene, für  
unterschiedliche  
Werte des  
Amplituden-  
Faktors  $\alpha$



Eine graphische Darstellung der simulierten Modulation dreier ebener Wellen in der Ebene verdeutlicht den Zusammenhang zwischen der Amplitudenüberhöhung und der Ausrichtung der Wellen relativ zueinander. Bei exakter Ausrichtung der drei ebenen Wellen oder exakter Platzierung der Probe relativ zu diesen, entsteht die maximale Amplitudenüberhöhung. (Bild 25, unten links)

Eine rasterelektronische Aufnahme der Strukturierung eines mit Fotolack beschichteten Substrats (Fotolack: ma-P 1275), verdeutlicht den Unterschied zur Zweistrahlinterferenz. Die Strukturierung weist einen geringeren Füllfaktor, bei gleichzeitig tieferen Linienstrukturen auf (Bild 25, oben links).

Bereits bei einem Ausrichtungsfehler von,  $\Delta z = 84\mu\text{m}$  in Z-Richtung, wird die Modulation deutlich reduziert. Die Strukturierung in Fotolack ma-P 1275 veranschaulicht die Auswirkung dieses Ausrichtungsfehlers. Analog zur Zweistrahl-Laserinterferenz beträgt der Füllfaktor nahezu 50%. Die Stege der Strukturierung weisen eine Grabenstruktur auf, die auf die Abbildung der Nebenmaxima zurückzuführen ist (Bild 25, rechts).

Bild 25a  
links: exakte  
Justierung  
Linienstrukturen auf  
Fotolack ma-P 1275  
Strukturtiefe beträgt  
ca. 500nm  
rechts: falsche  
Justierung

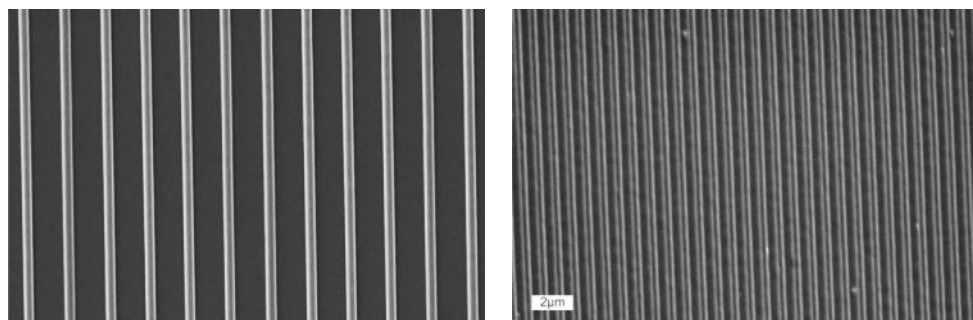
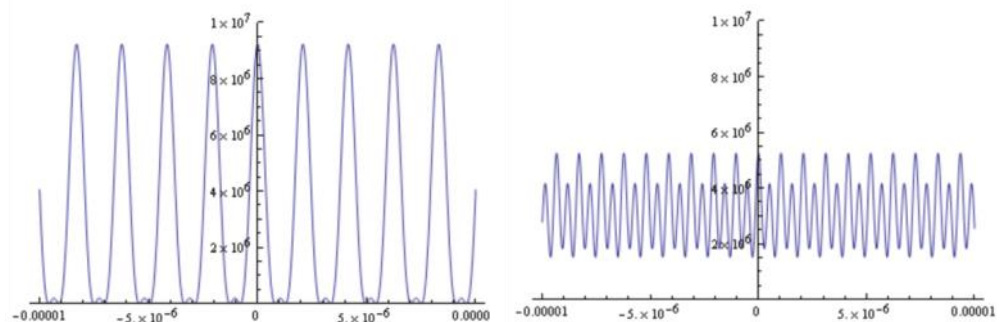


Bild 25 b  
Graphische  
Darstellung der  
Simulation bei  
exakter Justierung  
(links) und bei  
falscher Justierung  
(rechts)

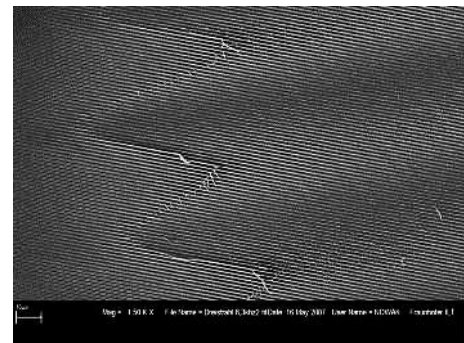
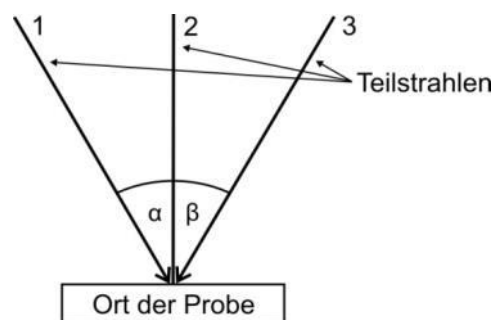


### 5.3 Dreistrahl-Laserinterferenz als doppelte Zweistrahl-Laserinterferenz

Eine Besonderheit der Dreistrahl-Laserinterferenz in der Ebene ist der Schwebungseffekt, hervorgerufen durch die Superposition von ebenen Wellen geringfügig unterschiedlicher Frequenzen. Die Dreistrahl-Laserinterferenz in der Ebene kann als eine doppelte Zweistrahl-Laserinterferenz verstanden werden. Sie setzt sich aus den Teilstrahlen 1 und 2 mit dem Vereinigungswinkel  $\alpha$  (Bild 26 links und Bild 28 links) und aus den Teilstrahlen 2 und 3 mit dem Vereinigungswinkel  $\beta$  zusammen (Bild 26 links und Bild 28 rechts). Nur bei präzisiertem Aufbau ist  $\alpha = \beta$ . Symmetrieabweichungen führen zu unterschiedlichen Perioden. Diese erzeugen in der Überlagerung die

Schwebung. Da die Strukturierung mittels Interferenztechnik eine Abbildung der Raumfrequenzen auf die Probe ist, wird auch die Schwebungsfrequenz abgebildet (Bild 26, rechts).

Bild 26  
links:  
Schematische  
Darstellung der  
Dreistrahl-  
Laserinterferenz,  
aufgefasst als  
doppelte Zweistrahl-  
Laserinterferenz  
rechts:  
REM-Aufnahme  
einer strukturierten  
Polyimid Probe mit  
Linienstrukturen und  
übergeordneter  
Struktur einer  
deutlich größeren  
Periode resultierend  
aus der Schwebung



In der nachfolgenden schematischen Darstellung wird die Ursache für den Schwebungseffekt graphisch hergeleitet.

### 5.3.1 Graphische Herleitung des Schwebungseffektes

Eine notwendige Bedingung für die Herleitung des Schwebungseffektes durch den Ansatz der doppelten Zweistrahl-Laserinterferenz ist die Identität der resultierenden Perioden  $\Lambda_{1,2,3}$  und  $\Lambda_{1,3}$ . Diese ergeben sich zum einen aus der Superposition der doppelten Zweistrahl-Laserinterferenz und zum anderen aus der Superposition der beiden Laserstrahlen 1 und 3. (Bild 27, links und Bild 29). Die Perioden sind in den graphischen Darstellungen jeweils als vertikale grüne Linien dargestellt.

Zur Erzeugung einer Dreistrahl-Laserinterferenz in der Ebene wird zu den Teilstrahlen 1 und 3 eine weitere ebene Welle kohärent eingekoppelt. Diese Einkopplung führt ortsselektiv zu einer Amplitudenüberhöhung, wie es in Kapitel 5.2 beschrieben wird. Gleichzeitig interferiert diese eingekoppelte ebene Welle sowohl mit dem Teilstrahl 1 als auch mit dem Teilstrahl 3. Dies führt zu den Perioden  $\Lambda_{1,2}$  und  $\Lambda_{2,3}$  (Bild 28, blaue Linien). Die Superposition dieser modulierten ebenen Wellen führt wiederum zu einem Interferenzmuster,

dessen Periode  $\Lambda_{1,2,3}$  gleich der Periode  $\Lambda_{1,3}$  ist (Bild 29). Diese Identität zeigt, dass der Schwebungseffekt durch eine doppelte Zweistrahl-Laserinterferenz erklärt werden kann.

Bild 27

links: Zweistrahl-Laserinterferenz mit eingezeichneter Periode  $\Lambda$  (grüne vertikale Linien) resultierend aus der Superposition der Teilstrahlen 1 und 3.

rechts: Darstellung einer Überlagerung dreier ebener Wellen in der Ebene mit gleichen Frequenzen. Eine veränderte Periode resultierend aus der Superposition existiert nicht. Eine Amplitudenüberhöhung tritt nur an einigen wenigen Z-Positionen auf (z.B. blauer Pfeil).

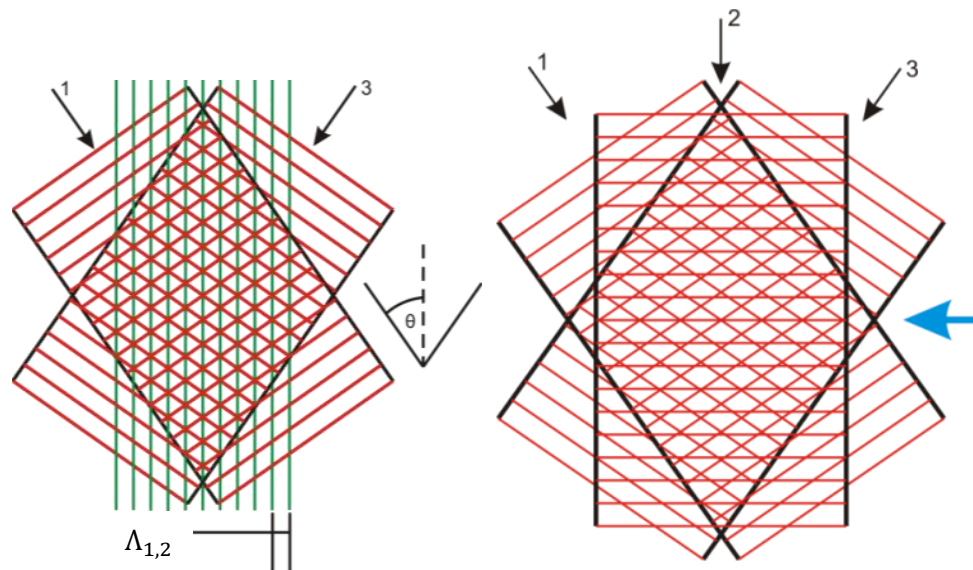


Bild 28

Dreistrahl-Laserinterferenz verstanden als doppelte Zweistrahl-Laserinterferenz  
links: Erzeugung eines Interferenzmusters gebildet aus den Teilstrahlen 1 und 2. (blaue Linien)  
rechts: Interferenzmuster gebildet aus den Teilstrahlen 2 und 3

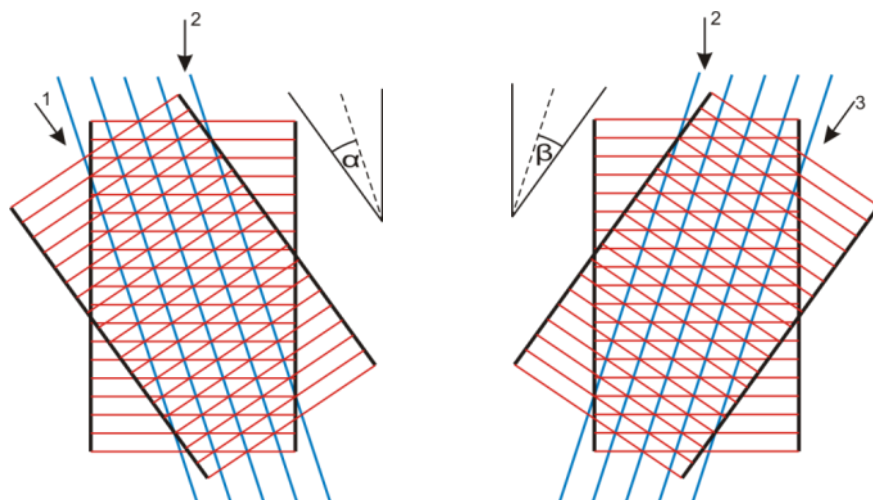
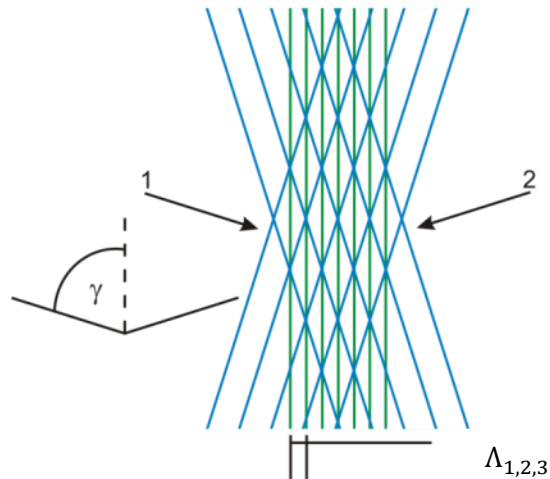


Bild 29  
Superposition der  
Intensitäts-  
modulationen,  
resultierend aus der  
Interferenz sowohl  
der Teilstrahlen 1  
und 2 als auch der  
Teilstrahlen 2 und 3.

Die Periode dieser  
Überlagerung ist  
identisch mit der  
Periode aus der  
Zweistrahl-  
Laserinterferenz der  
beiden Teilstrahlen 1  
und 3



### 5.3.2 Mathematische Herleitung der Identitäten der Perioden

Die mathematische Herleitung der Identität  $\Lambda_{1,3} = \Lambda_{1,2,3}$  wird im Folgenden gezeigt.

Die Periode der Zweistrahl-Laserinterferenz, generiert aus den Teilstrahlen 1 und 3 (Bild 27, links), wird mit der Gleichung

$$5.6 \quad \Lambda_{1,3} = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \theta}$$

berechnet. Zur Berechnung der Perioden  $\Lambda_{1,2}$  und  $\Lambda_{2,3}$  sowohl aus den Teilstrahlen 1 und 2 als auch aus den Teilstrahlen 2 und 3, werden die folgenden Winkel eingesetzt (Bild 28):

$$\alpha = \beta = \theta / 2$$

Die Perioden werden mit der Gleichung:

$$5.7 \quad \Lambda_{1,2} = \Lambda_{2,3} = \frac{\lambda}{2 \sin \left( \frac{\theta}{2} \right)}$$

berechnet.

Unter der Annahme der doppelten Zweistrahl-Laserinterferenz, interferieren wiederum die Intensitätsmodulationen, beschrieben durch die Perioden  $\Lambda_{1,2}$  und  $\Lambda_{2,3}$  unter dem Vereinigungswinkel  $\gamma = 90 - \theta / 2$  (Bild 29). Die Periode  $\Lambda_{1,2,3}$  wird mit der Gleichung

$$5.8 \quad \Lambda_{1,2,3} = \frac{\Lambda_{1,2}}{2 \sin\left(90 - \frac{\theta}{2}\right)} = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot 2 \sin\left(90 - \frac{\theta}{2}\right)} = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot 2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} = \frac{\lambda}{2 \sin\left(2 \cdot \frac{\theta}{2}\right)} = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \theta}$$

berechnet.

Aus dieser Gleichung wird deutlich, dass  $\Lambda_{1,3} = \Lambda_{1,2,3}$  gilt.

Die mathematische Herleitung der Identität der Perioden  $\Lambda_{1,3}$  und  $\Lambda_{1,2,3}$ , zeigt, dass die Dreistrahl-Laserinterferenz in der Ebene als doppelte Zweistrahl-Laserinterferenz verstanden werden kann. Dieser Sachverhalt ist die Grundlage für das Verständnis des Schwebungseffektes in Verbindung mit der Dreistrahl-Laserinterferenz in der Ebene.





## 6 Theoretische Ausführungen zur Dreistrahl-Laserinterferenz- Technik nicht-koplanarer Anordnung

Die nicht-koplanare Anordnung der kohärenten Teilstrahlen (Bild 30) ist der koplanaren Anordnung (Bild 22) ähnlich. Sie unterscheidet sich jedoch durch die räumliche, symmetrische Platzierung der einzelnen kohärenten Teilstrahlen (Bild 32). Diese Anordnung führt zu einer hexagonalen Intensitätsmodulation und ist auf Grund der Symmetrie unempfindlich gegenüber geringfügiger Änderung der Probenposition in Z-Richtung (Bild 34). Die drei kohärenten Teilstrahlen werden entlang eines imaginären Kreises angeordnet (in Bild 34 durch eine gestrichelte Linie dargestellt). Der Radius dieses imaginären Kreises gibt die Periode des entstehenden Interferenzmusters vor. Die Teilstrahlen bilden jeweils einen Winkel von  $120^\circ$  zueinander. Die Symmetrieachse ist senkrecht zur Bildebene. Sie gibt den Ort der Überlagerung der Laserstrahlen vor. In diesem Punkt wird die Probe platziert. Die in (Bild 34) eingezeichneten Linien stellen schematisch das Interferenzmuster dar, das jeweils von zwei Teilstrahlen erzeugt wird. In der Superposition dieser einzelnen Interferenzmuster entsteht die hexagonale Intensitätsmodulation der räumlichen, symmetrischen Dreistrahl-Laserinterferenz.

Theoretische Ausführungen zur Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik nicht-koplanarer Anordnung

Bild 30  
Schematische Darstellung der Dreistrahl-Laserinterferenzsymmetrischer Aufbau.

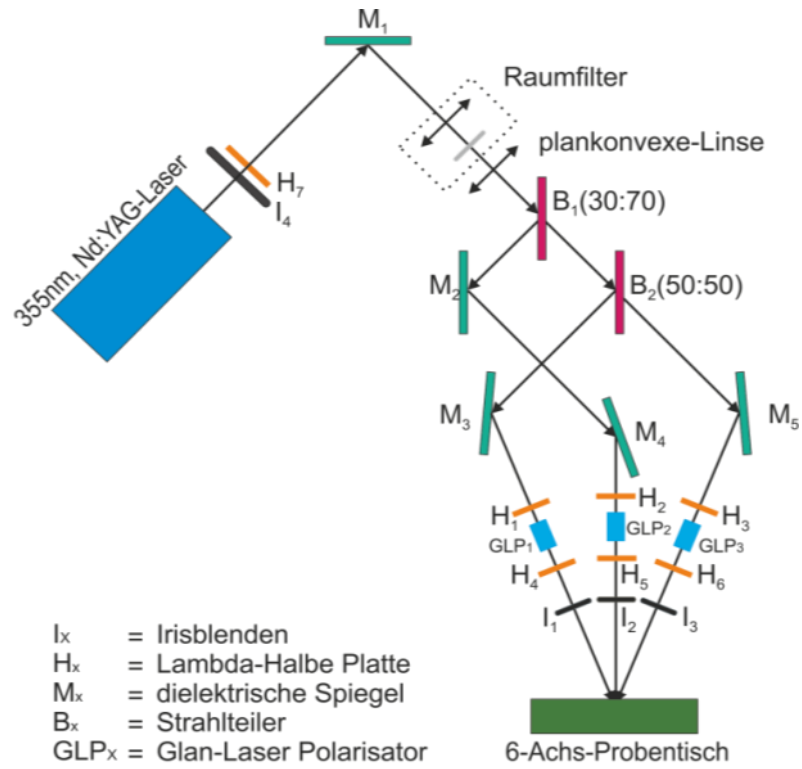


Bild 31  
Dreistrahl-Laserinterferenzsymmetrischer Aufbau im Labor

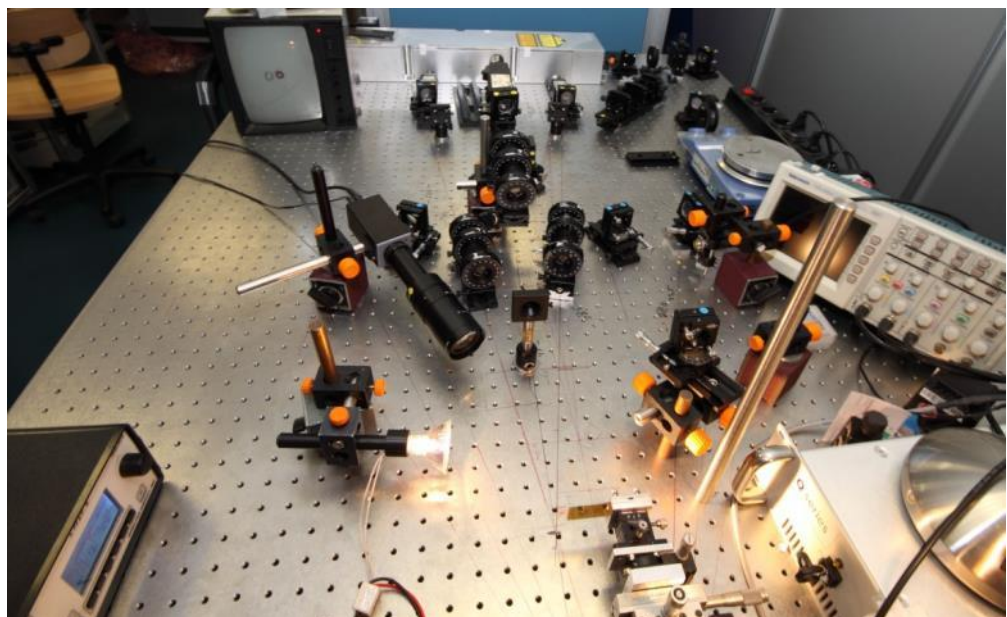


Bild 32  
perspektivische Darstellung der symmetrischen Anordnung dreier, kohärenter Laserstrahlen

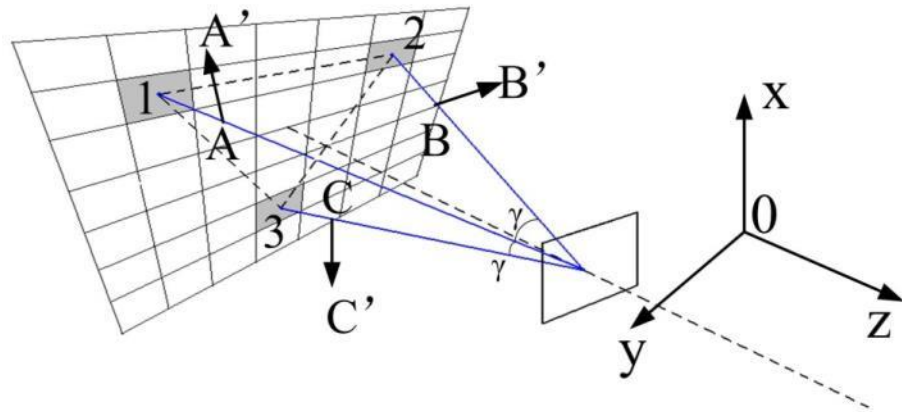
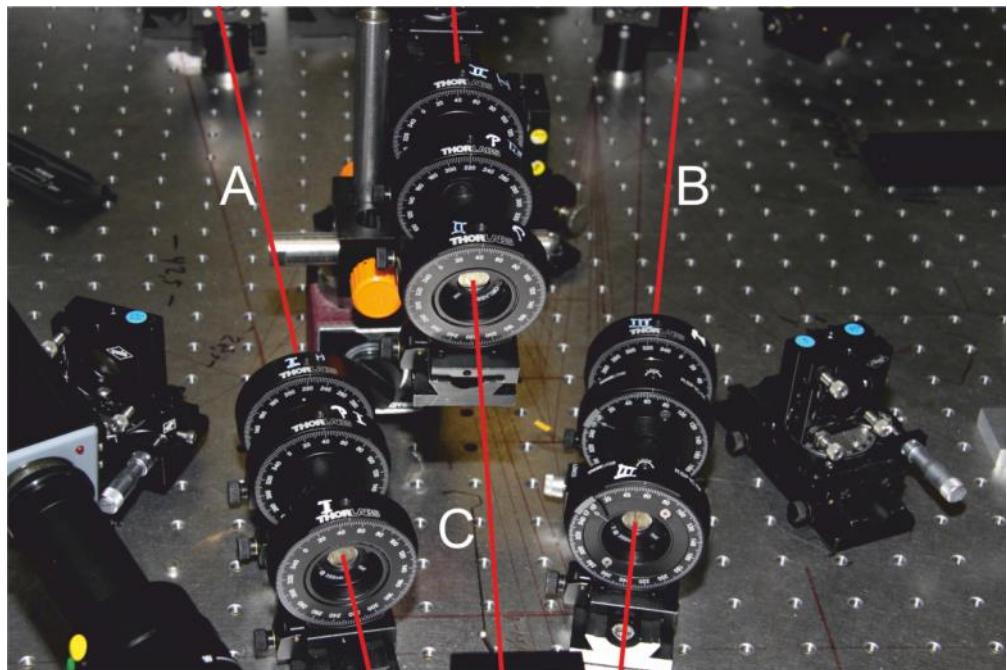


Bild 33  
Glan-Laser-Polarisatoren und Lambda-Halbe-Platten im Laboraufbau

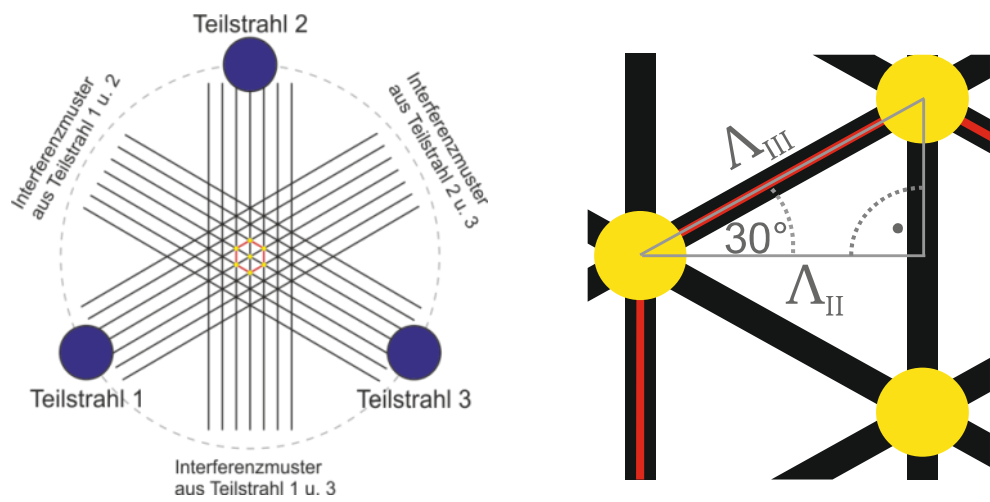


Die diesem Interferenzmuster zugrunde liegende Periodengleichung ist gegeben durch Gleichung **6.1**. Sie unterscheidet sich um den Faktor  $2 / \sqrt{3}$  von der Periodengleichung zur Beschreibung der Zweistrahl-Laserinterferenz (Gleichung **4.15**) [38]. Eine graphische Herleitung dieser Gleichung wird in Bild 34, rechts dargestellt.

6.1

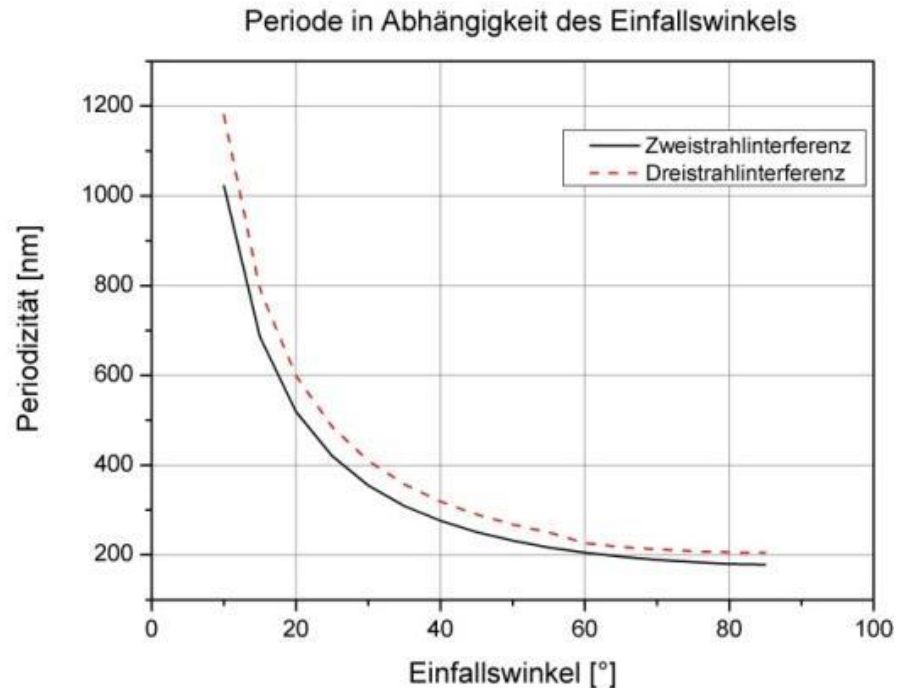
$$\Lambda_{III} = \frac{2}{\sqrt{3}} \Lambda_{II} = 1/\cos(30^\circ) \Lambda_{II}$$

Bild 34  
links:  
schematische  
Darstellung der  
symmetrischen  
Anordnung, senkrecht  
zur Z-Achse.  
Einheitszelle durch  
rote Linien dargestellt.  
Hexagonale  
Intensitäts-  
modulation,  
dargestellt durch  
gelbe Punkte  
rechts:  
Detaildarstellung  
zur graphischen  
Herleitung der  
Periodengleichung  $\Lambda_{III}$



Das Diagramm im Bild 35 stellt die Perioden in Abhängigkeit der Einfallswinkel für die Zwei- und Dreistrahl-Laserinterferenz dar:

Bild 35  
Diagramm zur  
Darstellung der  
Perioden in  
Abhängigkeit des  
Einfallswinkels für  
die Zweistrahl- und  
Dreistrahl-  
Laserinterferenz



## 6.1 Mathematische Beschreibung und Simulation zur symmetrischen Superposition, dreier kohärenter Laserstrahlen

Zur mathematischen Beschreibung der Interferenz aus der symmetrischen Superposition dreier, kohärenter, linear polarisierter Laserstrahlen, wird von ebenen Wellen ausgegangen: Das elektrische Feld einer ebenen Welle wird beschrieben durch:

6.2

$$\vec{E}_j = E_{0j} \cdot e^{i(\vec{k}_j \vec{r} - \omega_j t + \phi_j)} \cdot \vec{e}_{Ej}$$

Die Interferenz wird mathematisch beschrieben durch die Intensitätsmodulation. Diese wird berechnet aus der Summation der Betragsquadrate der einzelnen elektrischen Felder der ebenen Wellen:

6.3

$$I(t) = \left| \sum_j \vec{E}_j \right|^2$$

Die ebenen Wellen sind periodische Funktionen in der Zeit. Die zu berechnende Intensität wird über die Periodendauer  $T$  gemittelt:

$$6.4 \quad I = \int_0^T I(t) dt$$

Durch die verwendete komplexe Schreibweise lässt sich das Betragsquadrat durch das Produkt mit dem Komplexkonjugierten ersetzen, und das Komplexkonjugierte der Summe durch die Summe der Komplexkonjugierten:

$$6.5 \quad \left| \sum_j \vec{E}_j \right|^2 = \left( \sum_j \vec{E}_j \right) \cdot \left( \sum_j \vec{E}_j \right)^* = \left( \sum_j \vec{E}_j \right) \cdot \left( \sum_j \vec{E}_j^* \right)$$

Die Darstellung dreier kohärenter Laserstrahlen ergibt:

$$6.6 \quad \begin{aligned} & (\vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3) \cdot (\vec{E}_1^* + \vec{E}_2^* + \vec{E}_3^*) \\ &= \vec{E}_1 \vec{E}_1^* + \vec{E}_2 \vec{E}_2^* + \vec{E}_3 \vec{E}_3^* + \vec{E}_1 \vec{E}_2^* + \vec{E}_1 \vec{E}_3^* + \vec{E}_2 \vec{E}_1^* + \vec{E}_2 \vec{E}_3^* + \vec{E}_3 \vec{E}_1^* + \vec{E}_3 \vec{E}_2^* \end{aligned}$$

Mit

$$6.7 \quad e^{i\phi} \cdot e^{-i\phi} = e^0 = 1$$

kann das Produkt  $\vec{E}_i \vec{E}_j^*$  der Gleichung **6.6** geschrieben werden als:

$$6.8 \quad \begin{aligned} \vec{E}_i \vec{E}_j^* &= E_{0i} E_{0j} \cdot e^{i(\vec{k}_i \vec{r} - \omega t + \varphi_i)} e^{-i(\vec{k}_j \vec{r} - \omega t + \varphi_j)} \cdot \vec{e}_{Ei} \vec{e}_{Ej} \\ &= E_{0i} E_{0j} \cdot \cos(\theta_{ij}) \cdot e^{i((\vec{k}_i - \vec{k}_j) \vec{r} + \varphi_i - \varphi_j)} \\ &= E_{0i} E_{0j} \cdot \cos(\theta_{ij}) \cdot e^{i(\Delta \vec{k}_{ij} \vec{r} + \Delta \varphi_{ij})} \end{aligned}$$

Der Term  $\cos(\theta_{ij})$  in Gleichung **6.8** beschreibt den Winkel des Skalarproduktes der Einheitsvektoren  $\vec{e}_{Ei} \vec{e}_{Ej}$  zwischen den Polarisationsrichtungen der entsprechenden Teilstrahlen  $ij$ .

Das Produkt  $\vec{E}_j \vec{E}_i^*$  der Gleichung **6.6** ergibt:

**6.9**

$$\vec{E}_j \vec{E}_i^* = E_{0i} E_{0j} \cdot \cos(\theta_{ij}) \cdot e^{-i(\Delta \vec{k}_{ij} \vec{r} + \Delta \varphi_{ij})}$$

Die Ergebnisse aus Gleichung **6.8** und Gleichung **6.9** lassen sich mit:

**6.10**

$$\cos(x) = \frac{1}{2} (e^{ix} + e^{-ix})$$

zu Gleichung **6.12** zusammenfassen.

Wird die Zeitmittelung durchgeführt (Gleichung **6.4**), kann das Integral über die Summe in eine Summe von Integralen umgeschrieben werden. Außerdem können wegen der Zeit-Unabhängigkeit alle Terme als Konstanten angesehen werden:

**6.11**

$$const \cdot \frac{1}{T} \int_0^T 1 dt = const$$

Das Ergebnis der Intensitätsmodulation dreier ebener Wellen ist:

**6.12**

$$I = \sum_i E_i^2 + \sum_{i < j} 2E_{0i} E_{0j} \cos(\theta_{ij}) \cdot \cos(\Delta \vec{k}_{ij} \vec{r} + \Delta \varphi_{ij})$$

Bei der hier betrachteten Dreistrahl-Laserinterferenz läuft der i-Index von 1 bis 3. Die mathematische Herleitung der Intensitätsmodulation der symmetrischen



Superposition dreier, kohärenter, linear polarisierter Laserstrahlen bildet die Grundlage der Simulation.

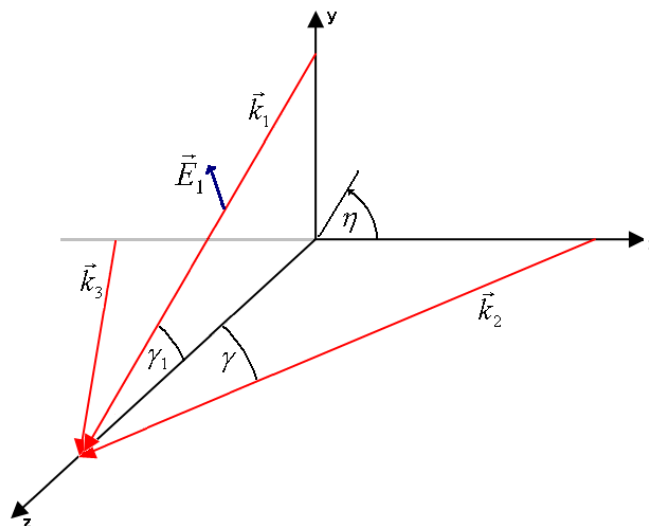
## 6.2 Zusammenhang zwischen den Polarisationswinkeln und den Winkeln der E-Feld-Vektoren:

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Veränderung der Intensitätsmodulation durch Variieren der Polarisationsrichtungen der einzelnen Teilstrahlen relativ zueinander beschrieben.

Im experimentellen Aufbau wird die Polarisationsrichtung der einzelnen Laserstrahlen mit Hilfe von Lambda-Halbe-Platten variiert. Im Folgenden wird der Zusammenhang zwischen den Polarisationswinkeln  $\beta_i$  und den Winkeln  $\theta_{ij}$  zwischen den E-Feld-Vektoren hergeleitet. Dies ist notwendig, da nur die parallelen Komponenten der jeweiligen E-Feld-Vektoren miteinander interferieren können. Durch eine Koordinatentransformation können die Polarisationswinkel und der Vereinigungswinkel  $\gamma$  als Parameter in der Simulation der symmetrischen Superposition dreier, ebener Wellen eingestellt werden.

Das folgende Koordinatensystem dient als Basis dieser Herleitung (Bild 36):

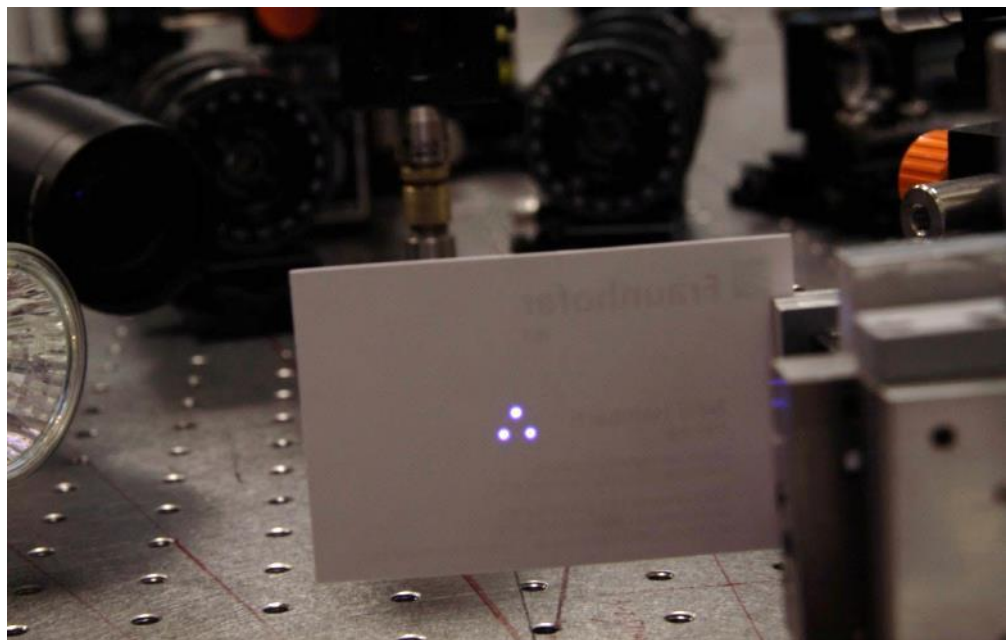
Bild 36  
Schematische  
Darstellung des  
Koordinatensystems  
mit eingezeichneten  
Laserstrahlen  
dargestellt durch die  
jeweiligen  $\vec{k}$ -  
Vektoren  
(rote Pfeile)  
senkrecht dazu ein  
 $\vec{E}$ -Feld-Vektoren  
(blauer Pfeil)



Die kohärenten Laserstrahlen (rot) sind in diesem Koordinatensystem eingezeichnet. Die Achsen des Systems sind so gewählt, dass Strahl 1 in der y-z-Ebene liegt, Strahl 2 und 3 in der x-z-Ebene. Der frei wählbare Winkel  $\eta$  liegt

in der x-y-Ebene und repräsentiert eine Polarisationsrichtung. Die z-Achse bildet die Winkelhalbierende der Strahlen 2 und 3. Ein E-Feld-Vektor ist exemplarisch für den Strahl 1 eingezeichnet (blau). Die Winkel  $\gamma$  und  $\gamma_1$  sind die Winkel die frei gewählt werden können um die Periode  $\Lambda$  des entstehenden Interferenzmusters zu definieren.

Bild 37  
Einjustierte  
Laserstrahlen am Ort  
der Probe



In diesem Koordinatensystem sind die Einheitsvektoren  $\vec{e}_{\vec{k}_i}$  der  $\mathbf{k}$ -Vektoren gegeben durch:

$$6.13 \quad \vec{e}_{\vec{k}_1} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin(\gamma_1) \\ \cos(\gamma_1) \end{pmatrix}, \vec{e}_{\vec{k}_2} = \begin{pmatrix} -\sin(\gamma) \\ 0 \\ \cos(\gamma) \end{pmatrix}, \vec{e}_{\vec{k}_3} = \begin{pmatrix} \sin(\gamma) \\ 0 \\ \cos(\gamma) \end{pmatrix}$$

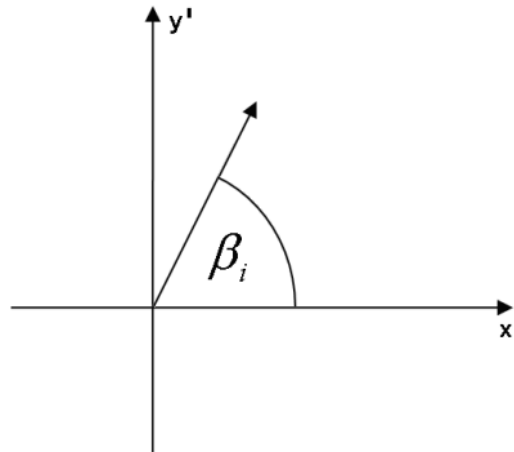
Die Einheitsvektoren  $\vec{e}_{\vec{E}_i}$  der  $\mathbf{E}$ -Vektoren werden dargestellt durch:

$$6.14 \quad \vec{e}_{\vec{E}_1} = \begin{pmatrix} \cos(\eta) \\ \cos(\gamma_1) \sin(\eta) \\ \sin(\gamma_1) \sin(\eta) \end{pmatrix}, \vec{e}_{\vec{E}_2} = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) \cos(\eta) \\ \sin(\eta) \\ \sin(\gamma) \cos(\eta) \end{pmatrix}, \vec{e}_{\vec{E}_3} = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) \cos(\eta) \\ \sin(\eta) \\ -\sin(\gamma) \cos(\eta) \end{pmatrix}$$

Durch den Winkel  $\eta$  wird berücksichtigt, dass die Ausrichtung des E-Feld-Vektors von der Polarisation abhängt. Die E-Feld-Vektoren liegen in Ebenen (senkrecht zum  $\mathbf{k}$ -Vektor), die gegen die x-y-Ebene in diesem Koordinatensystem verkippt sind. Wird für  $\eta$  der jeweilige Polarisationswinkel  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  oder  $\beta_3$  eingesetzt, wird eine geeignete Koordinatentransformation erreicht (Bild 38).

Die Polarisationswinkel  $\beta_i$  liegen in der  $x'$ - $y'$ -Ebene. Die  $z'$ -Achse ist parallel zur Strahlrichtung bzw. identisch mit der Orientierung des  $\vec{k}_i$ -Vektors.

Bild 38  
In diesem transformierten Koordinatensystem ist die Strahlrichtung des Laserstrahls identisch mit der  $z'$ -Achse.  $\beta$  liegt in der  $x'$ - $y'$ -Ebene.



Auf der Basis der Definitionen der Einheitsvektoren der k- und E-Vektoren (Gleichung **6.13** und **6.14**) lässt sich der Zusammenhang zwischen den  $\theta_{ij}$ , und den direkt veränderbaren Polarisationswinkeln  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  und  $\beta_3$  herleiten.

Das Skalarprodukt zweier E-Feld-Einheitsvektoren kann geschrieben werden als:

6.15

$$\vec{e}_{E_i} \cdot \vec{e}_{E_j} = |\vec{e}_{E_i}| \cdot |\vec{e}_{E_j}| \cdot \cos(\theta_{ij})$$

Hieraus kann der Winkel  $\theta_{ij}$  berechnet werden:

6.16

$$\Rightarrow \theta_{ij} = \arccos \left( \frac{\vec{e}_{E_i} \cdot \vec{e}_{E_j}}{|\vec{e}_{E_i}| \cdot |\vec{e}_{E_j}|} \right)$$

Werden die in Gleichung **6.14** definierten Einheitsvektoren eingesetzt, können nach folgender Definition des Skalarproduktes:

6.17

$$\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2 = \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{pmatrix} = x_1 \cdot x_2 + y_1 \cdot y_2 + z_1 \cdot z_2$$

diese Ausdrücke als:

6.18

$$\theta_{12} = \arccos(\cos(\beta_1) \cos(\beta_2) \cos(\gamma) + \sin(\beta_1) \sin(\beta_2) \cos(\gamma_1) + \sin(\gamma_1) \sin(\gamma) \sin(\beta_1) \cos(\beta_2))$$

$$\theta_{13} = \arccos(\cos(\beta_1) \cos(\beta_3) \cos(\gamma) + \sin(\beta_1) \sin(\beta_3) \cos(\gamma_1) - \sin(\gamma_1) \sin(\gamma) \sin(\beta_1) \cos(\beta_3))$$

$$\theta_{23} = \arccos(\sin(\beta_2) \sin(\beta_3) + \cos(\beta_2) \cos(\beta_3) (\cos^2(\gamma) - \sin^2(\gamma)))$$

dargestellt werden. Hierbei ist das  $\eta$  durch das entsprechende  $\beta_i$  ersetzt.

In diesen Gleichungen stehen die Beziehungen der einzelnen  $\theta_{ij}$  in Abhängigkeit der Polarisationswinkel  $\beta_i$  und den Winkel  $\gamma$  und  $\gamma_1$ . Für einen symmetrischen Aufbau ergibt sich  $\gamma_1$  aus der Vorgabe von  $\gamma$ . Aus diesem Grunde wird im Folgenden  $\gamma_1$  durch  $\gamma$  ersetzt. Damit ergibt sich:

6.19

$$\vec{e}_{k_1} \cdot \vec{e}_{k_2} = |\vec{e}_{k_1}| |\vec{e}_{k_2}| \cos(2\gamma)$$

$$\Leftrightarrow \cos(\gamma_1) \cos(\gamma) = 1 \cdot 1 \cos(2\gamma)$$

$$\Leftrightarrow \gamma_1 = \arccos \left( \frac{\cos(2\gamma)}{\cos(\gamma)} \right)$$

Somit kann  $\sin(\gamma_1)$  wie folgt ausgedrückt werden:

$$6.20 \quad \sin(\gamma_1) = \sin\left(\arccos\left(\frac{\cos(2\gamma)}{\cos(\gamma)}\right)\right)$$

Werden die Ergebnisse für  $\sin(\gamma_1)$  und  $\gamma_1$  in die Gleichungen für die  $\theta_{ij}$  eingesetzt, ergibt sich:

$$6.21 \quad \theta_{12} = \arccos\left(\cos\beta_1 \cos(\beta_2) \cos(\gamma) + \sin(\beta_1) \sin(\beta_2) \frac{\cos(2\gamma)}{\cos(\gamma)} + \sin\left(\arccos\left(\frac{\cos(2\gamma)}{\cos(\gamma)}\right)\right) \sin(\gamma) \sin(\beta_1) \cos(\beta_2)\right)$$

$$6.22 \quad \theta_{13} = \arccos\left(\cos(\beta_1) \cos(\beta_3) \cos(\gamma) + \sin(\beta_1) \sin(\beta_3) \frac{\cos(2\gamma)}{\cos(\gamma)} - \sin\left(\arccos\left(\frac{\cos(2\gamma)}{\cos(\gamma)}\right)\right) \sin(\gamma) \sin(\beta_1) \cos(\beta_3)\right)$$

$$6.23 \quad \theta_{23} = \arccos(\sin(\beta_2) \sin(\beta_3) + \cos(\beta_2) \cos(\beta_3) \cos(2\gamma))$$

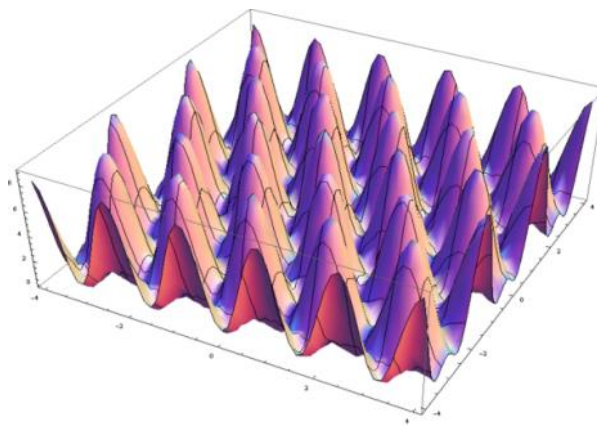
Auf diese Weise lassen sich die nicht direkt kontrollierbaren Winkel  $\theta_{ij}$  durch die Polarisationswinkel  $\beta_i$  und dem halben Winkel zwischen den k-Vektoren bzw. Strahlrichtungen  $\gamma$  ausdrücken.

Nach der mathematischen Herleitung und Umformung der Parameter der Intensitätsmodulation, kann diese nun für unterschiedliche Polarisationswinkel  $\beta_i$  der einzelnen Teilstrahlen simuliert und graphisch dargestellt werden.

### 6.3 Simulation der symmetrischen Anordnung dreier ebener Wellen

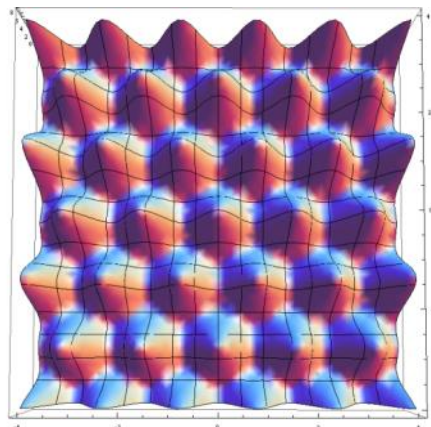
Eine parallele Ausrichtung der Polarisationswinkel, ergibt eine Intensitätsmodulation mit hexagonal angeordneten Intensitätsspitzen (Bild 39).

Bild 39  
3D-Darstellung der  
simulierten  
Intensitätsmodulation  
Bei parallel zueinander  
ausgerichteten  
Polarisationsrichtungen



Eine Draufsicht dieser Intensitätsmodulation verdeutlicht die hexagonale Anordnung der Intensitätsspitzen (Bild 40)

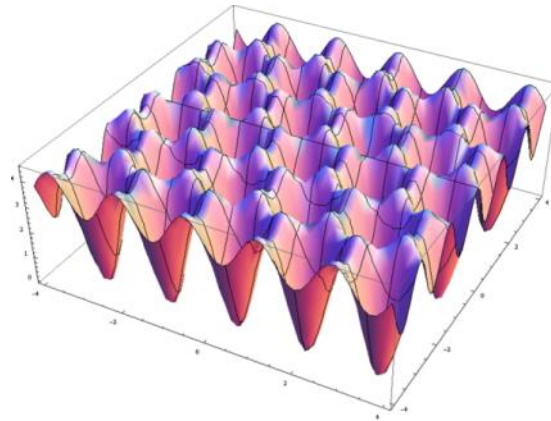
Bild 40  
Draufsicht der  
simulierten  
Intensitäts-  
modulation zur  
Darstellung der  
hexagonalen  
Anordnung



Bei unterschiedlicher Ausrichtung der Polarisationswinkel können unterschiedliche Intensitätsmodulationen erzeugt werden. Auch eine Invertierung der Intensitätsmodulation ist möglich. Dazu werden die einzelnen

Polarisationsrichtungen wie folgt relativ zueinander eingestellt:  $(60^\circ, 0^\circ, 120^\circ)$   
(Bild 41).

Bild 41  
3D-Darstellung der  
simulierten  
Intensitätsmodulation  
Polarisationsrichtungen  
( $60^\circ, 0^\circ, 120^\circ$ )



## 6.4 Vergleich der Intensitätsmodulation bei idealer und fehlerhafter Justierung

Im folgenden Kapitel wird gezeigt, wie sich die Intensitätsmodulation verändert, wenn die Symmetrie des Aufbaus verletzt wird. Die Ausrichtung der drei kohärenten Teilstrahlen wird über Polarkoordinaten definiert. Durch die Wahl der Konstanten mit realistischen Werten in SI-Einheiten können quantitative Vorhersagen über den Einfluss von Justagefehlern gemacht werden.

### 6.4.1 Symmetrieverletzung durch Abstandsfehler

Bei symmetrischer Anordnung der drei kohärenten Teilstrahlen, ergibt sich eine hexagonale Intensitätsmodulation (Bild 42, links). Eine zweidimensionale Darstellung dieser Intensitätsmodulation dient als Vorlage zur Generierung einer Schablone (Bild 42, rechts). Sie soll im Folgenden zur Verdeutlichung der Symmetrieverletzung verwendet werden (Bild 43).

Bild 42  
links:  
Intensitätsverteilung  
bei symmetrischer  
Anordnung  
rechts:  
Konturplot dieser  
Intensitätsverteilung

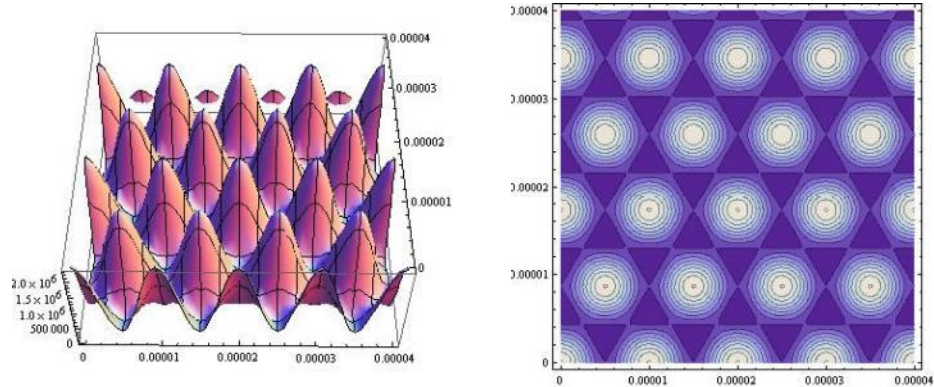
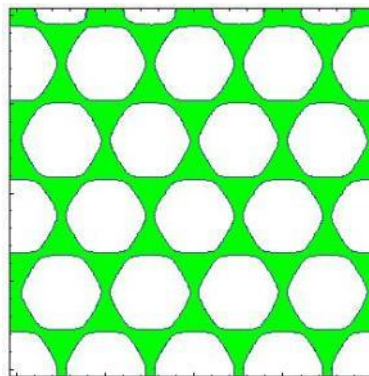


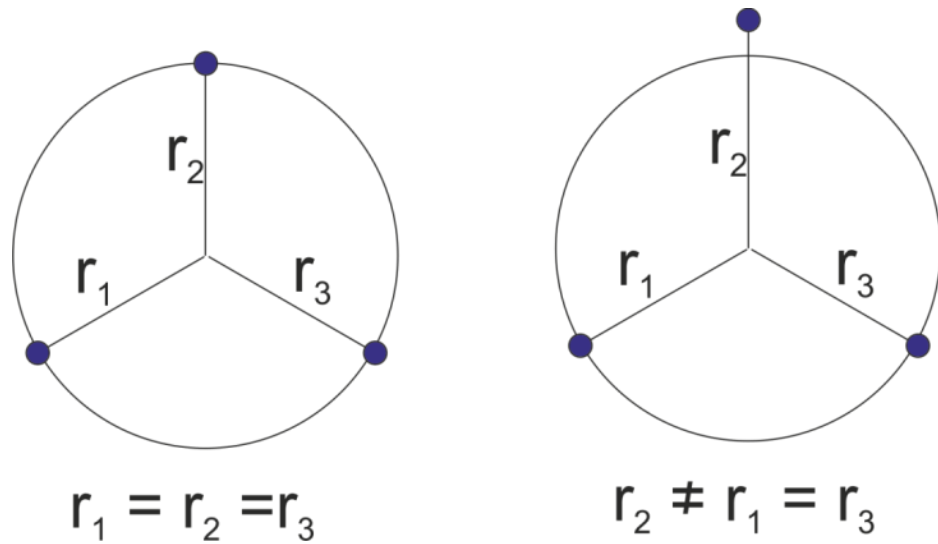
Bild 43  
Schablone aus dem  
Konturplot



Die drei Teilstrahlen befinden sich auf einem imaginären Kreis mit einem Radius von  $r = 16 \text{ cm}$ . Die Probe befindet sich  $\Delta z = 45 \text{ cm}$  von diesem Kreis entfernt. Die Parameter dieser Simulation werden auch im Experiment verwendet (Bild 44).



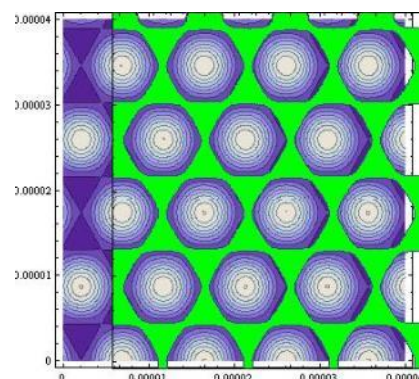
Bild 44  
Schematische  
Anordnung der drei  
Teilstrahlen auf  
einem Kreis.  
links: ohne  
Abstandsfehler  
rechts: mit  
Abstandsfehler



Zur Simulation der Symmetrieverletzung durch Abstandsfehler wird ein inkorrekter Abstand eines Teilstrahles vom Kreismittelpunkt von  $\Delta r = 1\text{cm}$  vorgegeben.

Die mit diesen Parametern berechnete Intensitätsmodulation ist weiterhin hexagonal angeordnet aber um 15% zur Seite verschoben (Bild 45).

Bild 45  
Konturplot der  
Intensitäts-  
modulation mit  
Schablone zur  
Darstellung der  
Abweichung von der  
symmetrischen  
Anordnung durch  
einen inkorrekten  
Abstand eines  
Teilstrahls vom  
Kreismittelpunkt



### 6.4.2 Symmetrieverletzung durch Winkelfehler

Bei der symmetrischen Dreistrahl-Laserinterferenz, weisen die einzelnen Teilstrahlen einen Winkel von  $120^\circ$  zueinander auf. Weicht ein Teilstrahl von diesem Winkel ab, entsteht eine Symmetrieverletzung durch einen Winkelfehler. Eine realistische Größe dieses Fehlers ist eine Abweichung von max. 10% dies ist gleichbedeutend mit einer Winkelabweichung von  $\Delta\theta \leq 12^\circ$ . Die Simulation der Intensitätsmodulation unter Berücksichtigung des Winkelfehlers, zeigt eine verzerrte Anordnung der hexagonalen Intensitätsmodulation (Bild 47). Dennoch bleibt die Intensitätsmodulation ausgeprägt und ist weiterhin zur Strukturierung geeignet.

Bild 46  
Schematische Anordnung der drei Teilstrahlen  
links: ideale Ausrichtung  
rechts: Ausrichtung mit einem Winkelfehler von 10%.

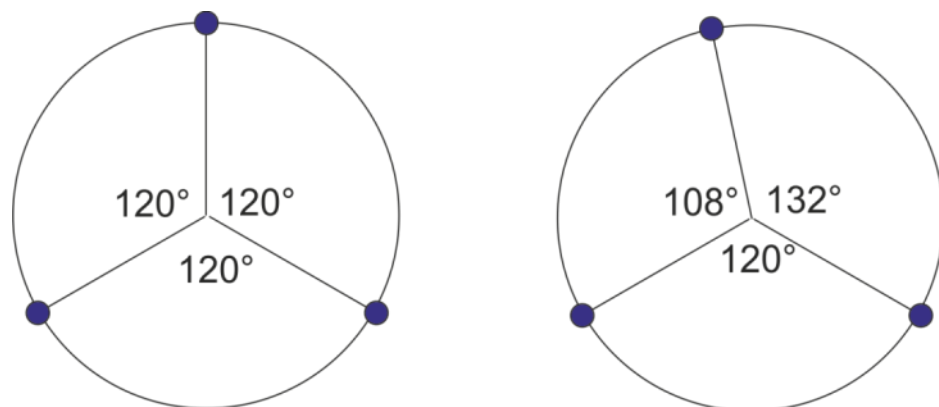
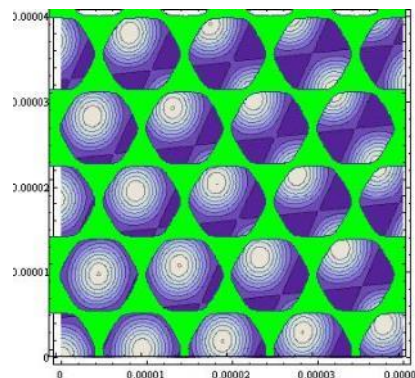


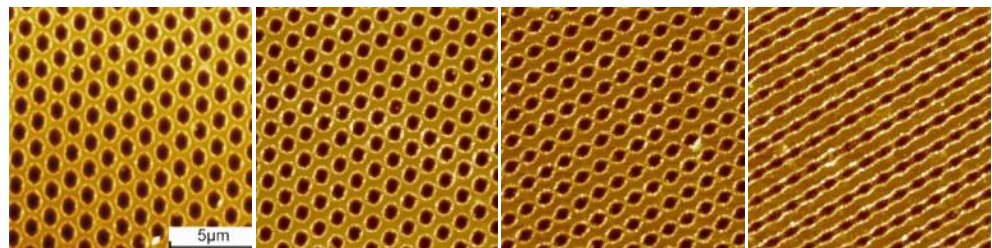
Bild 47  
Konturplot der Intensitätsmodulation mit Schablone zur Darstellung der Abweichung von der symmetrischen Anordnung durch einen Winkelfehler



### 6.4.3 Einfluss ungleicher Intensitätsverteilung der Teilstrahlen auf die Strukturierung

Nicht nur die Anordnung der drei Teilstrahlen in Bezug auf Symmetrie und Winkel stellt eine Fehlerquelle dar, auch die Intensitäten der einzelnen drei Teilstrahlen müssen genau aufeinander abgestimmt sein. Diese Abstimmung ist in dem oben schematisch dargestellten Aufbau möglich, indem jeweils die Lambda-Halbe Platten (H1-H3) entsprechend justiert und die einzelnen Intensitäten mit Hilfe eines Joulemeters aufeinander abgestimmt werden. Die nachfolgenden AFM-Aufnahmen veranschaulichen diesen Fehler. Gezeigt werden Strukturen auf Polyimid generiert mit unterschiedlichen Intensitäts-Abstimmungen (Bild 48). Diese Aufnahmen verdeutlichen die zunehmende Verzerrung der Lochstrukturen bis hin zu einer deutlich erkennbaren Linienstruktur. Das Bild 48-a zeigt eine optimale Justage der Teilstrahlintensitäten. Die Abschwächung der Intensität eines Teilstrahls beträgt von Bild 48-b bis Bild 48-d: 10%, 20% und 30%.

Bild 48 (a-d)  
Lochstrukturen auf  
Polyimid-Folie.  
Durchmesser der  
Lochstruktur in Bild 48a:  
1 $\mu$ m



Die Simulationen in Kapitel 6.4.1 und Kapitel 6.4.2 zeigen, dass die räumlich, symmetrisch angeordnete Dreistrahl-Laserinterferenz unempfindlich bezüglich der gezeigten Fehljustagen und Variationen im Aufbau ist. Durch die aufgezeigten Fehler wird nur die Anordnung der Intensitätsmodulation verändert. Die Intensitätsmodulation bleibt weiterhin verwendbar.

## 7 Materialauswahl

Für eine umfangreiche Untersuchung durch die Laserinterferenz-Technik, ist eine Materialauswahl im Vorfeld notwendig. Die Materialien müssen eine hohe Absorption der Wellenlänge der Laserstrahlung zeigen, um auch bei geringer Intensität eine messbare Wechselwirkung zu erhalten. Um dies sicher zu stellen, werden nach einer umfangreichen Recherche die ausgewählten Materialien spektroskopisch untersucht. Für diese Untersuchung wird ein „UV/VIS/NIR-Spektrometer („Lambda1050“, Firma: Perkin-Elmer) verwendet. Mit dem Gerät wird sowohl die Transmission als auch die Reflexion ermittelt. Aus diesen Daten wird dann die Absorption berechnet.

Zur Untersuchung wird die folgende Materialauswahl verwendet:

- Polyimid (50-SGA, Hersteller: UPILEX)
- zwei unterschiedliche Polyetheretherketone: teilkristallines PEEK-1000 und amorphes PEEK-2000. (Handelsname: Aptiv [39], Hersteller: Victrex Europa GmbH, Hofheim).
- verschiedene Fotolacke (Hersteller: micro resist technology GmbH, Berlin)

Die Polyimid-Probe besteht aus einer Folie mit einer Folienstärke von  $d = 50 \mu\text{m}$ , fixiert auf einem Objektträger. Die Absorptionsmessungen werden zum Vergleich einmal mit und einmal ohne Objektträger durchgeführt. Die Folie weist bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 355 \text{ nm}$  eine Absorption von  $A = 87 \%$  auf (Bild 49, links). Das Glassubstrat erhöht die gemessene Absorption bei dieser Wellenlänge nur unwesentlich.

PEEK-2000 zeigt mit  $A = 92 \%$  und einer Folienstärke von  $d = 50 \mu\text{m}$  eine geringfügig höhere Absorption, als das Polyimid bei  $\lambda = 355 \text{ nm}$ . Die PEEK-1000 Probe absorbiert die Wellenlänge  $\lambda = 355 \text{ nm}$  zu über  $A = 93 \%$  bei gleicher Materialstärke (Bild 50, rechts). Beide Materialien sind daher für Strukturierungsversuche sehr gut geeignet

## 7.1 Spektralanalysen der Materialauswahl

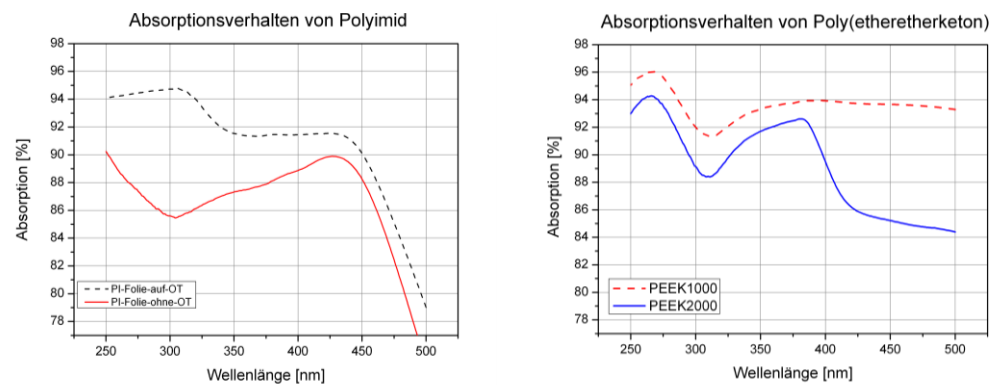
Im Folgenden werden die Ergebnisse der spektralen Untersuchung graphisch dargestellt. Gezeigt wird das Absorptionsverhalten in Abhängigkeit der Wellenlänge für den Spektralbereich von  $\lambda = 250 - 500 \text{ nm}$ . Diese Messungen werden mit dem Lambda 9 UV/VIS-Spektrometer der Firma Perkin-Elmer durchgeführt. Dazu wird sowohl die Reflexion  $R$  als auch die Transmission  $T$  der Polymere gemessen und nach der Gleichung

7.1

$$1 = R + T + A$$

die Absorption  $A$  errechnet.

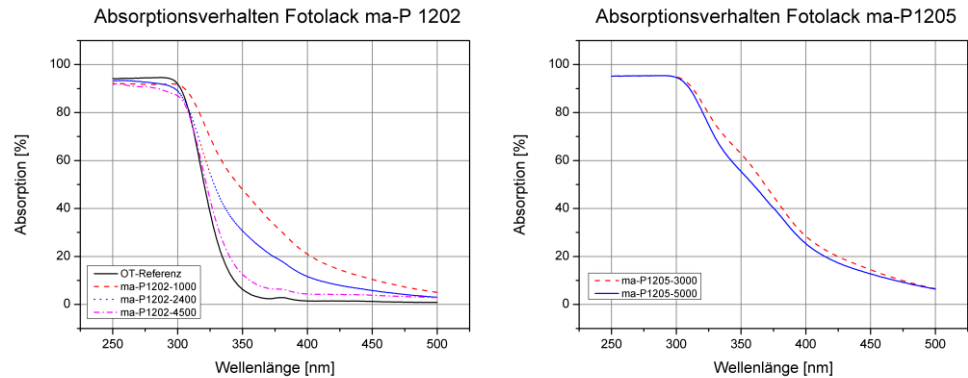
Bild 49:  
links:  
Absorptions-  
Spektrum von  
Polyimid.  
Materialstärke:  $50 \mu\text{m}$   
rechts: Absorptions-  
Spektrum von  
Polyetheretherketon  
auf einem  
Objektträger  
Materialstärke:  $50 \mu\text{m}$



Der Fotolack ma-P 1202 wird mit drei unterschiedlichen Umdrehungsgeschwindigkeiten auf einem Objektträger aufgeschleudert<sup>6</sup>, um unterschiedliche Schichtstärken zu erhalten, (Bild51, links). Auch der Fotolack ma-P1205 wird in zwei unterschiedlichen Schichtdicken untersucht. Bei der Schichtdicke  $d = 370 \text{ nm}$  (Bild52, rechts blaue Kurve) und bei der Schichtdicke  $d = 500 \text{ nm}$  (Bild53, rechts rote Kurve) liegt die Absorption zwischen  $A = 50 - 60 \%$ .

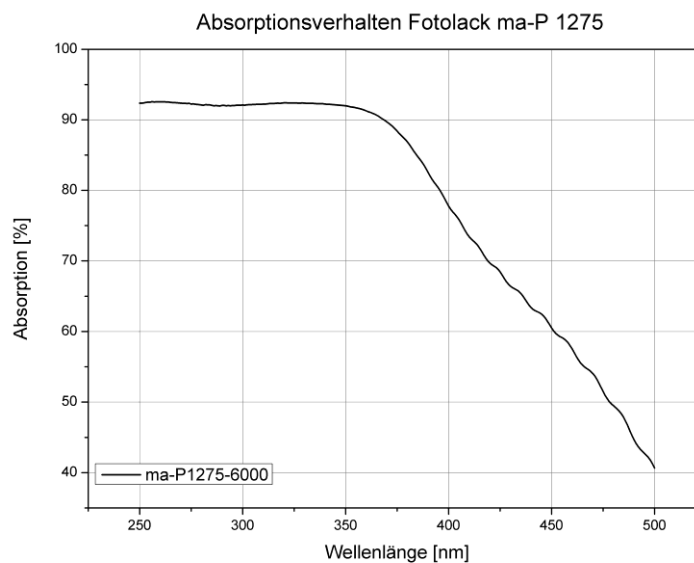
<sup>6</sup> Diese Geschwindigkeit wird allg. als Aufschleudergeschwindigkeit bezeichnet

Bild 54:  
links: Fotolack ma-P1202 in drei unterschiedlichen Schichtdicken auf Objektträgern  
rechts: Fotolack ma-P1205 in zwei unterschiedlichen Schichtdicken auf Objektträgern



Für die Untersuchung zur maximal erreichbaren Strukturtiefe durch direkte Ablation mittels Laserinterferenztechnik (siehe Kapitel 8), ist die Verwendung von Proben mit ausreichender Schichtdicke erforderlich. Mit dem Fotolack ma-P 1275 kann bei einer Aufschleudergeschwindigkeit von  $\omega_U = 6000$  Umdrehungen pro Minute eine Schichtdicke von  $5\mu\text{m}$  erzeugt werden. Bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 355\text{ nm}$  hat dieser Fotolack in dieser Dicke eine Absorption von mehr als  $A = 90\%$  (Bild 55). Demzufolge kann auch der Fotolack ma-P 1275 sehr gut für die Strukturierungsversuche verwendet werden.

Bild 55  
Absorptionsverhalten von Fotolack ma-P1275, Schichtdicke:  $5\mu\text{m}$



Verschiedene Aufgabenstellungen erfordern unterschiedliche Fotolacke und Schichtdicken. Ist ein vollständiger Schichtabtrag gefordert, sollte die zu ablatierende Schicht möglichst dünn sein. Hierfür kann der Fotolack ma-P 1202 in Verbindung mit einer Aufschleudergeschwindigkeit von  $\omega_U = 4500$  Umdrehungen pro Minute verwendet werden. Steht die Untersuchung der maximal erreichbaren Strukturtiefe im Vordergrund, sollte der Fotolack ma-P 1275 verwendet werden, der selbst bei einer Aufschleudergeschwindigkeit von  $\omega_U = 6000$  Umdrehungen pro Minute noch eine Schichtdicke von  $d = 5 \mu\text{m}$  aufweist. Die Absorptionseigenschaften variieren mit der Schichtdicke und dem verwendeten Fotolack Tabelle 2.

Tabelle 2 : Verwendete Fotolacke in unterschiedlichen Schichtdicken und ihre Absorptionseigenschaften bei  $\lambda = 355 \text{ nm}$

<b>Fotolack</b>	<b>U/min</b>	<b>Schichtdicke [nm]</b>	<b>Absorption [%] @ <math>\lambda = 355 \text{ nm}</math></b>
ma-P1202-1000	1000	400	43
ma-P1202-2400	2400	250	29
ma-P1202-4500	4500	175	10
ma-P1205-3000	3000	500	60
ma-P1205-5000	5000	370	52
ma-P1275-6000	6000	5000	92

## 8 Oberflächenstrukturen generiert mittels Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik

Für die Strukturierung mittels Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik wird der in Kapitel 4.5 beschriebene Aufbau verwendet (Bild 19 und Bild 20). Die Polarisationsrichtung der beiden Teilstrahlen wird mit Hilfe der Lambda-Halbe-Platten  $H_4$  und  $H_5$  exakt parallel zueinander ausgerichtet. Die Polarisationsrichtungen beider Teilstrahlen stehen infolgedessen senkrecht zur Einfallsebene. Mit einem Energiemessgerät wird die Pulsenergie gemessen und bei Bedarf durch Drehen der entsprechenden Lambda-Halbe-Platten  $H_2$  oder  $H_3$  zueinander angepasst. Als Probenmaterial wird sowohl Polyimid (PI) als auch Polyetheretherketon (PEEK) verwendet. Beide haben eine hohe Absorption bei der verwendeten Laserstrahlung von  $\lambda = 355\text{nm}$  (Kapitel 7)

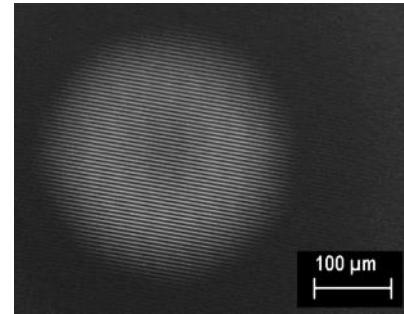
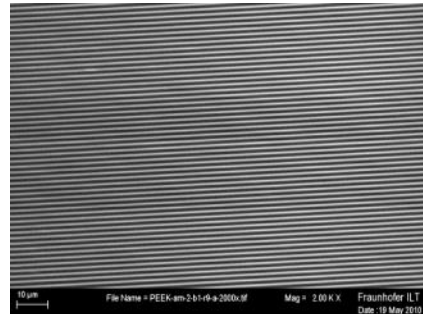
### 8.1 Linienstrukturen auf Polyimid

Mit dem Rasterelektronen-Mikroskop (REM) können die erzeugten Linienstrukturen in den unterschiedlichen Materialien analysiert werden (Bild 56)

In den in diesem Bild gezeigten Materialien Polyimid und PEEK können homogene Linienstrukturen im gesamten strukturierten Bereich beobachtet werden. Der Durchmesser dieser mit nur einem Laserpuls strukturierten Fläche beträgt  $d = 350\mu\text{m}$ . Die Strukturtiefe auf der PEEK-Probe beträgt  $t = 230\text{nm}$  bei einer Periode von  $\Lambda = 2,0\mu\text{m}$  generiert mit einer Fluenz von  $F = 0,75\text{ J/cm}^2$ . Die Strukturtiefe auf der Polyimid-Probe beträgt  $t = 270\text{nm}$  bei einer Periode von  $\Lambda = 5,0\mu\text{m}$  generiert mit einer Fluenz von  $F = 0,22\text{ J/cm}^2$ .



Bild 56  
links:  
Linienstruktur in  
PEEK-2000,  
generiert mit einem  
Laserpuls, der  
Pulslänge von  
38ns.  $\Lambda = 2,0\mu\text{m}$   
rechts:  
Linienstruktur in  
Polyimid  
 $\Lambda = 5,0\mu\text{m}$



Die mit dem REM erzeugten Darstellungen der Strukturen (Bild 56) geben einen guten Einblick in Bezug auf Periode, Homogenität und Qualität. Strukturdetails wie Form und Symmetrie auf der Nanometer-Skala und vor allem die Tiefe der Strukturen, können nur mit einem Rasterkraft-Mikroskop (AFM) bestimmt werden (Bild 57 links) und (Bild 57 rechts). Aus diesen Aufnahmen wird die strenge Periodizität der Strukturen deutlich. Aus dem Profil wird die Tiefe der jeweiligen Struktur bestimmt.

Bild 57  
links:  
Linienstruktur in  
Polyimid  
Periode  $1,2\mu\text{m}$ ,  
Strukturtiefe 350nm  
9 Pulse  
  
rechts  
Linienstruktur in  
Polyimid,  
Periode 470nm  
Strukturtiefe 120nm  
9 Pulse

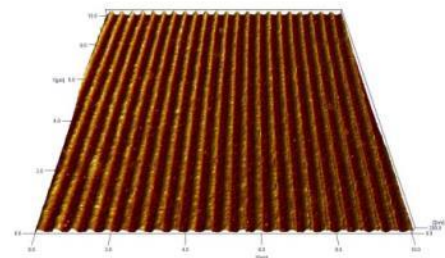
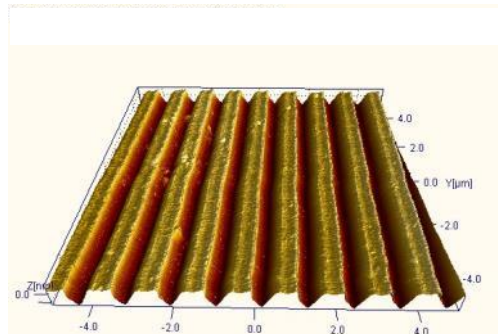
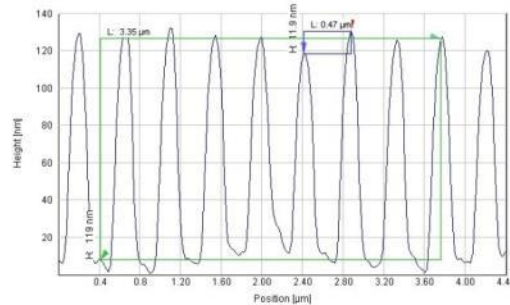
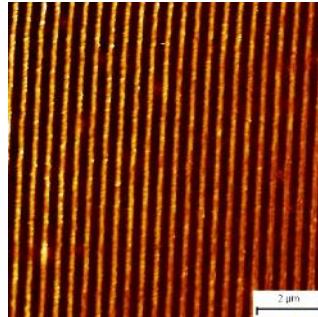


Bild 58  
links:  
Linienstruktur in  
Polyimid, generiert  
mit 9 Pulsen.  
Periode 470nm  
Strukturtiefe 120nm,  
rechts:  
Profil zur Analyse der  
Strukturtiefe.



Wird die Strukturtiefe in Abhängigkeit der verwendeten Pulsenergie bei unterschiedlichen Pulsstrategien betrachtet, ist zu erkennen, dass bei einer Periode von  $\Lambda = 470\text{nm}$ , einer Pulsenergie von  $E_p = 0,52\text{mJ}$  und einer Pulsanzahl von 9 Laserpulsen pro Stelle, die maximale Strukturtiefe von  $t = 120\text{nm}$  erreicht wird (Bild 59). Bei einer Periode von  $\Lambda = 1000\text{nm}$ , einer Pulsenergie von  $E_p = 0,51\text{mJ}$  und einer Pulszahl von ebenfalls 9 Laserpulsen pro Stelle, beträgt die maximal erreichbare Strukturtiefe  $t = 350\text{nm}$  (Bild 60).

Bild 59  
Strukturtiefe in  
Abhängigkeit der  
Pulsenergie bei einer  
Periode von 470nm,  
bei unterschiedlichen  
Pulsstrategien  
Material: Polyimid

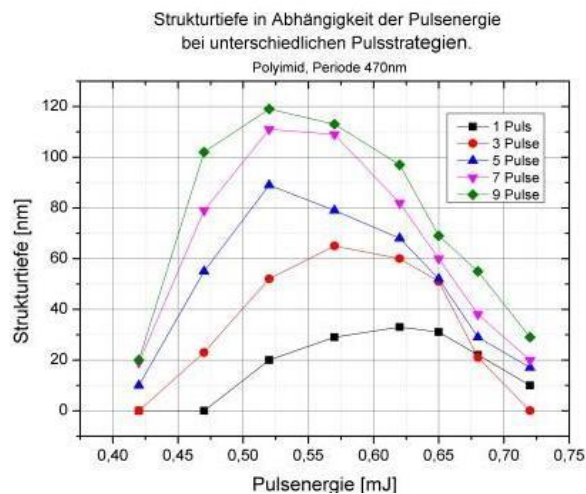


Tabelle 3: Maximale Strukturturen in Polyimid bei einer Periode von  $\Lambda = 470\text{nm}$ .

Polyimid, Periode 470nm			
Anzahl der Pulse	Pulsenergie[mJ]	Fluenz [ $\text{J}/\text{cm}^2$ ] @38ns	Strukturtiefe [nm]
1	0,62	0,225	33
3	0,57	0,205	65
5	0,52	0,185	90
7	0,52	0,185	110
9	0,52	0,185	120

Bild 60  
Strukturtiefe in  
Abhängigkeit der  
Pulsenergie bei einer  
Periode von  
1000nm, bei  
unterschiedlichen  
Pulsstrategien  
Material: Polyimid

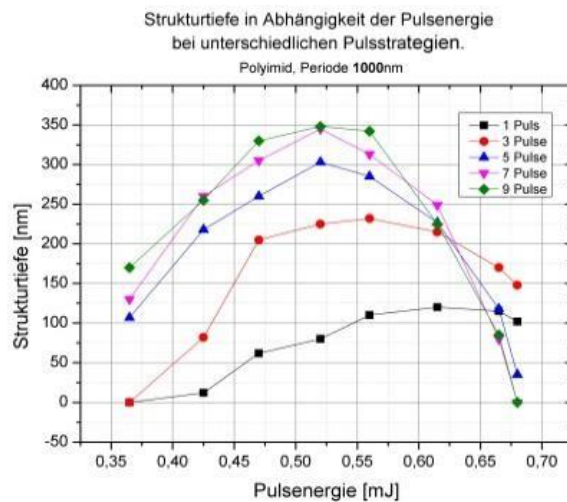


Tabelle 4: Maximale Strukturturen in Polyimid bei einer Periode von  $\Lambda = 1000nm$

Polyimid, Periode 1000nm			
Anzahl der Pulse	Pulsenergie [mJ]	Fluenz [ $J/cm^2$ ] @38ns	Strukturtiefe [nm]
1	0,62	0,225	120
3	0,56	0,200	230
5	0,50	0,178	300
7	0,50	0,178	347
9	0,50	0,178	350

Wird Tabelle 3 mit der Tabelle 4 verglichen, wird deutlich, dass die Fluenzen für die jeweilige maximale Strukturtiefe für jede Anzahl der Pulse nahezu identisch ist. Dies lässt den Schluss zu, dass nur die vorgewählte Periode  $\Lambda$  die maximal erreichbare Strukturtiefe definiert.

Wird die maximal erreichbare Strukturtiefe gegen die Anzahl der Pulse pro Stelle aufgetragen, ist zu erkennen, dass sich die Steigungen der beiden Graphen ab einer Pulszahl von 7 Pulsen pro Stelle, dem Wert Null nähern. Der Unterschied in der Strukturtiefe für eine Pulsstrategie von 7 Pulsen pro Stelle verglichen mit 9 Pulsen ist sehr gering (Bild 61).

Dies lässt den Schluss zu, dass eine Pulsstrategie von mehr als 9 Pulsen pro Stelle keine tieferen Strukturen ergibt. Unabhängig von der Pulsstrategie, nimmt die Tiefe der generierten Linienstrukturen nach dem erreichten

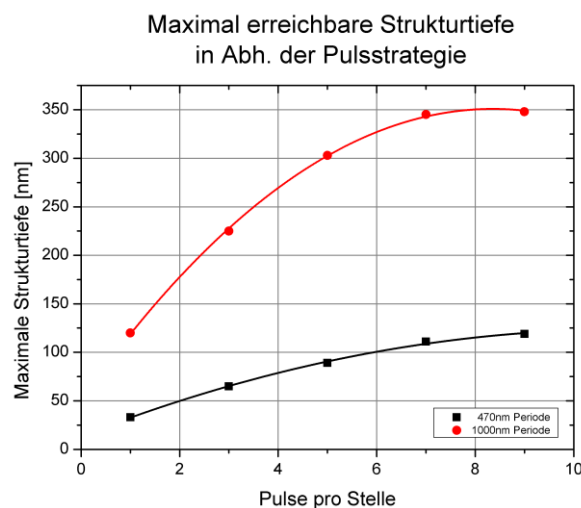
Maximum für höhere Pulsenergien wieder ab. Der Grund hierfür liegt in dem Kohärenzgrad der Intensitätsmodulation.

Ein Maß für den Kohärenzgrad ist die von Michelson definierte Visibilität  $V$  (Kapitel 3.1.2, Gleichung **3.14**):

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

Ist die Intensitätsmodulation für  $I = I_{min}$  ungleich Null, ist die Visibilität  $V < 1$ . In diesem Fall ist der Intensitätsmodulation ein inkohärenter Anteil überlagert. In dem überlagerten Intensitätsbereich ist eine Modulation nicht mehr existent (Bild 62).

Bild 61  
maximal erreichbare  
Strukturtiefe  
aufgetragen gegen  
die Anzahl der Pulse  
pro Stelle.  
Die erreichbare  
Strukturtiefe geht ab  
einer Pulszahl von  
etwa sieben Pulsen  
in Sättigung



Bei gering gewählter Pulsenergie liegt die Abtragsschwelle, definiert durch  $I = I_{Th}$ , für das verwendete Material im Bereich der Modulation (Bild 63, links). Das heißt, mit jedem weiteren Laserpuls nimmt die Strukturtiefe auf der Oberfläche zu, bis eine maximale Strukturtiefe erreicht wird. Diese maximale Strukturtiefe bei geringer Pulsenergie wird limitiert durch die Tiefe des Interferenzmusters der Intensitätsmodulation. Bei hoher Pulsenergie liegt die Abtragsschwelle im inkohärenten Anteil (Bild 63, rechts). D.h. im Zentrum

des Laserspots trägt dieser inkohärente Anteil zum Materialabtrag bei. Die zuvor mit geringerer Pulsenergie generierte Linienstruktur wird in ihrer Deutlichkeit reduziert. Die Strukturtiefe nimmt ab.

Bild 62  
Graphische  
Darstellung der  
Visibilität  
für eine Modulation  
mit inkohärentem  
Anteil:  
Visibilität  $V < 1$ .

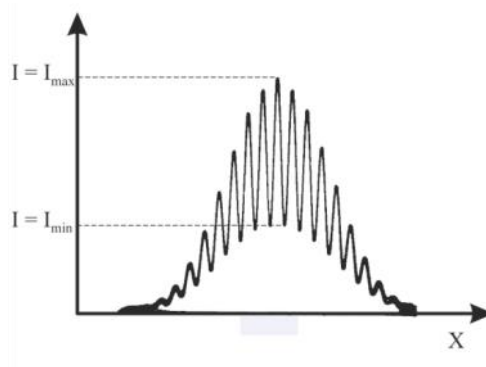
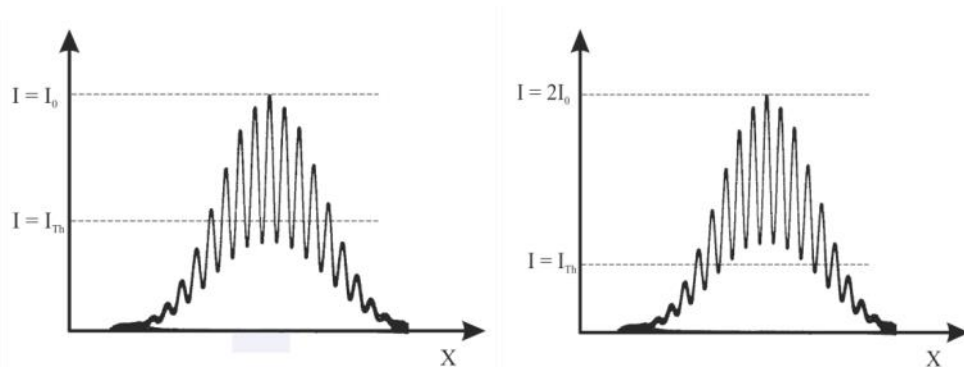


Bild 63  
Intensitäts-  
modulation  
mit einer  
Visibilität:  $V < 1$ .

Die Abtragsschwelle  
liegt links im  
kohärenten Bereich  
und rechts bei  
größerer  
Bestrahlungsstärke  
im inkohärenten  
Bereich!



## 8.2 Linienstrukturen auf PEEK

Wie in Kapitel 7.1 gezeigt wird, hat das Polymer Polyetheretherketon (PEEK) eine ähnlich hohe Absorption, bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 355\text{nm}$ , wie Polyimid. Aus diesem Grunde soll die Strukturierung mittels Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik von PEEK untersucht und die resultierenden Strukturturen mit denen auf Polyimid verglichen werden.

Zwei sich in ihrer chemischen Zusammensetzung unterscheidenden PEEK-Proben (PEEK-1000-100 und PEEK-2000-100) werden mittels Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik mit einem frequenzverdreifachten Nd:YAG Laser mit einer Pulslänge von  $\tau = 38\text{ ns}$  strukturiert. Um eine Verschiebung der

Interferenzmaxima während der Bearbeitung zu vermeiden, wird eine Repetitionsrate von  $\nu = 2 \text{ kHz}$  verwendet. Die gewählte Periode ist  $\Lambda = 1,0 \mu\text{m}$ .

Als Ergebnis wird festgestellt: Wird die Strukturtiefe in Abhängigkeit der Anzahl der Pulse für verschiedene Pulsenergien aufgetragen, zeigen sich ähnlich maximale Strukturturen trotz unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung (Bild 64 und Bild 65)

Bild 64  
**PEEK 1000-100**  
Strukturtiefe in  
Abhängigkeit der  
Anzahl der Pulse bei  
unterschiedlichen  
Pulsenergien.

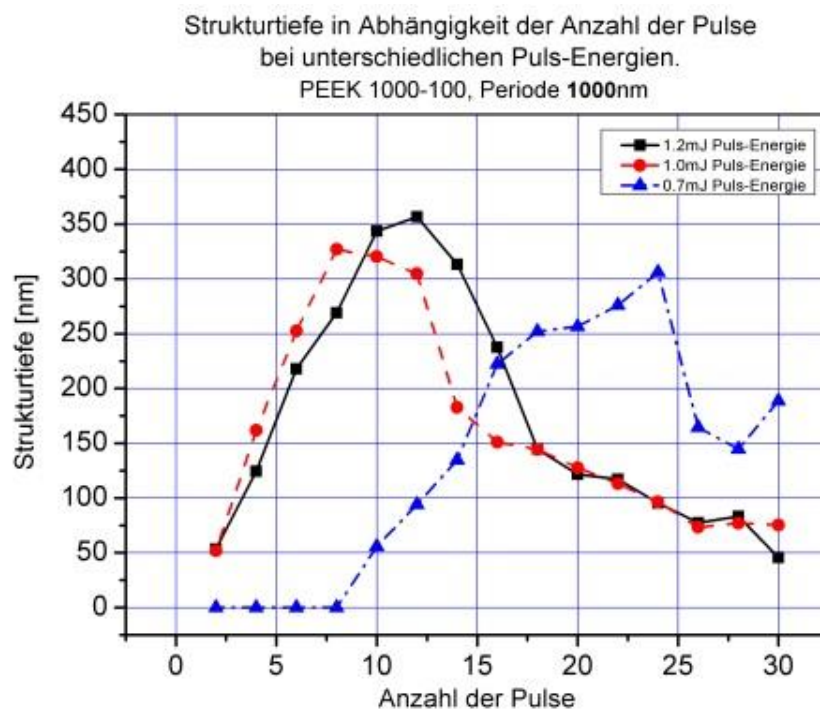


Tabelle 5: Maximal erreichte Strukturtiefe in Abhängigkeit der Pulszahl bei unterschiedlichen Pulsenergien. PEEK 1000-100

PEEK 1000-100, Periode 1,0 $\mu\text{m}$				
Anzahl der Pulse	Pulsenergie [mJ]	Strukturtiefe [nm]	Fluenz [ $\text{J}/\text{cm}^2$ ] @38ns	Bemerkung
12	1,2	352	0,750	schwarze Kurve
7	1,0	325	0,625	rote Kurve
24	0,7	305	0,450	blaue Kurve

Bild 65  
**PEEK 2000-100**  
Strukturtiefe in  
Abhängigkeit der  
Anzahl der Pulse bei  
unterschiedlichen  
Pulsenergien

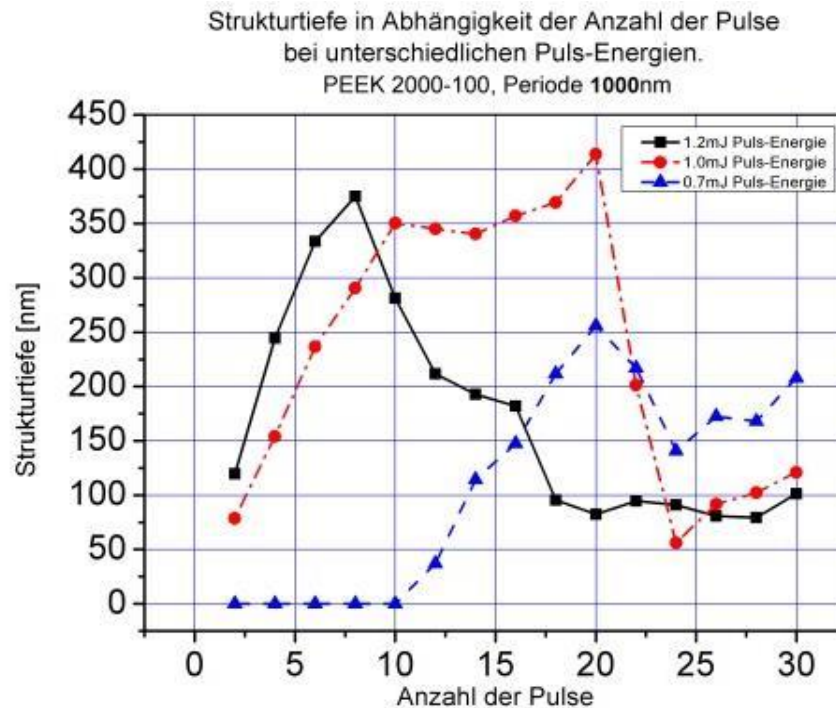


Tabelle 6: Maximal erreichte Strukturtiefe in Abhängigkeit der Pulszahl bei unterschiedlichen Pulsenergien. PEEK 2000-100

PEEK 2000-100, Periode 1,0µm				
Anzahl der Pulse	Pulsenergie [mJ]	Strukturtiefe [nm]	Fluenz [J/cm <sup>2</sup> ] @38ns	Bemerkung
7	1,2	375	0,750	schwarze Kurve
20	1,0	415	0,625	rote Kurve
20	0,7	250	0,450	blaue Kurve

Das Polymer PEEK 1000-100 weist eine maximale Strukturtiefe von  $t = 352\text{nm}$  bei einer Pulsenergie von  $E = 1,2\text{mJ}$  und 12 Pulsen pro Stelle auf (Bild 64). PEEK 2000-100 zeigt bei derselben Pulsenergie eine Strukturtiefe von  $t = 375\text{nm}$  (Bild 65). Bei einer Pulsenergie von  $E = 1,0\text{mJ}$  und 20 Pulsen pro Stelle ergibt sich eine Tiefe von  $t = 415\text{nm}$ . Verglichen mit Polyimid kann eine ähnliche maximale Strukturtiefe beobachtet werden.

Die maximal erreichbare Strukturtiefe ist überwiegend vom Absorptionsverhalten bei der entsprechenden Wellenlänge abhängig. Die Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung haben nur eine geringe Bedeutung. Diese Feststellung ist Gegenstand gegenwärtiger Forschung.

## 9 Anwendungen der Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik

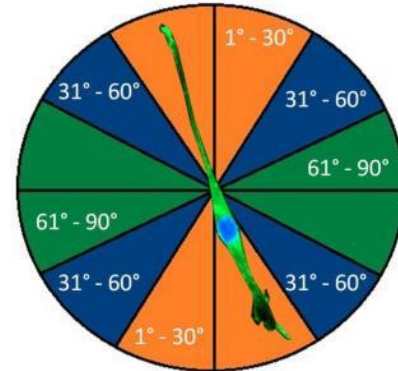
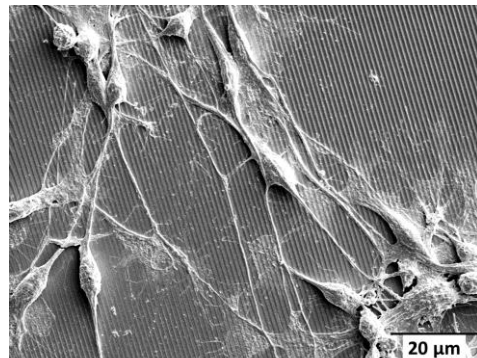
### 9.1 Nanostrukturierte Polymeroberflächen als Zelleitstrukturen

In der Biomedizintechnik wird seit einiger Zeit daran geforscht, das Wachstumsverhalten von neuronalen Zellen zu beeinflussen bzw. zu kontrollieren. Durch strukturierte Oberflächen unterschiedlicher Polymermaterialien wird versucht, die Wachstumsrichtung der neuronalen Zell-Dendriten zu steuern [40], [41], [42]. Diese Strukturen sind periodische Linien, wie sie mit der Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik auf unterschiedlichen Polymermaterialien mit Perioden von  $\Lambda = 500nm$  bis einigen Mikrometern, realisiert werden können [43], [44].

Bild 66 links zeigt eine Linienstruktur der Periode von  $\Lambda = 1,0\mu m$  auf dem Polymer Polyetheretherketon. Die Strukturtiefe beträgt  $t = 350nm$ . Die strukturierte Oberfläche ist besiedelt mit B35-Zellen (Neuroblastomzellen der Ratte). Nach vier Tagen der Kultivierung werden die Zellen mit Hilfe von Formaldehyd fixiert [45]. Untersucht wird die Auswirkung der Linienstruktur auf die Ausrichtung der neuronalen Zell-Dendriten. Um die Ausrichtung dieser Zell-Dendriten quantitativ auswerten zu können, werden die Zellen immobilisiert und deren Orientierung am Lichtmikroskop bzw. Rasterkraftmikroskop ausgewertet. Als Kriterium für die Auswertung wird die Orientierung der Zell-Dendriten in Winkelbereiche eingeteilt. Eine Orientierung der Zell-Dendriten in einem Winkelbereich von  $0^\circ - 30^\circ$  wird als ausgerichtet bewertet. Die Ausrichtung der Zell-Dendriten in einem Winkelbereich von  $31^\circ - 60^\circ$  werden als ungeordnet klassifiziert und eine Ausrichtung von  $61^\circ - 90^\circ$  wird als senkrecht zur Struktur eingestuft (Bild 66 rechts). Durchschnittlich werden 100 Zellen auf 5 verschiedenen Proben pro Strukturtiefe gezählt.



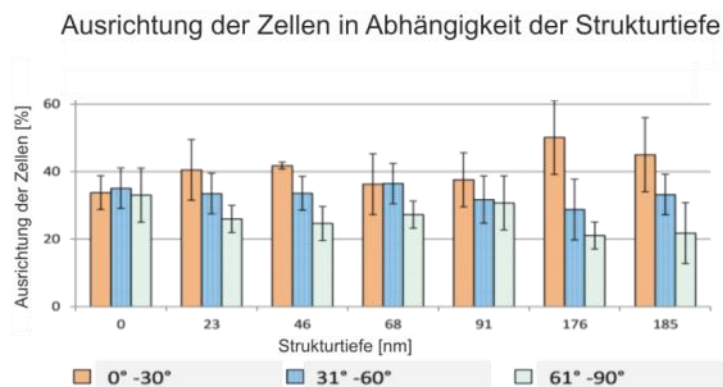
Bild 66 links, Linienstruktur der Periode von  $1,0\mu\text{m}$  auf PEEK. Die Strukturtiefe beträgt  $350\text{nm}$ . Die strukturierte Oberfläche ist besiedelt mit B35-Zellen (Neuroblastomzellen der Ratte).  
rechts: Einteilung der Winkelbereiche zur Auswertung der Zellorientierung



Die Orientierung der Zellen wird in Abhängigkeit der Strukturtiefe bei einer Strukturperiode von  $\Lambda = 500\text{ nm}$  dargestellt (Bild 67).

Eine Strukturtiefe von ca.  $t = 176\text{ nm}$  beeinflusst die Orientierung der Zell-Dendriten deutlich [45]. Mehr als 50% aller Zellen richten sich entsprechend der Einteilung  $0-30^\circ$  aus. Bei geringeren Strukturturen wird eine Ausrichtung entlang der Linienstruktur nur bei circa 40% gemessen. Aus dem Diagramm geht hervor, dass unabhängig von der Strukturtiefe eine Ausrichtung senkrecht zur Linienstruktur deutlich geringer ist als eine parallele Ausrichtung.

Bild 67  
Orientierung von B35 Zellen in Abhängigkeit der Strukturtiefe. Periode der Linienstruktur beträgt:  $\Lambda = 500\text{ nm}$



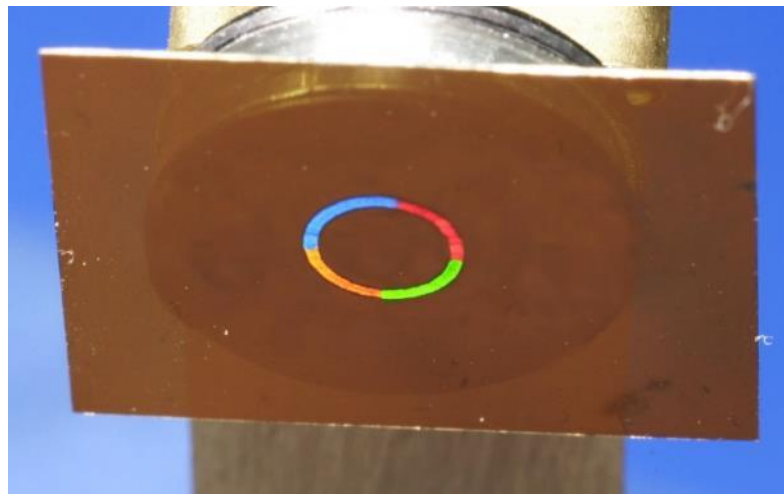
Eine Untersuchung von *D. Langheinrich et al.* zum gerichtetem Zellwachstum auf strukturiertem Polyimid zeigt ein vergleichbares Verhalten der Zellen

bezüglich einer Linienstruktur [46]. Bei einer Periode von  $\Lambda = 500\text{nm}$  orientieren sich circa 80% der LM2-Zellen parallel zur Linienstruktur.

## 9.2 Sicherheitskennzeichnung am Beispiel eines vierfarbigen Ringes

Eine weitere Anwendung der Zweistrahlinterferenz ist die Verwendung der Oberflächenstrukturen als Sicherheitskennzeichnung. Das nachfolgende Beispiel zeigt einen vierfarbigen Ring generiert auf der Oberfläche einer Polyimidfolie (Bild 68). Die erzeugten Strukturen haben Perioden zwischen  $\Lambda = 296$  und  $400\text{nm}$ . Das Beispiel zeigt die Möglichkeit der genauen Steuerung des bei der Strukturierung entstehenden Farbeffekts. Die Farbzusammenstellung ist angelehnt an die Farben der Olympischen Ringe. Durch die Vorgabe unterschiedlicher Farben, für einen bestimmten Betrachtungswinkel, können so produktspezifische Kombinationen als Sicherheitskennzeichnung generiert werden.

Bild 68  
Vierfarbiger Ring auf  
Polyimid.  
Der Durchmesser des  
Ringes beträgt 4mm  
Strukturperioden  
von 296 bis 400nm  
wurden generiert

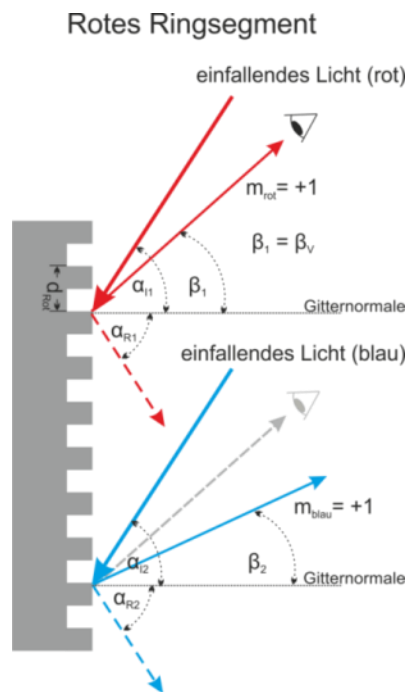


Trifft weißes Licht auf eine periodisch strukturierte Oberfläche, wird es gebeugt, wenn die Strukturperiode  $d$  der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes  $\lambda$  entspricht. Die periodische Struktur auf der Oberfläche wirkt als Beugungsgitter; genauer als Phasengitter in Reflexion. Jede Struktur dieses Gitters ist nach dem Huygens'schen-Prinzip als ein Zentrum für sphärische Elementarwellen anzusehen. Dies ist die Ursache für Beugungserscheinungen. Einige der Elementarwellen interferieren unter diskreten Winkeln konstruktiv.

Gleichzeitig werden andere spektrale Anteile des weißen Lichtes teilweise oder ganz durch destruktive Interferenz ausgelöscht, da diese die Bedingung für konstruktive Interferenz bei dieser Periode und diesem Betrachtungswinkel  $\beta_v$  bzw. Beugungswinkel (Glanzwinkel)  $\beta_i$  nicht erfüllen. Dies wird durch die Gittergleichung **9.1** beschrieben. Das ursprünglich weiße Licht erscheint farbig (Bild 69).

Der Glanzwinkel  $\beta_i$  hängt von dem Winkel des einfallenden Lichtes  $\alpha_{Ii}$ , von der Gitterperiode  $d$  und von der Wellenlänge  $\lambda$  des Lichtes ab (Bild 69 und Bild 70).

Bild 69  
 Schematische  
 Darstellung des  
 Zusammenhangs der  
 Wellenlänge des  
 einfallenden Lichtes  
 und des gebeugten  
 Lichtes bei  
 gegebener  
 Gitterperiode (Pitch)  
 für das rotfarbige  
 Ringsegment.



Der Reflexionswinkel  $\alpha_{Ri}$  ist gleich dem Beugungswinkel der 0-ten-Ordnung.

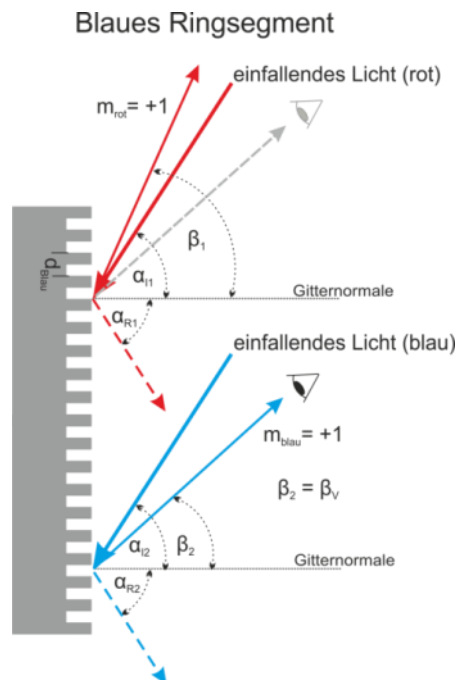
Für die Erzeugung einer bestimmten Farbzusammenstellung wird sowohl der Winkel des einfallenden Lichtes  $\alpha_{Ii}$  als auch der Betrachtungswinkel  $\beta_v$  vorgegeben. Der Beugungswinkel  $\beta_i$  der Wellenlänge des entsprechenden Lichtes wird über die Änderung der Gitterperiode  $d$  (Pitch) erzielt und dem Betrachtungswinkel  $\beta_v$  gleichgesetzt.

**9.1**  
 Gitter-  
 gleichung

$$m_i \lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta_i)$$

$\beta_i$  = Beugungswinkel  
 $m_i$  = Beugungsordnung  
 $d$  = Periode des Gitters/Pitch  
 $\lambda$  = Wellenlänge des Lichtes  
 $\alpha$  = Einfallswinkel

Bild 70  
Schematische  
Darstellung des  
Zusammenhangs  
zwischen der  
Wellenlänge des  
einfallenden Lichtes  
und des gebeugten  
Lichtes bei  
gegebener  
Gitterperiode (Pitch)  
für das blaufarbige  
Ringsegment.



Aus Gleichung **4.1** für die Berechnung der Periode  $\Lambda$ , und der Gittergleichung **9.1** ergibt sich mit  $\Lambda = d$  die Gleichung:

$$9.2 \quad m_i \lambda_F = \frac{\lambda_L}{2 \sin \theta} (\sin \alpha + \sin \beta_i)$$

$\lambda_F$  steht für die Wellenlänge der entsprechenden Farbe Blau, Grün, Orange oder Rot.  $\lambda_L$  steht für die Wellenlänge des verwendeten Lasers. Für den zu berechnenden Einfallswinkel  $\theta$  wird die Gleichung **9.2** umgestellt:

$$9.3 \quad \theta = \sin^{-1} \left( \frac{\lambda_L}{2 m_i \lambda_F} (\sin \alpha + \sin \beta_i) \right)$$

Um die gewünschte Farbkonstellation, des als Beispiel gezeigten vierfarbigen Ringes zu erhalten, werden der Einfallswinkel und der Betrachtungswinkel für

die rote „Farbe“ gemessen. Mit diesen Angaben können mit Gleichung **9.3** die Parameter für die übrigen benötigten „Farben“ errechnet werden. Tabelle 7:

Tabelle 7: Aufstellung der Parameter zur Erzeugung des vierfarbigen Ringes

	<b>Blau</b>	<b>Grün</b>	<b>Orange</b>	<b>Rot</b>
$\Lambda$ [nm]	296	333	365	400
$\theta$ [°]	36	32	29	26
$\lambda_F$ [nm]	464	532	570	633
$\alpha$ [°]	50	50	50	50
$\beta_i$ [°]	55	55	55	55

Das Beispiel des vierfarbigen Ringes zeigt, wie flexibel und komplex die Zweistrahlinterferenz eingesetzt werden kann. Die Tatsache nahezu unzählige Kombinationen aus farbigen Mustern erzeugen zu können, gestattet die Kennzeichnung von Produkten durch nur schwer zu kopierende Sicherheitsmarkierungen.

### 9.3 Noppenstrukturen generiert durch gekreuzte Zweistrahlinterferenztechnik

Nelumbo nucifera ist der lateinische Name der indischen Lotuspflanze. Diese Pflanze besitzt die Fähigkeit Wassertropfen rückstandslos von der Oberfläche ihrer Blätter zu entfernen. Zurück bleiben trockene und saubere Oberflächen, da die Schmutzpartikel in den Wassertropfen abtransportiert werden. Eine Oberfläche mit diesen Eigenschaften wird als superhydrophob bezeichnet. Die Wechselwirkung der Flüssigkeit (Benetzung) mit der Oberfläche des Festkörpers ist minimal.

Ein Maß für die Benetzbarkeit von strukturierten Oberflächen mit Wasser, ist die Bestimmung des Winkels zwischen der Oberfläche des strukturierten Materials und der Oberflächenkontur der verwendeten Flüssigkeit. Dieser Winkel wird als Kontaktwinkel  $\alpha$  bezeichnet. Ist dieser Winkel kleiner als  $90^\circ$

wird die Oberfläche des Festkörpers als hydrophil (Bild 71) und bei einem Winkel größer als  $90^\circ$  aber kleiner als  $150^\circ$  als hydrophob bezeichnet (Bild 72). Ab einem Winkel von  $150^\circ$  ist die Oberfläche superhydrophob (Bild 73). Bei einer hydrophilen Oberfläche also bei einer starken Wechselwirkung der Flüssigkeit mit der Oberfläche, wird diese stark benetzt.

Bild 71  
Schematische  
Darstellung einer  
hydrophilen  
Oberfläche



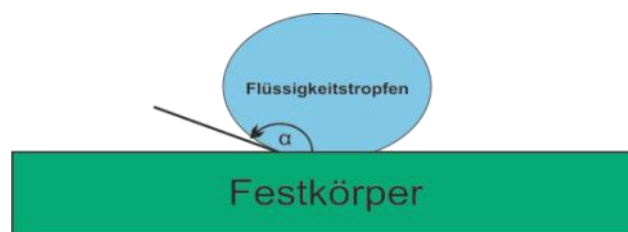
$\alpha < 90^\circ$ , hydrophil

Bild 72  
Schematische  
Darstellung einer  
hydrophoben  
Oberfläche.



$90^\circ \leq \alpha \leq 150^\circ$ , hydrophob

Bild 73  
Schematische  
Darstellung einer  
superhydrophoben  
Oberfläche



$\alpha \geq 150^\circ$ , superhydrophob

Die Eigenschaft der Superhydrophobie, wird als Lotuseffekt bezeichnet und wird seit einigen Jahren, unter anderem in der Bionik untersucht. [47] [48]. Die Untersuchung des Lotosblattes im Rasterelektronen-Mikroskop, zeigt eine Noppenstruktur eines Durchmessers weniger Mikrometer und eine überlagerte Feinstruktur eines Durchmessers einiger Nanometer an den Spitzen dieser Noppen [47] [49]. Um eine superhydrophobe Oberfläche zu erhalten, ist das Aspektverhältnis, also das Verhältnis der Strukturtiefe zu ihrer Breite, entscheidend. Ein zu geringes Aspektverhältnis führt nicht zu einer Minimierung der Adhäsion an der Grenzfläche Wassertropfen und der Oberfläche des verwendeten Materials [50]. In Abschnitt 8 wird gezeigt, dass in Abhängigkeit der Periodizität ein Aspektverhältnis von 0,5 bei einer Periode von 470nm und ein Aspektverhältnis von 0,7 bei einer Periodizität von 1 $\mu$ m möglich sind. Eine superhydrophobe Oberfläche zu generieren mittels dieser Technik ist mit dem verwendeten Material nicht möglich. Dennoch wird untersucht, inwieweit eine durch Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik generierte Noppenstruktur die Oberflächeneigenschaften dieses Materials beeinflusst.

Als Material wird der Fotolack ma-P 1275 verwendet, der, wie in Kapitel 4.5 gezeigt wird, eine Absorption von über 90% bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 355nm$  zeigt. Das Material wird durch Aufschleudern auf ein Trägersubstrat, in definierter Schichtdicke aufgebracht. Um eine Noppenstruktur zu erhalten wird die Oberfläche des Materials doppelt strukturiert. Dazu wird die Probe nach der ersten Strukturierung, bei der ein Linienmuster entsteht, um 90° gedreht und ein weiteres Mal strukturiert (Bild 74). Bei diesem Verfahren entstehen nicht nur die gewünschten Noppen sondern ebenso auch Nöpfchen in den doppelt strukturierten Bereichen. Um eine stark hydrophobe Oberfläche erzeugen zu können, sollte der Kontaktwinkel des unbearbeiteten Materials größer sein als 90°. Das unstrukturierte Gießsilikon Polydimethylsiloxan (PDMS) hat einen Kontaktwinkel von  $\alpha = 113^\circ$ . Es eignet sich daher sehr gut zum Abgießen einer durch Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik erzeugten Struktur (Bild 75). Diese Noppen haben eine nur geringe Höhe von ca. 60nm. Die Ursache hierfür ist die geringe Eindringtiefe des Siloxans in die Masterstruktur.

Bild 74:  
Noppenstruktur auf  
Fotolack: ma-P 1275  
als Formeinsatz.

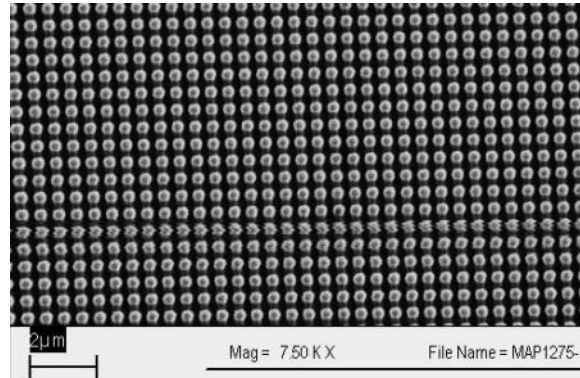
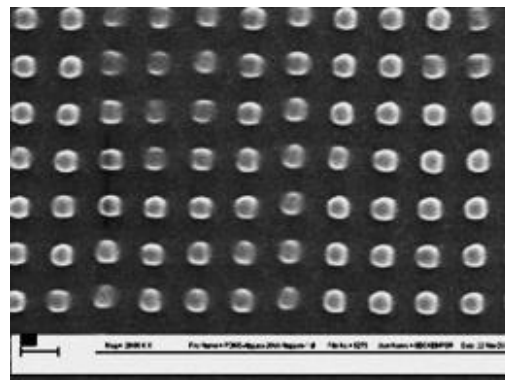


Bild 75:  
Noppenstruktur in  
PDMS-Abguss.  
Generiert mittels  
gekreuzter Zweistrahl-  
Laserinterferenz-  
Technik  
Periode: 1µm  
Noppendurchmesser  
500nm  
Noppenhöhe: 60nm



#### 9.4 Bestimmung des Kontaktwinkels von Oberflächenstrukturen generiert mittels Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik

Um zu untersuchen, ob eine Oberflächenstruktur superhydrophobe Eigenschaften zeigt, wird ihre Benetzbarkeit bestimmt. Dazu wird mit einem Kontaktwinkelmessgerät (KRÜSS-DSA) der Kontaktwinkel eines Wassertropfens vermessen, der zur Messung auf der strukturierten Oberfläche abgelegt wird (Bild 76). Die Messungen werden mit reinstem Wasser durchgeführt.

Bild 76 zeigt als Beispiel zwei Wassertropfen, abgelegt auf unterschiedlich strukturierten Polyethylenoberflächen. Der Kontaktwinkel des Wassertropfens in (Bild 76, links) beträgt  $\alpha = 90^\circ$ . Bei einem Kontaktwinkel von  $\alpha = 172^\circ$  rollt der Tropfen zur Seite ab und bleibt erst am Rand des strukturierten Bereiches



liegen, sobald er die strukturierte Oberfläche berührt (Bild 76, rechts). Die hier gezeigten Strukturen werden durch ein Spritz-Guss-Verfahren aus der laserstrukturierten Oberflächen erzeugt [51].

Bild 76:  
Wassertropfen auf  
unterschiedlich  
hydrophoben  
Oberflächen  
links: 90°  
rechts: 172°



Zur Erzeugung hydrophober Oberflächen wird zum einen der Fotolack ma-P 1275 verwendet (Bild 77) und zum anderen werden die strukturierten Oberflächen als Formeinsatz (Master) für ein Abgussverfahren benutzt. Als Gießmaterial wird Polydimethylsiloxan (PDMS) verwendet

Bild 77:  
Kontaktwinkel-  
messungen an  
Noppenstrukturen  
auf Fotolack ma-P  
1275  
Der Kontaktwinkel  
des unstrukturierten  
Materials wird durch  
die gestrichelte Linie  
als Referenz  
dargestellt.

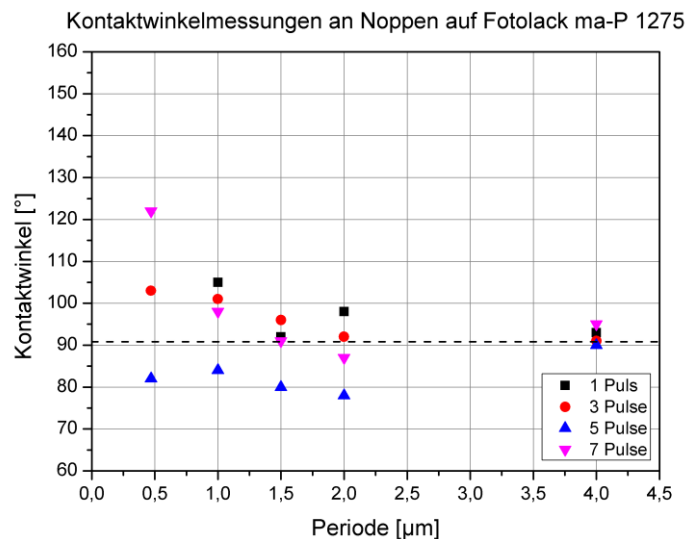
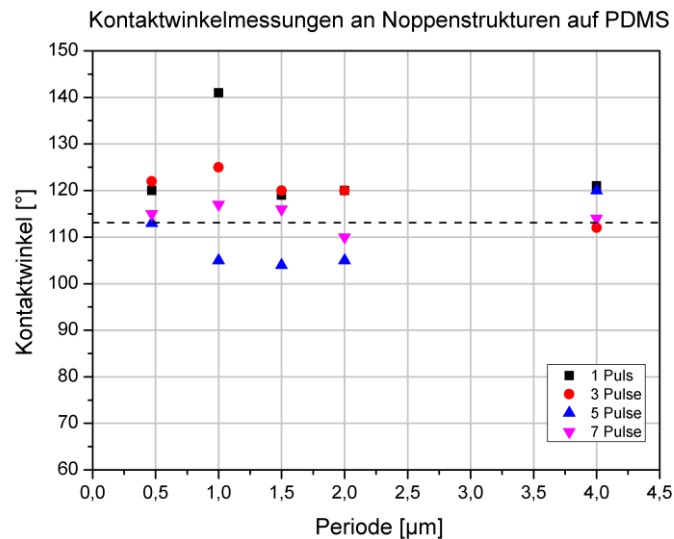


Bild 78  
Kontaktwinkel-  
messungen an  
Noppenstrukturen  
auf PDMS-Abgüssen

Der Kontaktwinkel  
des unstrukturierten  
Materials wird durch  
die gestrichelte Linie  
als Referenz  
dargestellt.



Der Kontaktwinkel des jeweiligen unstrukturierten Materials wird durch eine gestrichelte Linie als Referenz dargestellt. Die Angaben der Pulszahlen in der Legende des Diagramms, beziehen sich auf die Master, die für das Abgießen verwendet werden (Bild 78).

Als Ergebnis dieser Messreihe soll folgendes hervorgehoben werden:

- Die gemessenen Kontaktwinkel sind bei allen Messungen geringer als  $\alpha = 150^\circ$ . Dies bedeutet, weder die Benetzbarkeit der Fotolack-Proben noch die der PDMS-Abgüsse wird ausreichend reduziert, um superhydrophobe Eigenschaften zu erzeugen.
- Teilweise wird die Benetzbarkeit der Proben nach der Strukturierung erhöht, so dass diese nach der Strukturierung bzw. dem Abgießen hydrophiler sind als die unstrukturierten Oberflächen dieser Materialien.
- Der Kontaktwinkel der Noppenstrukturen der  $4\mu\text{m}$ -Periode, zeigt keine signifikanten Veränderungen. Unabhängig von der Anzahl der Pulse pro Stelle und damit unabhängig von der Höhe der Noppenstrukturen bleibt die Benetzbarkeit nahezu unverändert.

- Eine Pulsstrategie von 5 Pulsen pro Stelle, führt zu einer Zunahme der hydrophilen Eigenschaft sowohl bei den strukturierten Fotolack-Proben als auch bei den PDMS-Abgüssen unabhängig von der Strukturperiode. Die Benetzbarkeit wird erhöht und somit der Kontaktwinkel reduziert. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass mit dem fünften Laserpuls und der verwendeten Fluenz, die generierten Noppen teilweise zerstört werden. Die verbleibende Noppen-Struktur geringer Höhe wirkt hydrophil.
- Die größte Erhöhung der Benetzbarkeit, kann bei dem Fotolack ma-P 1275 bei einer Periode von  $\Lambda = 2,0\mu m$  beobachtet werden. Die Änderung des Kontaktwinkels beträgt  $\Delta\alpha = 15^\circ$ . Die deutlichste Erhöhung der Benetzbarkeit bei den PDMS-Abgüssen wird bei einer Periode von  $\Lambda = 1,5\mu m$  erreicht. Die Änderung des Kontaktwinkels beträgt  $\Delta\alpha = 10^\circ$
- Eine deutliche Reduzierung der Benetzbarkeit wird bei dem Fotolack ma-P 1275 durch 7 Pulse pro Stelle und einer Periode von  $\Lambda = 480nm$  erreicht. Die Änderung des Kontaktwinkels beträgt  $\Delta\alpha = 30^\circ$ . Die Probenoberfläche ist stärker hydrophob.
- Bei den PDMS-Abgüssen wird eine Reduzierung der Benetzbarkeit durch einen Puls pro Stelle, beim entsprechenden Master und einer Periode von  $\Lambda = 1,0\mu m$  erreicht. Die Änderung des Kontaktwinkels beträgt hier  $\Delta\alpha = 10^\circ$ .

## 10 Surface-Swelling (Strukturierung unterhalb der Abtragsschwelle)

Das Aufquellen der Polymeroberfläche durch die Einwirkung der Laserstrahlung wird als Surface-Swelling bezeichnet. Dieser photothermische Effekt tritt bei der Strukturierung einiger Polymeroberflächen auf [52]. Dieser Effekt wird bei einer Strukturierung mit einer Fluenz unterhalb der Abtragsschwelle beobachtet [53]. Selbst unterhalb der Abtragsschwelle, ist die Fluenz ausreichend um die langen Molekülketten der Polymere aufzubrechen. Bei der photoinduzierten Aufspaltung der Molekülketten entstehen Oligo- und Monomere [54]. Die Folge ist das Aufquellen der Polymeroberfläche [55] (Bild 79). Wird die Fluenz erhöht, ist ein Übergang vom Surface-Swelling zur Ablation auf Grund des Überschreitens der Abtragsschwelle im Zentrum zu beobachten (Bild 80). Bei weiterer Zunahme der Fluenz wird das Polymermaterial überwiegend ablatiert (Bild 81). Surface-Swelling tritt sowohl bei der Zweistrahl- als auch bei der Dreistrahl-Laserinterferenz-Strukturierung auf. Auf diese Weise werden neben Linienstrukturen (Bild 82) auch Noppenstrukturen generiert (Bild 83). Durch diesen Effekt entstehen beispielsweise in dem Fotolack ma-P1275 Strukturhöhen von  $h = 126\text{nm}$  bei einer Fluenz von  $F = 0,40\text{J}/\text{cm}^2$  und einer Pulslänge von  $\tau = 38\text{ns}$  (Bild 82)

Bild 79  
schematische  
Darstellung des  
Surface-Swellings  
auf einer  
Polymeroberfläche

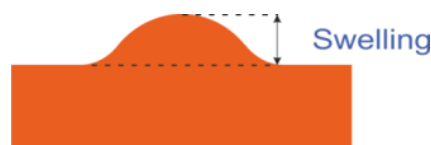


Bild 80  
Surface-Swelling mit  
einsetzender  
Ablation

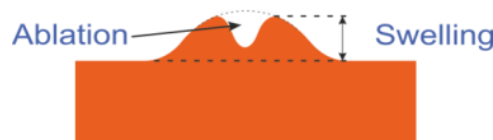
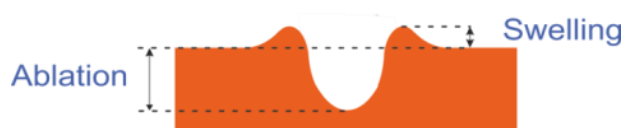


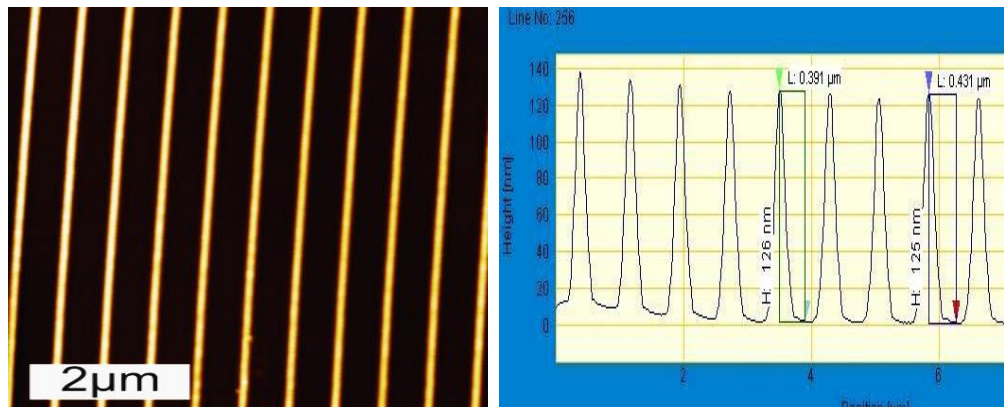
Bild 81  
bei hoher Fluenz  
überwiegt die  
Ablation



Wird zur Laserinterferenz-Strukturierung ein Gaußsches Strahlprofil verwendet, ist die Bestrahlungsstärke im Zentrum des Laserstrahls höher als an dessen Flanken. Dies führt zu Strukturhöhenunterschieden innerhalb des mit einem Laserpuls strukturierten Bereiches. Bei einer geringen Fluenz von  $F \approx 80 \text{ mJ/cm}^2$  ist das Surface-Swelling im Zentrum des strukturierten Fotolackes ma-P1205 stärker ausgeprägt als an den Flanken (Bild 84, links). Wird die Fluenz auf  $F \approx 150 \text{ mJ/cm}^2$  erhöht, ändert sich diese Ausprägung. Das Surface-Swelling wird durch die einsetzende Ablation im Zentrum des strukturierten Bereiches reduziert (Bild 84, rechts). Ein Liniensprofil einer Fotolack-Strukturierung, dargestellt vom Rand des bestrahlten Bereiches bis zu dessen Zentrum, verdeutlicht die Reduzierung (Bild 86). Durch geeignete Wahl der Fluenz zeigt der Randbereich überwiegend das Surface-Swelling (Bild 86, links). In einem Bereich zwischen Rand und Zentrum wird das Surface-Swelling durch Ablation reduziert. Im Zentrum überwiegt die Ablation (Bild 86, rechts).

Bild 82  
Links:  
AFM-Scan einer  
Linienstrukturen auf  
ma-P1275  
Generiert durch  
Surface Swelling  
mittels Zweistrahl-  
Laserinterferenz-  
Technik

Rechts:  
Linienprofil des  
AFM-Scans.  
Strukturhöhe:  
 $h = 126 \text{ nm}$   
Periode:  
 $\Lambda = 800 \text{ nm}$



Surface-Swelling (Strukturierung unterhalb der Abtragsschwelle)

Bild 83  
AFM-Scan von Noppenstrukturen auf Fotolack ma-P1205, generiert durch Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik  
Periode:  $\Lambda = 1,0\mu\text{m}$

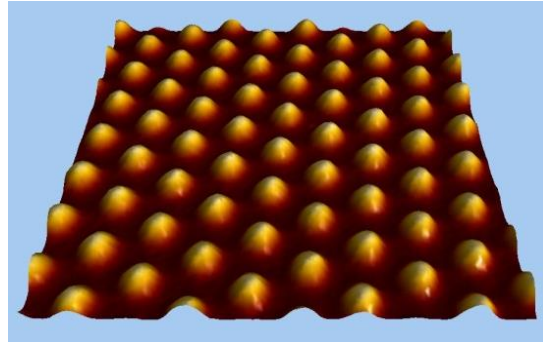


Bild 84  
Darstellung der Strukturhöhe in Abhängigkeit der x-Koordinate der strukturierten Oberfläche bei geringer Pulsenergie (100µJ)  
Material: Fotolack ma-P1205

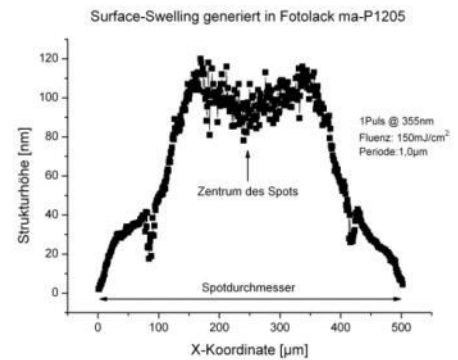
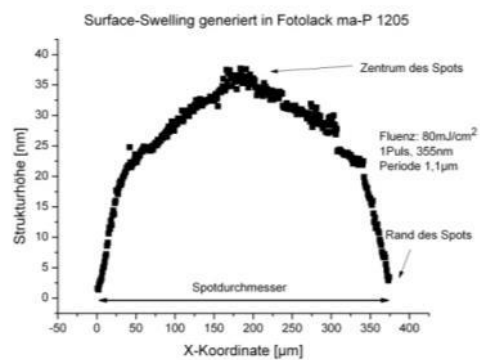


Bild 85. AFM-Aufnahme von Linienstrukturen in Fotolack ma-P1205 mit einsetzender Ablation im jeweiligen Zentrum und deren Linienprofil (rechts)

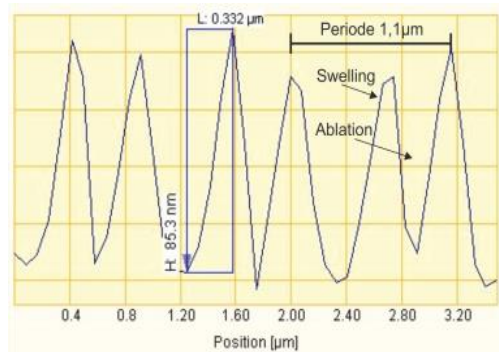
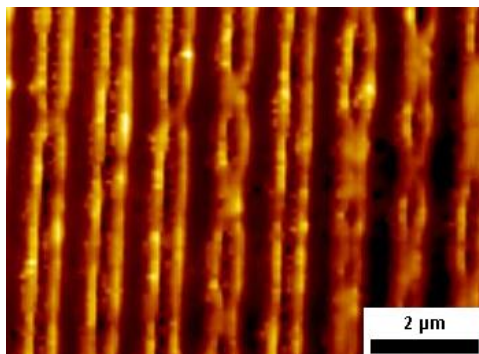
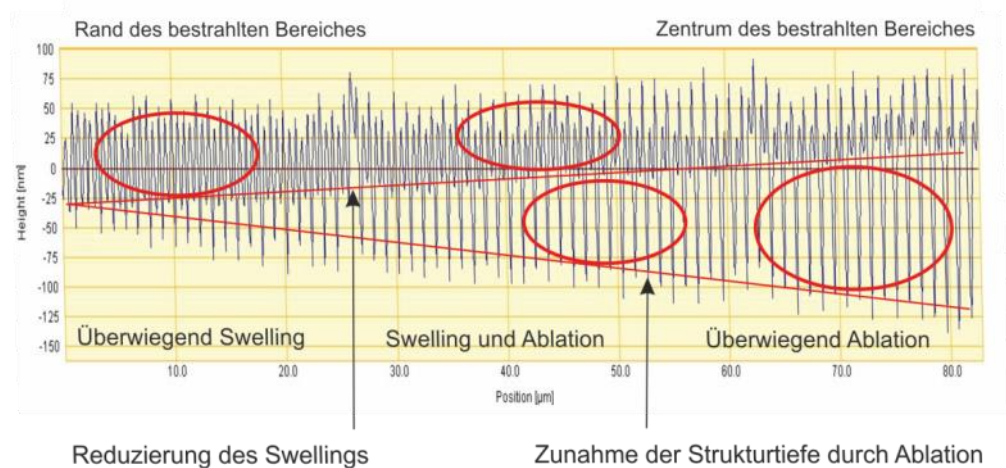


Bild 86  
AFM-Linienprofil der  
mittels  
Zweistrahlinterferenz  
erzeugten  
Linienstrukturen in  
Fotolack ma-P 1205



### 10.1 Auswertung der Surface-Swelling-Experimente:

Zur Auswertung der Surface-Swelling-Experimente werden die Ergebnisse tabellarisch dargestellt:

Tabelle 8: Aufstellung der Ergebnisse der Surface-Swelling-Experimente unterschiedlicher Fotolacke:

Messung	Material: Fotolack ma-P	Anzahl der Pulse	Fluenz [J/cm <sup>2</sup> ] @38ns	Strukturhöhe [nm]	Periode [µm]	Interferenz- Technik: 2BIT/ 3BIT*
1	1205	1	0,40	126,0	0,8	2
2	1205	1	0,15	120,0	1,1	2
3	1205	1	0,08	37,5	1,1	2
4	1275	3	0,22	86,5	2,0	3
5	1275	5	0,22	86,5	2,0	3
6	1275	7	0,22	86,5	2,0	3
7	1275	3	0,34	78,0	1,2	3
8	1275	5	0,34	14,0	1,2	3
9	1275	7	0,34	14,5	1,2	3

\* 3BIT = Three **B**eam-**I**nterference-**T**echnique

Aus der Tabelle 8 werden folgende Ergebnisse abgeleitet:

- Das Surface-Swelling korreliert mit der verwendeten Fluenz (Messung 1-3). Die Strukturhöhe nimmt bis zu einer maximalen Höhe mit zunehmender Fluenz zu. Steigt die Fluenz weiter an, beginnt ein Materialabtrag (Ablation).
- Die maximal erreichbare Strukturhöhe ist unabhängig von der verwendeten Anzahl der Laserpulse. (Messung 4-6 und 8-9). Dieser Zusammenhang wird wie folgt erklärt. Durch das Einwirken der Laserstrahlung auf das Polymer werden die langen Molekülketten aufgebrochen. Es entstehen Oligo- und Monomere [54]. Die Oligo- und Monomere verursachen durch ihre räumliche Ausdehnung das zu beobachtende Aufquellen des Materials. Nach dem Aufquellen auf ein maximales Maß, bewirken weitere Laserpulse der gleichen Fluenz keine weitere Ausdehnung. Die Strukturhöhe von  $h = 78,0nm$  bei einer Periode von  $\Lambda = 1,2\mu m$  (Messung 7) kann mit diesem Ansatz nicht erklärt werden.
- Bei der Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik ist die zur Generierung einer maximalen Strukturhöhe notwendige Fluenz umgekehrt proportional zur Periode. Das heißt, zur Generierung der maximalen Strukturhöhe bei einer kleinen Periode beispielsweise  $\Lambda = 500nm$  ist eine größere Fluenz notwendig als bei einer großen Periode, beispielsweise  $\Lambda = 1,0\mu m$ . Dies wird durch den unterschiedlichen Kohärenzgrad (Gleichung **3.15**) erklärt. Eine kleinere Periode wird durch einen größeren Vereinigungswinkel erzeugt. Der Vereinigungswinkel korreliert mit dem Kohärenzgrad. Das heißt, je größer der Vereinigungswinkel ist, desto geringer ist der Kohärenzgrad. Bei geringerem Kohärenzgrad ist demzufolge eine größere Fluenz für das Erzeugen der maximalen Strukturhöhe durch Surface-Swelling erforderlich [38].



Surface-Swelling (Strukturierung  
unterhalb der Abtragsschwelle)

## 11 Oberflächenstrukturierung mittels Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik

### 11.1 Bestimmung maximaler Strukturtiefe

Zur Untersuchung der maximal möglichen Strukturtiefe werden unter Verwendung der symmetrischen Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik, Lochstrukturen in Fotolack ma-P 1275 generiert (Bild 87). Die Lochstrukturen werden mit einem Rasterkraft-Mikroskop (AFM) vermessen und die Ergebnisse graphisch dargestellt. Dazu wird die gemittelte Strukturtiefe in Abhängigkeit der Pulsenergie für unterschiedliche Pulsstrategien (Pulse pro Stelle) graphisch dargestellt. Diese Untersuchung wird sowohl für die Periode von  $\Lambda = 1,2\mu\text{m}$  (Bild 88) als auch für eine Periode von  $\Lambda = 2,0\mu\text{m}$  (Bild 89) durchgeführt. Die in den Diagrammen eingezeichnete horizontale Linie markiert die unstrukturierte, native Oberfläche des verwendeten Probenmaterials. Sie stellt den Übergang von Surface-Swelling zur Ablation dar.

Zudem sind die Ergebnisse des Surface Swelling dargestellt (Bild 88 Bereich 1) und (Bild 89, Bereich 1).

Bild 87  
AFM-Aufnahme von  
Lochstrukturen in  
Fotolack ma-P 1275  
Generiert mittels  
Dreistrahl-  
Laserinterferenz-  
Technik  
Periode:  $\Lambda = 500\text{nm}$   
Lochdurchmesser  
 $d = 300\text{nm}$   
Strukturtiefe: 230nm

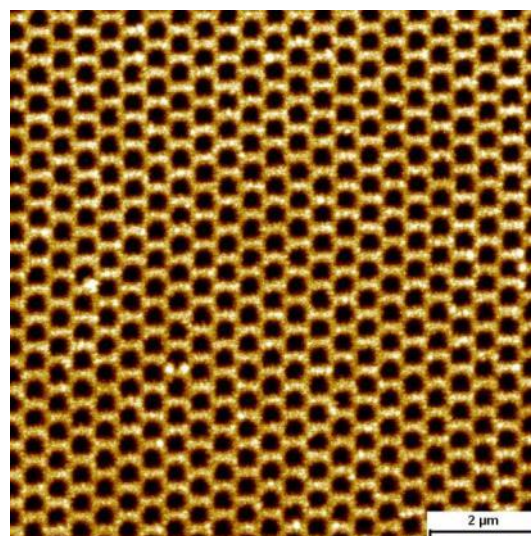
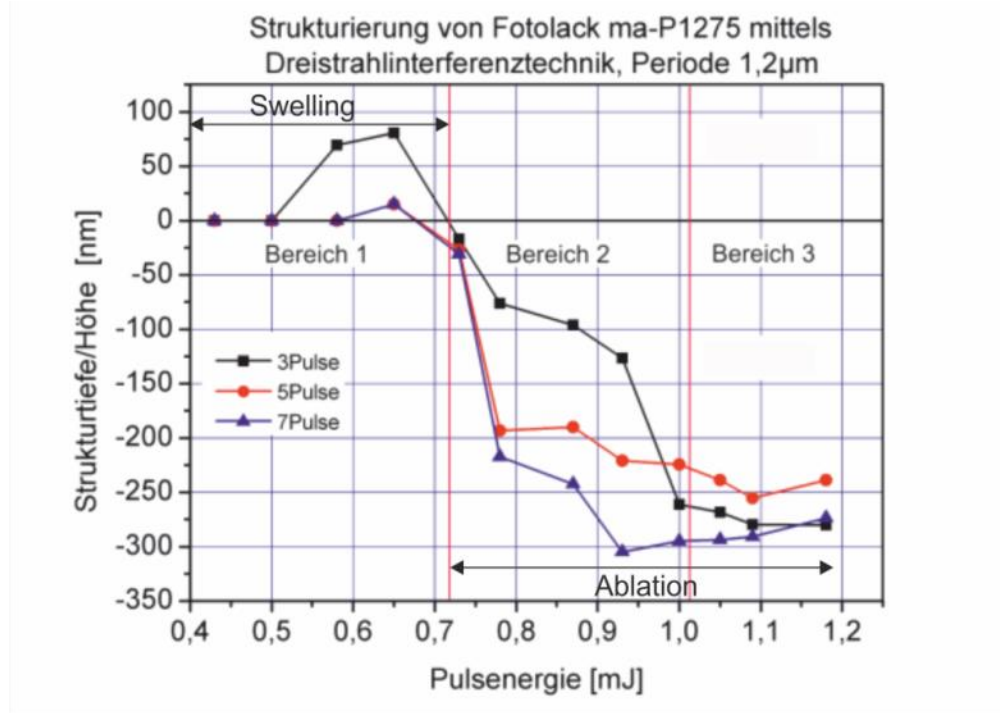


Bild 88  
Graphische  
Darstellung der  
Strukturhöhe in  
Abhängigkeit der  
Pulsenergie für  
unterschiedliche  
Pulsstrategien  
auf Fotolack ma-P  
1275  
Periode:  $\Lambda = 1,2\mu\text{m}$   
Wellenlänge:  
 $\lambda = 355\text{nm}$

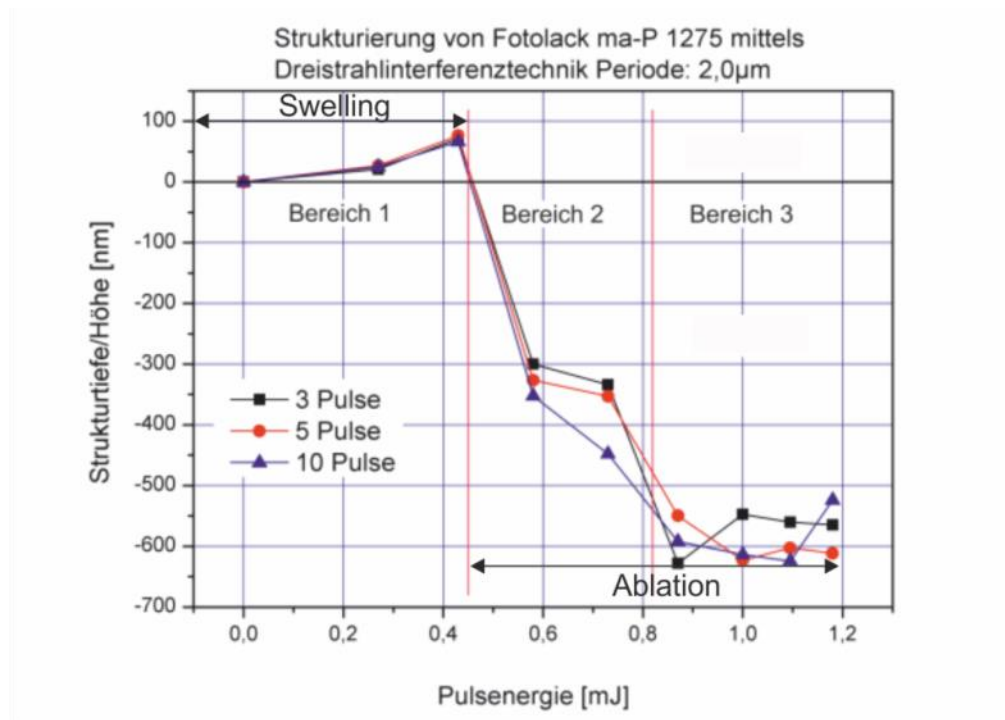


Die Untersuchung zur maximal möglichen Strukturhöhe zeigt, dass mit einer Pulsstrategie von 7 Pulsen pro Stelle und einer Fluenz  $F = 0,47\text{J}/\text{cm}^2$  für die Periode  $\Lambda = 1,2\mu\text{m}$  eine maximale Strukturhöhe von  $t = 310\text{nm}$  generiert werden kann (Tabelle 9).<sup>^</sup>

Tabelle 9: Tabellarische Aufstellung der Ergebnisse für Swelling und Ablation. Strukturierung in Fotolack ma-P1275, Periode  $\Lambda = 1,2\mu\text{m}$ , Pulslänge  $\tau = 38\text{ns}$ , Wellenlänge  $\lambda = 355\text{nm}$ .

Fotolack ma-P 1275 Periode 1,2µm				
Anzahl der Pulse	Pulsenergie [mJ]	Strukturhöhe/Tiefe [nm]	Fluenz [ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ] @38ns	Bemerkung
3	0,65	74	0,33	schwarze Kurve/Swelling
3	1,00	-280	0,51	schwarze Kurve/Ablation
5	1,00	-260	0,51	rote Kurve/Ablation
7	0,92	-310	0,47	blaue Kurve/Ablation

Bild 89  
Graphische  
Darstellung der  
Strukturtiefe in  
Abhängigkeit der  
Pulsenergie für  
unterschiedliche  
Pulsstrategien  
auf Fotolack ma-P  
1275  
Periode: 2,0 $\mu$ m



Die Untersuchung zur maximal möglichen Strukturtiefe für die Periode von  $\Lambda = 2,0\mu\text{m}$  zeigt, dass mit einer Pulsstrategie von 3 Pulsen pro Stelle und einer Fluenz  $F = 0,44\text{ J/cm}^2$  eine maximale Strukturtiefe von  $t = 625\text{nm}$  generiert werden kann (Tabelle 10).

Tabelle 10: Tabellarische Aufstellung der Ergebnisse für Swelling und Ablation. Strukturierung in Fotolack ma-P1275, Periode  $\Lambda = 2,0\mu\text{m}$ , Pulslänge  $\tau = 38\text{ns}$ , Wellenlänge  $\lambda = 355\text{nm}$

Fotolack ma-P 1275, Periode 2,0 $\mu$ m				
Anzahl der Pulse	Pulsenergie [mJ]	Strukturhöhe/Tiefe [nm]	Fluenz [ $\text{J/cm}^2$ ] @38ns	Bemerkung
5	0,44	86	0,22	rote Kurve/Swelling
3	0,89	-625	0,44	schwarze Kurve/Ablation
5	1,00	-610	0,50	rote Kurve/Ablation
7	1,50	-610	0,75	blaue Kurve Ablation

Aus dem Übergang von Bereich 1 zu Bereich 2 kann die Abtragsschwelle abgeleitet werden. Ab diesem Übergang beginnt der photochemische Materialabtrag (Ablation) (Bild 88 und Bild 89).

Für den Pulsenergiebereich von  $E_p = 0,6 - 1,0mJ$  korreliert die Strukturtiefe sowohl mit der Anzahl der Pulse pro Stelle, als auch mit der Pulsenergie. Das heißt, die Strukturtiefe nimmt sowohl bei konstanter Pulsenergie und zunehmender Pulszahl pro Stelle, als auch bei konstanter Pulszahl pro Stelle und zunehmender Pulsenergie, zu (Bild 88, Bereich 2). Im Bereich 3 bleibt die Strukturtiefe bei zunehmender Pulsenergie des Lasers nahezu unverändert. Es ist eine Konstanz der Strukturtiefe zu beobachten. Diese Konstanz im Bereich 3 kann mit Hilfe des Kontrastes erklärt werden.

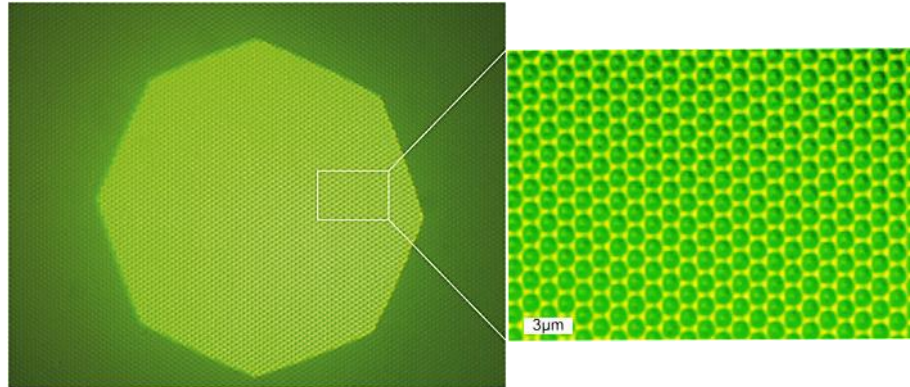
Der Kontrast eines Interferenzmusters wird definiert durch die Sichtbarkeit  $V$  (Gleichung **3.14**). Die Sichtbarkeit  $V$  nimmt für den maximalen Kontrast den Wert  $V = 1$  an. Bei inkohärenter Modulation entstehen keine Interferenzmuster. Die Sichtbarkeit nimmt den Wert  $V = 0$  an. In der nicht koplanaren, symmetrischen Dreistrahlinterferenz, kann der maximale Wert  $V = 1$  nicht erreicht werden. Die Sichtbarkeit nimmt kontinuierlich mit zunehmendem Vereinigungswinkel ab. Sie ist  $V = 2/3$  für den Winkel  $\theta = 0$  und  $V = 1/3$  für den Winkel  $\theta = 90^\circ$  [38]

Wird für eine Periode von  $\Lambda = 1,2\mu m$  ein Vereinigungswinkel von ca.  $\theta = 10^\circ$  eingestellt, entspricht dies einer Sichtbarkeit von  $V = 0,66$ . Die Laserstrahlen sind bei einer Sichtbarkeit von  $V \leq 1$  teilkohärent. Bei hohen Pulsenergien, liegt der inkohärente Anteil der Intensitätsmodulation oberhalb der Abtragsschwelle und trägt als so genannter Dunkelabtrag zum Materialabtrag bei. Die erzeugte Struktur wird teilweise durch den Dunkelabtrag zerstört.

Aus diesem Grund nimmt die Strukturtiefe für hohe Pulsenergien nicht weiter zu (Bild 88 und Bild 89, Bereich 3).

Mit der Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik kann eine große Anzahl von Loch- oder Noppenstrukturen mit nur wenigen Laserpulsen erzeugt werden. Mehrere 100.000 Löcher bzw. Noppen werden auf diese Weise pro Sekunde hergestellt (Bild 90). Nanostrukturen mit Abmaßen von ca.  $d = 100nm$  bei einer Periode von ca.  $\Lambda = 200nm$  werden auf diese Weise realisiert.

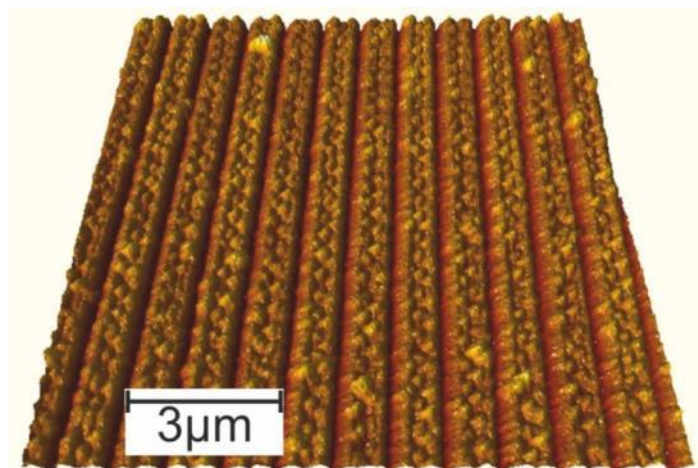
Bild 90  
Links:  
Lichtmikroskopische  
Aufnahme einer  
großflächigen  
Lochstruktur auf  
PEEK.  
Rechts:  
Detailaufnahme  
dieser Lochstruktur.  
Durchmesser der  
Löcher  $d = 1,0\mu\text{m}$



Mittels Zwei- bzw. Dreistrahlinterferenz-Technik kann eine Kombination aus Linien –und Noppenstrukturen generiert werden. Auf der Oberfläche des unstrukturierten Materials werden vorab Noppen erzeugt. Anschließend werden Linienstrukturen mit einer deutlich größeren Periode den Noppen überlagert (Bild 91).

Derart strukturierte Polymermaterialien können zum Beispiel in der biomedizintechnischen Forschung für ein gerichtetes Zellwachstum eingesetzt werden, wie es in Kapitel 9.1 beschrieben wird.

Bild 91  
Kombinierte  
Strukturierung:  
Linien und  
Noppenstrukturen  
auf Polyimid.  
Periode der  
Linienstrukturen:  
 $\Lambda = 1,0\mu\text{m}$   
Durchmesser der  
Noppen:  $400\text{nm}$



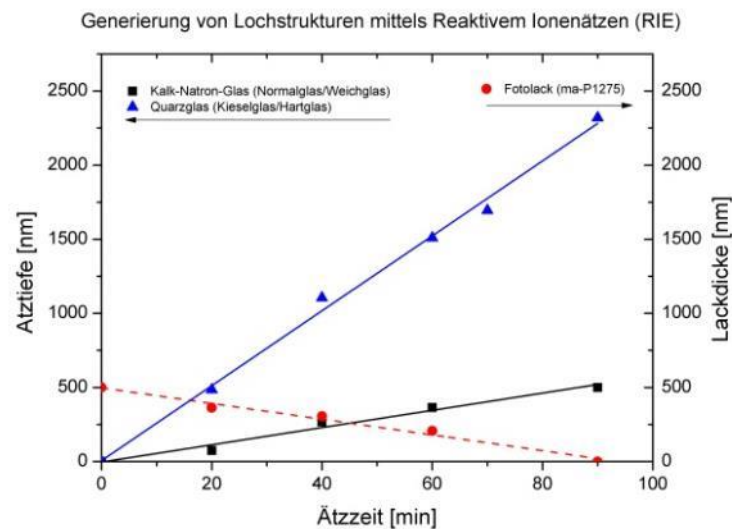
## 11.2 Kombination zweier hybrider Techniken zur indirekten Strukturierung von Glas

Als Kombination zweier hybrider Techniken wird zum einen das Reaktive-Ionenätzen (RIE) und zum anderen die symmetrische Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik verwendet. Mit der Durchführung des Reaktiven-Ionenätzens wird die AMO GmbH, Aachen betraut.

Das Reaktive Ionenätzen zählt zu den Trockenätzverfahren. Hierbei werden chemische Reaktionen freier Radikale und physikalische Reaktionen auf Grund beschleunigter Ionen kombiniert. Durch eine Seitenwandpassivierung durch Bildung ätzresistenter Polymere, werden die Wände des Substrates geschützt. Zusätzlich trifft der vertikal ausgerichtete Ionenstrahl nicht die Seitenwände. Die am Boden entstandene ätzresistente Polymerschicht wird durch den Ionenbeschuss physikalisch entfernt. Daraus resultiert eine vertikal gerichtete anisotrope Ätzrichtung.

Zur Verwendung dieses Verfahrens in Kombination zur symmetrischen Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik, wird eine Fotolackschicht mittels Aufschleuderverfahren auf ein Glassubstrat aufgebracht. Diese Schicht wird mit der Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik strukturiert. Die strukturierte Fotolackschicht dient als Maske und gibt die Struktur vor, die durch das anschließende Trockenätzverfahren in das Substrat übertragen wird. Die Schichtdicke und die Ätzrate geben die Äztiefe bzw. Strukturtiefe vor. Ist die Ätzrate des Substrates beispielsweise zwei Mal höher als die des Fotolackes, werden Strukturen mit einer Tiefe der zweifachen Schichtdicke des Fotolackes erzeugt. Die Ätzzeit ergibt sich aus der Schichtdicke des Fotolackes und definiert so die mögliche Strukturtiefe (Bild 92). Das verwendete Quarzglas ergibt bei vorgegebener Ätzzeit, gleicher Dicke der Fotolackschicht und gleicher Strukturvorgabe eine ca. fünf Mal tiefere Struktur als das verwendete Kalk-Natron-Glas (Bild 92).

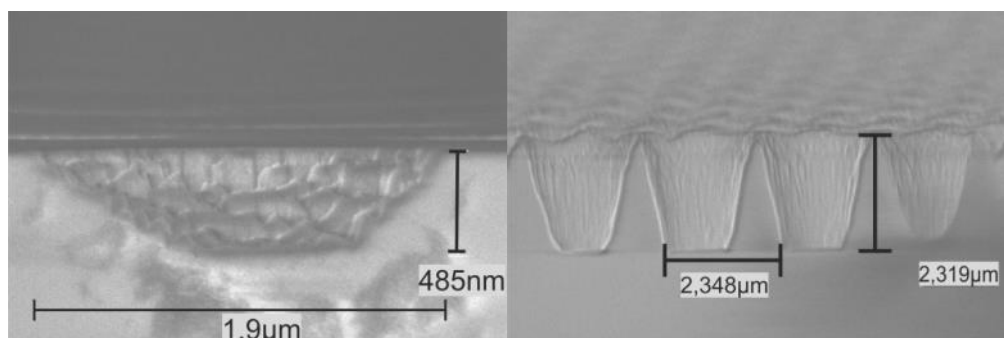
Bild 92  
Darstellung der  
Ätztiefe in  
Abhängigkeit der  
Ätzzeit für  
unterschiedliche  
Glasproben.



Voraussetzung für das Reaktive Ionenätzen ist, dass alle Glasbestandteile flüchtige Reaktionspartner mit den eingesetzten Ätzgasen bilden. Dies ist vor allem bei den Si-basierten Quarzgläsern gegeben. Aus diesem Grund spiegelt die verwendete Quarzglasprobe die Strukturvorlage des Fotolackes gut wider (Bild 93, rechts).

Das verwendete Kalk-Natron Glas (Bild 93, links) ist dagegen für dieses Verfahren weniger gut geeignet. Das Kalk-Natron Glas zählt zu den weichen Glassorten [56]. Es weist einen hohen Bestandteil von Alkali- und Erdalkalimetallen auf. Diese Bestandteile bilden keine flüchtigen Reaktionsprodukte mit dem Ätzgas [57]. Sie lassen sich nur schwer entfernen. Beim Ätzen zeigen diese Gläser unförmiges Ausbrechen der Kanten, so dass nur eine deutlich geringere Tiefe generiert werden kann [58].

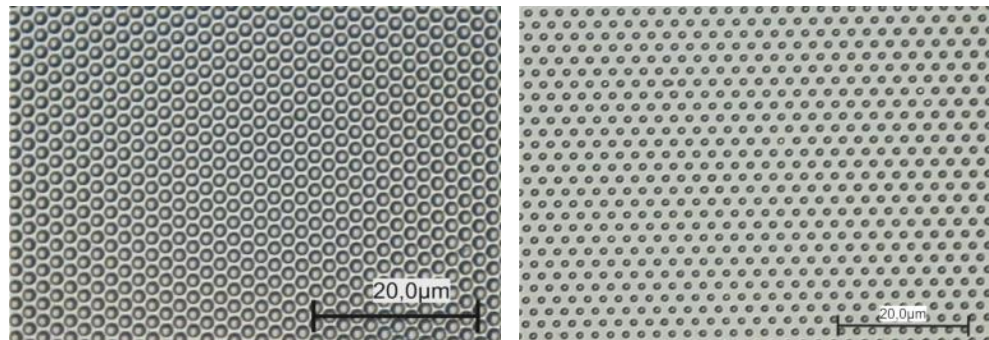
Bild 93  
links:  
Lochstruktur in Kalk-  
Natron Glas  
rechts:  
Lochstruktur in  
Quarzglas  
Ätzzeit jeweils 70  
Minuten





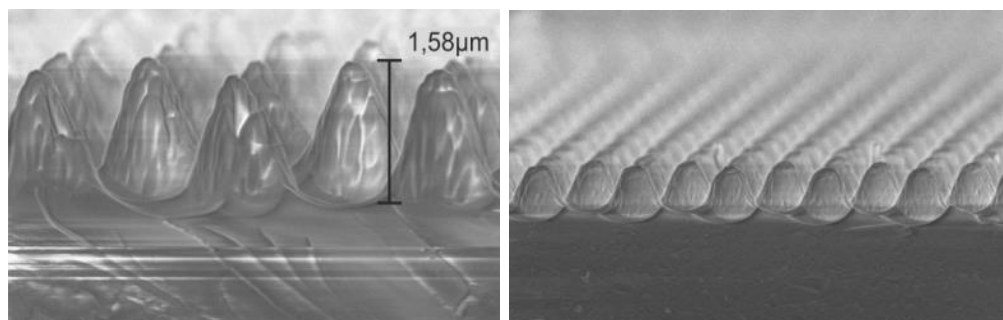
Der Durchmesser der Lochstrukturen wird über die Pulsenergie des Laserstrahls bei der Strukturierung der Fotolack-Maske vorgegeben. Eine Draufsicht der geätzten Quarzglasproben zeigt die Homogenität der geätzten Glasoberflächen zweier Proben mit unterschiedlichen Loch-Durchmessern (Bild 94).

Bild 94  
Ansicht einer Quarz-  
Glasoberfläche;  
erzeugt mittels  
Kombination aus  
Dreistrahl-Laser-  
interferenz-Technik  
und Reaktivem  
Ionenätzen.  
links:  
Pulsenergie  
 $E_p = 0,8mJ$ ,  
Lochdurchmesser  
 $d = 1,7\mu m$   
rechts:  
Pulsenergie  
 $E_p = 0,5mJ$ ,  
Lochdurchmesser  
 $d = 1,2\mu m$   
Periode:  $\Lambda = 2,3\mu m$



Neben der Generierung von periodischen Lochstrukturen, ist dieses Verfahren geeignet, um Noppenstrukturen auf Glas zu erzeugen (Bild 95). Zur Herstellung entsprechender Fotolack-Masken wird eine invertierte Intensitätsmodulation verwendet (Kapitel 6.3).

Bild 95  
Noppenstrukturen in  
Quarzglas.  
REM-Aufnahmen:  
links:  
Detail-Darstellung  
rechts:  
Übersicht  
Noppenhöhe  
 $h = 1,58\mu m$   
Periode:  $\Lambda = 2,3\mu m$



Die symmetrische Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik ist zur Generierung von Fotolack-Masken geeignet. Diese strukturierten Schichten werden mit Hilfe des

Reaktiven-Ionenätzen verwendet, um periodische Löcher- oder Noppen-Strukturen auf Glasoberflächen zu erzeugen.

Diese periodischen Strukturen können zum Beispiel als Streuzentren, zur Lichtlenkung oder zur homogenen Lichtdichteverteilung verwendet werden.

### 11.3 Vergleich der Simulation mit den Strukturergebnissen

Ein Vergleich der Simulationsergebnisse aus Kapitel 6.3 mit den generierten Strukturen zeigt eine gute Übereinstimmung.

Sowohl die REM-Aufnahme als auch die AFM-Aufnahme zweier unterschiedlicher Materialien spiegeln die simulierte Intensitätsmodulation gut wider. Bei parallel ausgerichtetem Polarisationswinkel ( $0^\circ, 0^\circ, 0^\circ$ ) ergibt die Strukturierung durch direkte Ablation eine Lochstruktur (Bild 96).

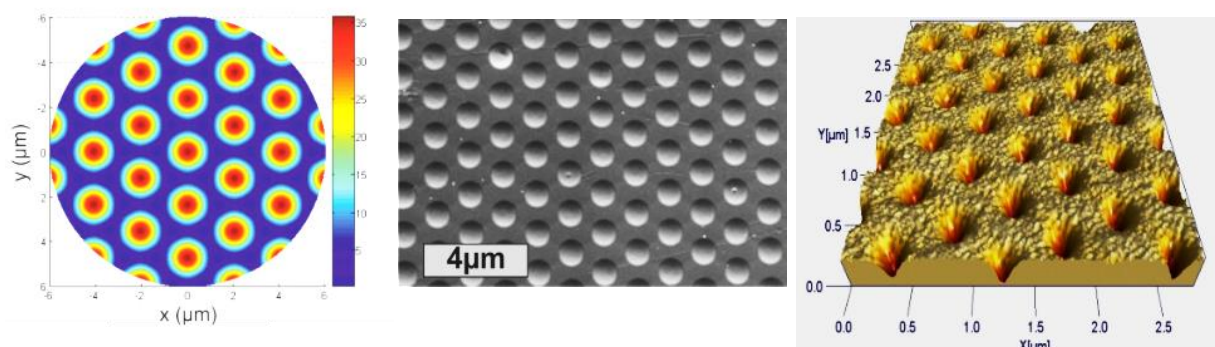


Bild 96: Links: Simulation Intensitätsmodulation, Polarisierungen:  $0^\circ, 0^\circ, 0^\circ$  Mitte: REM-Aufnahme einer Lochstruktur in Polyimid Durchmesser  $1\mu\text{m}$ . Rechts: AFM-Aufnahme einer Lochstruktur in Fotolack, Durchmesser der Löcher  $300\text{nm}$

Mittels Simulation wird eine hierzu invertierte Intensitätsmodulation erreicht, indem die Polarisationswinkel zueinander auf folgende Weise eingestellt werden: ( $60^\circ, 0^\circ, 120^\circ$ )

Bild 97, links). Die Strukturierungsergebnisse stimmen mit der simulierten Intensitätsmodulation überein. Sowohl auf Polyimid (

Bild 97, Mitte) als auch auf Fotolack ma-P1205, rechts) wird mit der Wahl dieser Polarisationswinkel eine Noppenstruktur generiert.

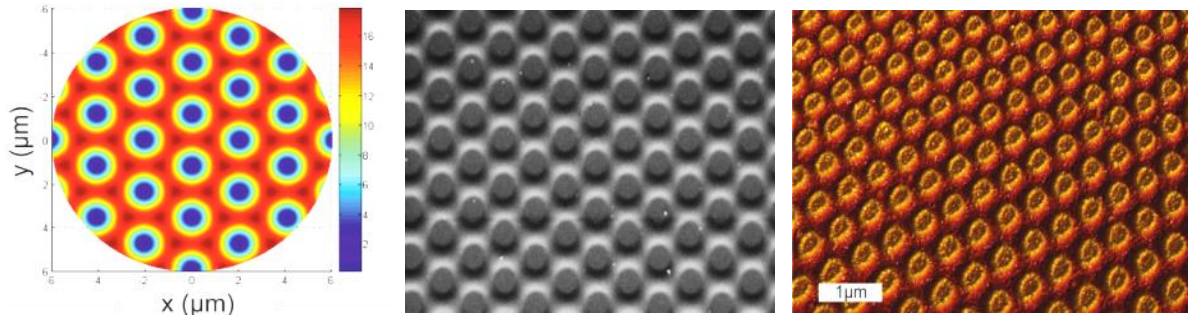


Bild 97: Links: Simulation Intensitätsmodulation (Noppen), Polarisation:  $(60^\circ, 0^\circ, 120^\circ)$ . Mitte: REM-Aufnahme einer Noppenstruktur in Polyimid, Durchmesser  $1\mu\text{m}$ . Rechts: AFM-Aufnahme einer Noppenstruktur in Fotolack, Durchmesser der Noppen  $500\text{nm}$ .

Neben Loch- oder Noppenstrukturen können Rechteckstrukturen, erzeugt werden. Zu diesem Zweck wird eine Wahl der Polarisationswinkel von  $(0^\circ, 45^\circ, 90^\circ)$  benötigt.

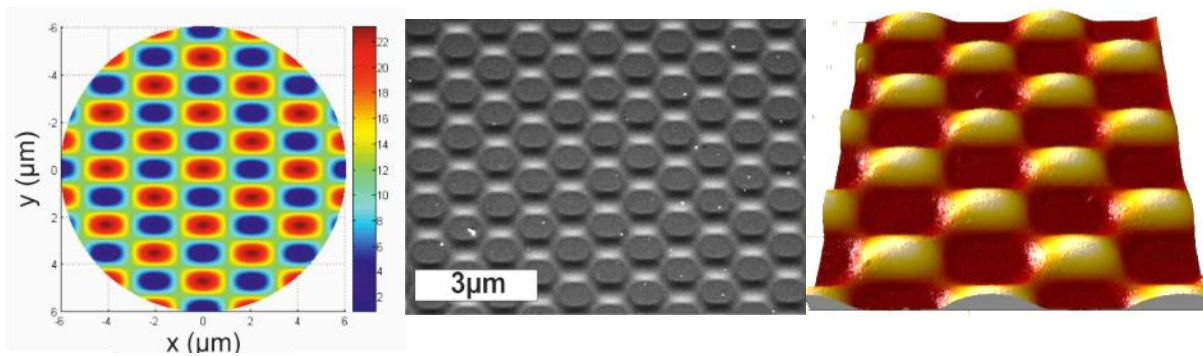


Bild 98: Links: Simulation (Rechtecke), Polarisation:  $(0^\circ, 45^\circ, 90^\circ)$ . Mitte: REM-Aufnahme einer Rechteckstruktur in Polyimid, Durchmesser  $1\mu\text{m}$ . Rechts: AFM-Aufnahme einer Rechteckstruktur in Fotolack, Durchmesser der Rechtecke  $1\mu\text{m}$ .

## 11.4 Vergleich ausgewählter Untersuchungsergebnisse mit thermodynamischen Zustandsgrößen

Die thermische Eindringtiefe  $\delta$  (Gleichung **11.1**) [59] ist ein Maß für die theoretisch, maximal erreichbare Ablationstiefe pro Laserpuls, bei der Laserbearbeitung von Oberflächen. Das aus der Querschnittsfläche  $A$  (Gleichung **11.2**) des Laserstrahls und der thermischen Eindringtiefen  $\delta$  (Gleichung **11.1**) errechnete Abtragsvolumen  $V_\delta$  (Gleichung **11.3**) stellt somit das theoretisch maximal erreichbare Abtragsvolumen pro Puls dar. Ein Vergleich dieser Abtragsvolumina der verwendeten Materialien mit den durch Untersuchungen ermittelten Abtragsvolumina  $V_d$  (Gleichung **11.4**) zeigt, dass die maximalen Werte nicht erreicht werden. (Tabelle **11**)

$$11.1 \quad \delta = \sqrt{4\kappa \tau}$$

$$11.2 \quad A = \frac{E_P}{F}$$

$$11.3 \quad V_\delta = A * \delta$$

$$11.4 \quad V_d = A * d$$

Eine Aufstellung der für diese Untersuchungen verwendeten physikalischen Größen zeigt Tabelle **14**.

Vergleich der Abtragsvolumina			
Material:	$V_d = A * d [cm^3]$	$V_\delta = A * \delta [cm^3]$	$V_\delta/V_d$
Polyetheretherketon	$8,6 \cdot 10^{-9} @38ns$	$2,2 \cdot 10^{-8}$	2,5
Edelstahl	$3,8 \cdot 10^{-12} @10ps$	$6,5 \cdot 10^{-11}$	17
Messing 58	$2,4 \cdot 10^{-12} @10ps$	$1,1 \cdot 10^{-10}$	45

Tabelle **11**: Vergleich der experimentell ermittelten Abtragsvolumina mit den theoretisch möglichen Abtragsvolumina

Sowohl bei dem verwendeten Edelstahl als auch bei dem verwendeten Messing (Kapitel 14), ist das theoretisch maximal erreichbare Volumen  $V_\delta$  um einen Faktor 17 bzw. 45 größer als das tatsächlich erreichte Volumen  $V_a$ . Die eingebrachte Energie dissipiert im Metall. Das Metall heizt sich bis zur thermischen Eindringtiefe auf. Bei diesem Vorgang entsteht ein Temperaturgradient. Der Gradient induziert einen konduktiven Wärmetransport und die Energiedichte nimmt mit zunehmender Tiefe ab. Bis zu einer Tiefe in der die eingebrachte Energie nicht mehr ausreicht um Material zu ablatieren wird das Material abgetragen. Diese Tiefe ist geringer als die thermische Eindringtiefe. Somit trägt nicht die gesamte eingestrahlte Energie zur Ablation des Materials bei, die im Metall über die Phononen-Elektronen Wechselwirkung in Wärme umgewandelt wird. Untersuchungen an dem thermoplastischen Polymer Polyetheretherketon (PEEK) ergeben eine geringere Abweichung vom theoretisch maximal erreichbaren Volumen  $V_\delta$ . Diese Abweichung wird mit einem Faktor 2,5 angegeben und ist auf die um zwei Größenordnungen geringere Temperaturleitfähigkeit  $\kappa$ , als die vom Edelstahl, zurückzuführen (Tabelle **13**). Zudem ist die Pulslänge des Lasers für die Bearbeitung von PEEK um drei Größenordnungen größer, als die Pulslänge mit der die Metallbearbeitung durchgeführt wird. Aus der geringen Temperaturleitfähigkeit  $\kappa$  und der längeren Einwirkzeit des Laserpulses, resultiert ein flacherer Temperaturgradient. Die Energiedichte nimmt mit zunehmender Tiefe langsamer ab. Aus diesen Gründen liegt die Abtragstiefe näher an der thermischen Eindringtiefe als bei Metallen.

Ein Vergleich der experimentell ermittelten Abtragsenergiedichte  $\varepsilon$ , (Gleichung **11.5**) mit der Summe aus der Schmelzenthalpie  $\Delta H_s$  und der Verdampfungsenthalpie  $\Delta H_v$ , des jeweiligen Materials verdeutlicht, dass für die Ablation des Materials mittels Laserstrahlung eine höhere Energie pro Volumeneinheit notwendig ist als aus einem thermischen Verfahren zu erwarten wäre. Bei Edelstahl entspricht dies einem Faktor 1,7 und bei Messing einem Faktor von 1,4 (Tabelle **12**). Hierbei ist die Summe aus  $\Delta H_s$  und  $\Delta H_v$  die Energie, die notwendig ist, um eine Volumeneinheit des jeweiligen Materials durch Einbringen von Wärme zu schmelzen und zu verdampfen. Da bei dem Ablationsprozess mittels Laserstrahlung die thermische Eindringtiefe der aufgewendeten Laserenergie nicht gleich der Ablationstiefe ist, muss der Energieaufwand für ein Volumenelement größer sein als bei einem thermischen Verfahren. Dies spiegeln die Untersuchungen wider.

11.5

$$\varepsilon = \frac{F}{\delta}$$

<b>Vergleich der Abtragsenergiedichte mit der Verdampfungsenthalpie</b>				
Material:	Abtragsenergiedichte: $\varepsilon \left[ \frac{kJ}{cm^3} \right]$ (experimentell)	Schmelzenthalpie: $\Delta H_s \left[ \frac{kJ}{cm^3} \right]$ (Literaturwerte)	Verdampfungsenthalpie: $\Delta H_v \left[ \frac{kJ}{cm^3} \right]$ (Literaturwerte)	Quotient: $\frac{\varepsilon}{\Delta H_s + \Delta H_v}$
Edelstahl	87,0	2,1	48,8	1,7
Messing 58	53,1	1,4	28,4	1,4

Tabelle 12: Vergleich der Abtragsenergiedichte des Laserablationsprozesses mit der Verdampfungsenthalpie

<b>Aufstellung der verwendeten Thermodynamischen Zustandsgrößen</b>				
Material:	$\delta$ [cm]	$\kappa \left[ \frac{m^2}{s} \right]$	$\Delta H_s \left[ \frac{J}{cm^3} \right]$	$\Delta H_v \left[ \frac{J}{cm^3} \right]$
Edelstahl	$2,3 \cdot 10^{-6}$ @10ps	$13,5 \cdot 10^{-6}$	2,1	48,8
Messing 58	$3,7 \cdot 10^{-6}$ @10ps	$35,5 \cdot 10^{-6}$	1,4	28,4
Polyetheretherketon	$1,4 \cdot 10^{-5}$ @38ns	$1,40 \cdot 10^{-7}$	k.A.	k. A.

Tabelle 13: Übersicht über die verwendeten thermodynamischen Zustandsgrößen

<b>Physikalische Größe</b>	<b>Symbol, Einheit</b>
Temperaturleitfähigkeit	$\kappa \left[ \frac{m^2}{s} \right]$
Pulslänge	$\tau$ [s]
Pulsenergie	$E_p$ [J]
Fluenz	$F \left[ \frac{J}{cm^2} \right]$
Abtragstiefe pro Laserpuls	$d$ [nm]
Thermische Eindringtiefe	$\delta$ [cm]
Verdampfungsenthalpie	$\Delta H \left[ \frac{J}{cm^3} \right]$
Energiedichte	$\varepsilon \left[ \frac{kJ}{cm^3} \right]$
Wärmeleitfähigkeit	$K \left[ \frac{W}{m \cdot K} \right]$
Dichte des Materials	$\rho \left[ \frac{g}{cm^3} \right]$
Spezifische Wärmekapazität	$c \left[ \frac{J}{g \cdot K} \right]$

Tabelle 14 Aufstellung der für diese Abschätzung verwendeten physikalischen Größen

Oberflächenstrukturierung  
mittels Dreistrahl-  
Laserinterferenz-Technik

## 12 Anwendungen der symmetrischen Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik

### 12.1 Nanostrukturierte Oberflächen zur ortsselektiven Anbindung von Nanostrukturen

Ein Ziel der Nanotechnologie ist, Strukturen mit einem hohen Oberflächen-Volumen-Verhältnis, für industrielle Anwendungen zu generieren; zum Beispiel sogenannte Nanotubes oder Nanorods.

Eine ortsselektiv nanostrukturierte Oberfläche mit anschließender chemischer Anbindung, beispielsweise durch eine chemische- oder physikalische-Dampfphasenabscheidung zu generieren ist ein Weg Strukturen mit einem hohen Oberflächen-Volumen-Verhältnis zu erzeugen.

Vor diesem Hintergrund wird der Fotolack ma-P 1202 XP auf ein Substrat aufgeschleudert. Durch eine Aufschleudergeschwindigkeit von 6000 Umdrehungen pro Minute entsteht eine Schichtdicke von ca. 120nm. Die Fotolackschicht wird mittels Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik strukturiert. Durch die so erzeugte hexagonale Lochstruktur wird das Substrat ortsselektiv freigelegt (Bild 99, Mitte). Eine chemische Anbindung an die Substratoberfläche ist nun möglich (Bild 99, rechts). Wird der Fotolack nach der chemischen Anbindung restlos entfernt, verbleiben Keimstellen an denen mit Hilfe weiterer chemischer Verfahren Nanotubes oder Nanorods mit einem hohen Oberflächen-Volumen-Verhältnis wachsen können (Bild 100, rechts). Beispielsweise können Silizium-Nanorods als Elektroden in Li-Ion-Batterien verwendet werden. Auf diese Weise kann die Kapazität und damit die Energiedichte dieser Batterien verbessert werden [60]



Bild 99

links:  
Substrat mit  
Fotolackschicht.  
Mitte:  
durchstrukturierte  
Fotolackschicht.  
rechts:  
chemische  
Anbindung durch  
das CVD-Verfahren

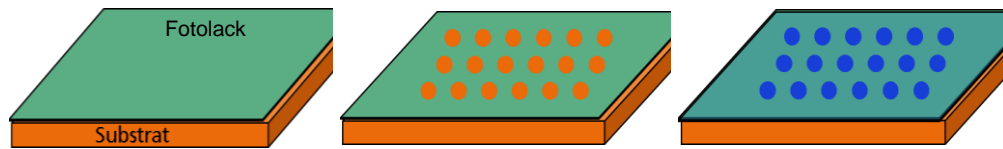


Bild 100

links:  
freie Keimstellen  
nach Entfernung des  
Fotolacks.  
rechts:  
Aufwachsen der  
Nanorods an den  
Keimstellen

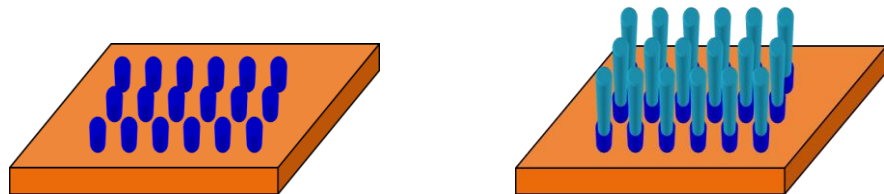
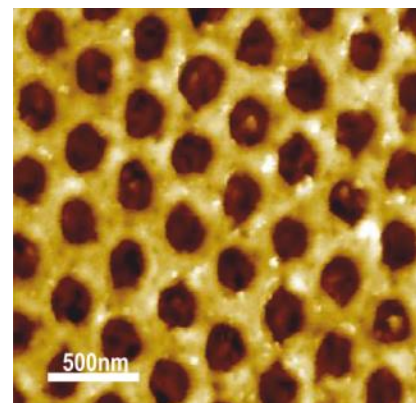
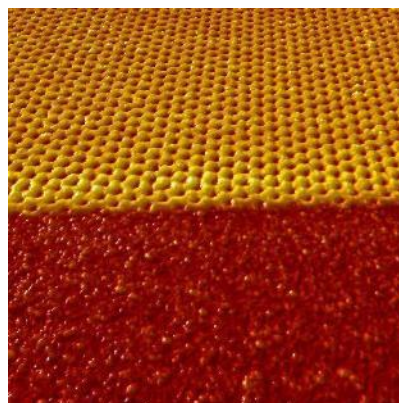


Bild 101

Links:  
strukturierte  
Fotolack ma-P1202  
auf einem Titan-  
Substrat  
rechts:  
Detailaufnahme  
dieser  
Fotolackschicht  
Schichtdicke 120nm  
Durchmesser der  
Löcher:  $d = 200nm$



## 13 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Erarbeitung technischer Konzepte und die grundlegende Beschreibung der direkten Oberflächenstrukturierung mittels Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik. Diese Technik stellt ein alternatives Verfahren zur Strukturierung von Oberflächen auf der Nanometer-Skala dar. Die Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik wird bereits in Kombination mit der Lackbelichtung und einem anschließenden Ätzverfahren in vielen unterschiedlichen Bereichen verwendet, um Mikro- und Nanostrukturen zu erzeugen (Interferenz-Lithographie) [61] [62]. Die Kombination aus Belichtung und anschließender Entwicklung ist aufwendig und kostenintensiv. Wird ein Fotolack auf eine Substratoberfläche aufgeschleudert und anschließend direkt mit geeigneter Laserstrahlung strukturiert, entfallen die zur Lithographie notwendigen Prozessschritte und die damit verbundenen Kosten.

In der vorliegenden Arbeit wird die direkte Strukturierung von Polymeren und erstmalig die direkte Strukturierbarkeit von unterschiedlichen Fotolacken untersucht. In dieser Arbeit werden verschiedene Techniken zur Laserinterferenzstrukturierung aufgezeigt:

- Der direkte Materialabtrag durch Ablation mittels Zwei- und Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik zur Erzeugung von Loch-, Näpfchen- oder Grabenstrukturen.
- Die Strukturierung unterhalb der Abtragschwelle durch Surface-Swelling.
- Eine Kombination aus direktem Materialabtrag und anschließendem Ätzverfahren zur Erzeugung von Mikrostrukturen in Quarzglas.

Die Untersuchungen zeigen, dass die maximal erreichbare Strukturtiefe beim direkten Materialabtrag abhängig ist von der gewählten Strukturperiode und der Anzahl der Laserpulse pro Stelle (Pulsstrategie).

Unabhängig von der Pulsstrategie und dem verwendeten Material nimmt die Strukturtiefe bei ansteigender Pulsenergie nach dem Erreichen eines Maximums ab. Dies wird auf den inkohärenten Anteil der Intensitätsmodulation zurückgeführt, der bei hohen Pulsenergien zum Abtrag beiträgt (Bild 63), (Kapitel 8).

Zwei unterschiedliche Polyetheretherketon-Proben (amorph und kristallin), die im UV-Bereich eine gleiche Absorption aufweisen (Bild, rechts), werden mittels

Zweistrahllaserinterferenz-Technik strukturiert. Mit beiden Materialien werden gleiche maximale Strukturiefen erreicht (Bild 64 und Bild 65). In dieser Arbeit wird gezeigt, dass die maximal erreichbare Strukturiefe unabhängig von der Verschiedenartigkeit in der Molekulanordnung der untersuchten Polyetheretherketon-Proben ist. Zusätzlich zu Linien werden Noppenstrukturen mittels der Zweistrahllaserinterferenz-Technik generiert. Dazu wird eine bereits strukturierte Probe um  $90^\circ$  gedreht und ein weiteres Mal strukturiert. Durch diese doppelte Strukturierung entstehen Noppenstrukturen, die beispielsweise eine Veränderung der Benetzbarkeit der Probenoberfläche bewirken können. Bei hydrophobem Material wird durch diese doppelte Strukturierung die Hydrophobie der Materialoberfläche verstärkt.

Die Intensitätsmodulation der Zweistrahllaserinterferenz wird durch eine phasenrichtige Einkopplung einer dritten ebenen Welle in die Ebene der zwei kohärenten Teilstrahlen verändert (Koplanare-Dreistrahllaserinterferenz-Technik). Auf diese Weise lassen sich kontrastreichere Nanostrukturen erzeugen. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass ohne einen Regelkreis, der die relative Phasenlage konstant hält, eine großflächige Strukturierung mit gleichbleibender Qualität nicht möglich ist.

Die Notwendigkeit eines Regelkreises wird durch die symmetrische Anordnung dreier kohärenter Teilstrahlen vermieden. Diese Nicht-Koplanare-Dreistrahllaserinterferenz-Technik ermöglicht die Herstellung komplexer Strukturen wie Löcher, Noppen oder Rechteckstrukturen. Die Geometrie der Struktur wird durch die Polarisationsrichtungen der E-Feld-Vektoren der einzelnen Teilstrahlen vorgegeben. Die in dieser Arbeit durchgeführten, umfangreichen Untersuchungen zeigen, dass die Intensitätsmodulation der nicht-koplanaren Dreistrahllaserinterferenz, unempfindlich gegenüber Symmetrieverletzungen ist, die durch Änderung der Probenposition in Z-Richtung oder durch einen Winkel- oder Abstandsfehler hervorgerufen werden. Unterschiede in den Intensitäten der einzelnen Teilstrahlen führen allerdings zu einer Verzerrung der hexagonal angeordneten Lochstrukturen. Eine Intensitätsreduzierung führt zu einer Verzerrung der Lochstruktur bis hin zu einer Linienstruktur, die mit den Ergebnissen der Zweistrahllaserinterferenz-Technik vergleichbar ist (Bild 48).

Ein Vergleich der berechneten Intensitätsmodulationen, mit den experimentell realisierten Strukturen, zeigt eine Übereinstimmung in der Form und der Anordnung der Nanostrukturen, für alle gewählten Polarisationswinkel (Bild 96,

Bild 97 und Bild 98).

In der nicht-koplanaren, symmetrischen Dreistrahllaserinterferenz, wird der theoretisch maximale Wert der Sichtbarkeit (Interferenzkontrast)  $V = 1$  nicht erreicht. Die Sichtbarkeit nimmt kontinuierlich mit zunehmendem Vereinigungswinkel ab [38]. Die Intensitätsmodulation hat somit einen

inkohärenten Anteil. Liegt der inkohärente Anteil energetisch über der Abtragsschwelle, kann die Strukturtiefe weder durch größere Pulsenergien noch durch eine größere Anzahl von Pulsen pro Stelle (Pulsstrategie) vergrößert werden. Der inkohärente Anteil führt zu einem flächigen Abtrag. Dies zerstört die vorher mit geringerer Energie generierten Loch-, Näpfchen-, oder Grabenstrukturen. (Bild 88 und Bild 89)

Zusätzlich zur Oberflächenstrukturierung durch Ablation mittels Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik, wird in dieser Arbeit erstmalig eine photothermisch induzierte Strukturierung der Oberfläche unterhalb der Abtragsschwelle, umfangreich untersucht. Dieser photothermische Effekt (Surface-Swelling) führt auf den Oberflächen von Fotolacken zu periodischen Strukturen (Kapitel 10). Durch die Oberflächenmodifikation werden Strukturhöhen von  $h > 100\text{nm}$  erreicht. Des Weiteren wird eine Korrelation der Strukturhöhe mit der Pulsenergie und eine Unabhängigkeit der Strukturhöhe von der Anzahl der verwendeten Pulse pro Stelle festgestellt. Die zur Erzeugung einer maximalen Strukturhöhe notwendige Pulsenergie ist umgekehrt proportional zur Strukturperiode (Kapitel 10.1).

Die symmetrische Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik lässt sich in Verbindung mit dem Reaktiven-Ionenätzen (RIE) zur Strukturierung von Glasoberflächen nutzen. Je nach Wahl des Glas-Substrates und der Schichtdicke des verwendeten Fotolackes, werden Loch- oder Noppenstrukturen bis zum fünffachen der Schichtdicke des Fotolacks realisiert (Kapitel 11.2). Somit ermöglicht die hybride Technik, bestehend aus der direkten Strukturierung mittels Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik und dem anschließenden Ionen-Ätzen, die Nanostrukturierung von Glas in wenigen Prozessschritten.

Eine weitere Anwendung der symmetrischen Dreistrahl-Laserinterferenz-Technik ist die ortsselektiv induzierte Abscheidung von chemischen Substanzen. Dazu wird eine Fotolackschicht auf einem Trägersubstrat durch Strukturierung ortsselektiv abgetragen. Anschließend wird an den freigelegten Stellen eine chemische Substanz (Feststoffkomponente) durch ein CVD-Verfahren, beispielsweise als Keimstelle für eine Kristallisation deponiert (Kapitel 12.1).

Mit dieser Arbeit werden grundlegende Erkenntnisse zur direkten Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik dargestellt und die Grenzen dieser Strukturierungstechnik aufgezeigt. Insbesondere zeigt diese Arbeit die Möglichkeit auf, Fotolacke ohne die lithographischen Prozessschritte der Belichtung und der Entwicklung zu strukturieren und auf diese Weise Nanostrukturen zu generieren.

Diese Arbeit zeigt das breite Anwendungsfeld auf, das durch die Vielfältigkeit der möglichen Anwendungen der Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik, insbesondere in Kombination mit einem direkt strukturierten Fotolack erschlossen wird.

## 14 Ausblick

Die vorliegende Arbeit zeigt die Basis und die Randbedingungen zur Oberflächenstrukturierung verschiedener Materialien mittels Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik und deren Anwendungen auf.

Zur Bearbeitung der Polymermaterialien wird ein Nd:YAG Laser mit einem Gaußschen Strahlprofil verwendet. Das Gaußsche Strahlprofil weist im Zentrum des Strahls eine höhere Intensität auf als am Rand. Aus diesem Grund ist der Materialabtrag und damit die laterale Strukturierung inhomogen. Durch eine Strahlformung von einem Gaußschen Strahlprofil zu einem Rechteck (Top-Hat) Profil lassen sich gleichmäßigere Intensitäten und somit ein homogenerer Materialabtrag über den gesamten Strahlquerschnitt erreichen.

Nanostrukturen auf Metalloberflächen in der Größenordnung von wenigen hundert Nanometern sind mit einem Laser der Pulslänge von einigen Nanosekunden nicht realisierbar. Das Aufschmelzen des Metalls führt zu einer Zerstörung der generierten Nöpfchen-, oder Grabenstrukturen.

Bei der Herstellung von Nanostrukturen in Metallen mittels Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik wird das Metall bei einer Pulslänge  $t_p = 38ns$  im Maximum der Intensitätsverteilung bis zur Verdampfung aufgeheizt. Aber auch die Bereiche der minimalen Intensitätsverteilung werden auf Grund des langen Laserpulses von  $t_p = 38ns$  und der Temperaturleitfähigkeit des Metalls bis zum Schmelzpunkt aufgeheizt.

In der bestrahlten Zone liegt zwischen dem Maximum und dem Minimum ein Temperaturunterschied vor. Die Oberflächenspannung des geschmolzenen Metalls ist abhängig von der Temperatur. Dieser Unterschied in der Oberflächenspannung führt zu einem Materialfluss hin zu den Bereichen mit geringerer Temperatur (Marangoni Konvektion) [63], [64]. Die durch Verdampfung erzeugten Nanostrukturen werden durch das einfließende, heiße Metall zerstört [65] [66]. Für die Metallbearbeitung sind daher Laser mit Pulslängen von wenigen Piko- oder Femtosekunden geeignet [67].

Erste Strukturierungsversuche mit einem Laser der Wellenlänge  $\lambda = 355nm$  und der Pulslänge  $t_p = 10ps$  zeigen Linien- und Lochstrukturen auf Metallproben die mittels Zwei- oder Vierstrahl-Laserinterferenz-Technik erzeugt werden (Bild 102, Bild 103 und Bild 104).

Bild 102  
 Edelstahl-Probe mit  
 Linien- und  
 Lochstrukturen:  
 Periode  $\Lambda = 780nm$   
 Fluenz  $0,1J/cm^2$   
 Strukturtiefe: 55nm  
 Pulsanzahl: 400

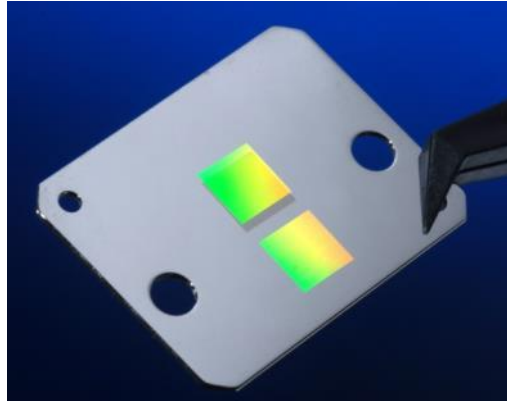


Bild 103  
 AFM-Aufnahme von  
 Lochstrukturen in  
 Edelstahl.  
 Lochdurchmesser:  
 $d = 300nm$   
 Fluenz:  $0,08J/cm^2$   
 Pulsanzahl: 400

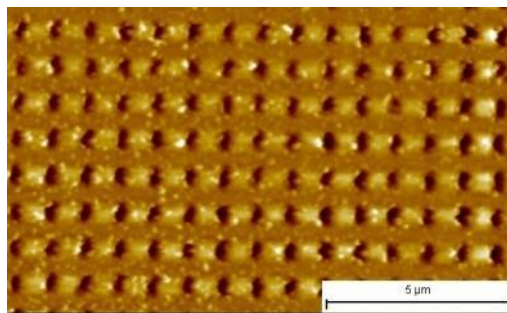
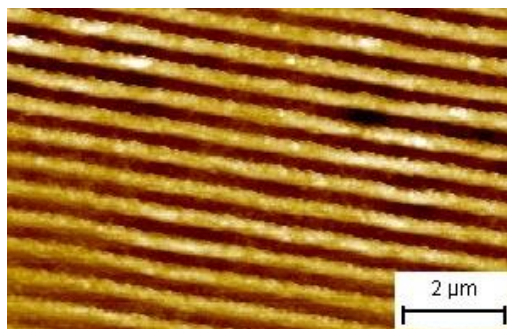


Bild 104  
 AFM-Aufnahme von  
 Linienstrukturen in  
 Messing.  
 Periode  $\Lambda = 780nm$   
 Fluenz:  $0,1J/cm^2$   
 Strukturtiefe: 350nm  
 Pulsanzahl: 400



Viele Polymermaterialien absorbieren in dem UV-Bereich  $\lambda < 350nm$  mehr als 75% der einfallenden Laserstrahlung [68]. Daher ist eine Bearbeitung von Polymermaterialien wie beispielsweise Polycarbonat, Polyethylen, Polypropylen oder Polyurethan mit einer Laserstrahlung der Wellenlänge  $\lambda = 266nm$  vorteilhaft [69].

Bei der Verwendung von Laserstrahlung der Wellenlänge  $\lambda = 266nm$  und dem vorgegebenen Vereinigungswinkel, entstehen mittels Zweistrahl-Laserinterferenz-Technik um 25% kleinere Perioden und Strukturen, verglichen mit einer Laserstrahlung der Wellenlänge  $\lambda = 355nm$ . Von besonderem wissenschaftlichem Interesse ist der Vergleich dieser Strukturen mit den in dieser Arbeit präsentierten Ergebnissen (Wellenlänge:  $\lambda = 355nm$  ). Der Unterschied der minimalen Strukturbreite und maximalen Strukturtiefe sowie die sich hieraus ergebene Eigenschaft, wie der Lotuseffekt kann direkt gegenübergestellt werden. [70] [63] [46]. Aus diesen Gründen ist die Verwendung eines Lasers der Wellenlänge  $\lambda = 266nm$  für weiterführende Untersuchungen zur Mehrstrahl-Laserinterferenz-Technik von großem Wert.



Ausblick

## 15 Literaturverzeichnis

- [1] J. Yoo et al., 2006.
- [2] H. Jansen, M. de Boer, J. Burger, R. Legtenberg and M. Elwenspoek, 1995.
- [3] D. Ruby, W. Schubert, J. Gee and S. Zaidi, "US Patent No 6091021," 2006.
- [4] V. Wagner und D. Wechsler, „Technologieanalyse Nanobiotechnologiell,“ BMBF-Bericht, 2004.
- [5] H. M. H. F. IGB, Nano-Dynamik tribologischer Paarungen auf plasmastrukturierten Oberflächen und deren Herstellung, Fraunhofer Verlag, 2012.
- [6] C. Lu and R. Lipson, "Interference lithography a powerful tool for fabrication periodic structures," *Laser und Photonics Review*, pp. 568-580, 2009.
- [7] A. Robinson, *The Last Man Who Knew Everything*, Plume, 2007.
- [8] G. Swenson, „Michelson Morley Experiment,“ in *Encyclopedia of Physics*, Trigg, Hrsg., Wiley-VCH, 1990.
- [9] N. Koo et al., „Improved mold fabrication for the definition of high quality nanopatterns by Soft UV-Nanoimprint lithography using diluted PDMS material,“ *Microelectronic Engineering*, Bd. 84, pp. 904-908, 2007.
- [10] A. Fuchs et al., "Lithography potential of UV-nanoimprint," *Current Applied Physics*, no. 8, pp. 669-674, 2008.
- [11] K. H. U. Wolff, „GMM Conference: Technologien und Werkstoffe der Mikro- und Nanosystemtechnik, Karlsruhe,“ Universität Paderborn, 2007.
- [12] K. Heyers, „Bosch BMBF Forschungsbericht,“ Stuttgart, 2001.
- [13] M.. Muhlberger et al., *Microelectronic Engineering*, Netherlands.
- [14] J. Guo, "Nanoimprint Lithography: Methods and Material Requirements," *Advanced Materials*, 2006.
- [15] T. Heil und M. Lowisch, „EUV-Lithographie die Chipfertigung der Zukunft,“ in *Photonik*, Bd. 40, 2008, pp. 44-47.
- [16] U. Stamm, H. Schwoerer and R. Lebert, "Strahlquellen für die EUV-Lithographie," 2002.
- [17] J. H. Peters, AMTC Dresden, 2009.
- [18] G. Schriever, U. Stamm and C. Ziener, "BMBF Forschungsbericht Band 36," XTREME Technologies, Jena, 2005.
- [19] C. Marrian, E. A. Dobisz and O. Glembocki, US Naval Res. Lab Reseach and Development, Band 34, Washington USA.
- [20] W. Langheinrich and H. Beneking, vol. Band 264.
- [21] A. Notargiacomo et al., vol. 19, 2002.

- [22] J. Yoo, G. Yu and J. Yi, "Large area multicrystalline silicon solar cell fabrication using reactive ion etching," in *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 95, 2011, pp. 2-6.
- [23] J. Yoo, "Reactive Ion Etching Technique for Application in Crystalline Silicon Solar Cells," in *Solar Energy*, vol. 84, ELSEVIER, 2010, pp. 730 -734.
- [24] A. Cannon and W. King, "Hydrophobicity of curved microstructured surfaces," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 20, 2010.
- [25] N. Patankar, "On the Modeling of Hydrophobic Contact Angles on Rough Surfaces," *Langmuir*, vol. 19, pp. 1249-1253, 2003.
- [26] C. Extrand, "Model for Contact Angles and Hysteresis on Rough and Ultraphobic Surfaces," *Langmuir*, vol. 18, pp. 7991-7999, 2002.
- [27] C. Extrand, "Criteria for Ultraphobic Surfaces," *Langmuir*, vol. 20, 2004.
- [28] N. Shirtcliffe et al., "The use of high aspect ratio photoresist (SU 8) for super-hydrophobic pattern prototyping," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 14, 2004.
- [29] A. Kawai und H. Negata, „Wetting behavior of liquid on geometrical rough surface formed by photolithography," *Journal of Applied Physics*, Bd. 33, 1994.
- [30] A. F. Lasagni et al., „Large Area Direct Fabrication of periodic Arrays using Interference Patterning," *Physics Procedia*, pp. 214-220, 2011.
- [31] M. Bieda, E. Beyer und A. F. Lasagni, „Direct Fabrication of Hierarchical Microstructures on Metal by Means of Direct Laser Interference Patterning," *Journal of Engineering Materials and Technology*, Nr. 132, pp. 031015-1 - 031015-6, July 2010.
- [32] A. F. Lasagni, J. L. Hendricks, C. M. Shaw, D. Yuan, D. C. Martin und S. Das, „Direct laser interference patterning of poly(3,4-ethylene dioxythiophene)-poly(styrene sulfonate) (PEDOT-PSS) thin films," *Applied Surface Science*, Nr. 255, pp. 9186-9192, 2009.
- [33] A. F. Lasagni, P. Shao, J. L. Hendricks, C. M. Shaw, D. C. Martin und S. Das, „Direct fabrication of periodic patterns with hierarchical sub-wavelength structures on poly(3,4-ethylene dioxythiophene)- poly(styrene sulfonate) thin films using femtosecond laser interference patterning," *Applied Surface Science*, Nr. 256, pp. 1708-1713, 2010.
- [34] H. Phillips, D. Callahan, R. Sauerbrey, G. Szabo and Z. Bor, "Direct Laser Ablation of Sub-100nm Line Structures in Polyimide," *Applied Physics A*, vol. 54, pp. 158-165, 1991.
- [35] S. Kuiper, H. Wolferen van, C. Rijn van, W. Nijdam, G. Krijnen und M. Elwenspoek, „Fabrication of microsieves with sub-micro pore size by laser interference lithography," *J. Micromech. Microeng.*, Nr. 11, pp. 33-37, 2001.
- [36] K. Chen, J. Ihlemann, P. Simon, I. Baumann und W. Sohler, „Generation of submicron surface gratings on LiNbO<sub>3</sub> by ultrashort UV laser pulses," *Applied Physics A*, Nr. 65, pp. 517-518, 1997.
- [37] S. Beckemper, J. Huang, A. Gillner and K. Wang, "Generation of Periodic Micro- and Nanostructures by Parameter-Controlled Three-beam Laser Interference Technique," *Journal of Laser Micro and Nanoengineering*, vol. Vol. 6, no. No 1, pp. 49-53, 2011.
- [38] L. CAI, X. YANG and Y. WANG, "Interference of three noncoplanar beams: patterns, contrast and polarization optimization," *Journal of Modern Optics*, vol. 49, no. 10, pp. 1663-1672,

2002.

- [39] Victrex, Victrex-Peek-Aktiv Broschüre, 2007.
- [40] M. Georg and J. Stevens, "Exploring and engineering the cell surface interface," *Science*, vol. 310, no. 5751, pp. (1135-1138), 2005.
- [41] N. Sniadecki, R. Desai, S. Ruiz and C. Chen, "Nanotechnology for cell-substrate interactions," vol. 34, pp. 59-74, 2006.
- [42] B. Zhu, Q. Zhang, Q. Lu, Y. Xu, J. Yin, J. Hu and Z. Wang, "Nanotopographical guidance of C6 glioma cell alignment and oriented growth," *Biomaterials*, vol. 25, pp. 4215-4223, 2004.
- [43] M. Mahoney, R. Chen, T. Tan and W. Saltman, "The influence of microchannels on neurite growth and architecture," *Biomaterials*, vol. 26, no. 7, pp. 771-778, 2005.
- [44] E. Bremus-Koebberling, U. Meier-Mahlo, O. Henkenjohann, S. Beckemper and A. Gillner, "Laser structuring and modification of polymer surfaces for chemical and medical micro components," *Proc. SPIE*, vol. 5662, pp. 274-279, 2004.
- [45] E. Bremus-Koebberling, S. Beckemper, B. Koch and A. Gillner, "Nano structures via laser interference patterning for guided cell growth of neuronal cells," *Journal of Laser Applications*, pp. 042013/1-042013/6, July 2012.
- [46] D. Langheinrich, E. Yslas, M. Broglia, V. Rivarola, D. Acevedo and A. Lasagni, "Control of Cell Growth Direction by Direct Fabrication of Periodic Micro-and Submicrometer Arrays on Polymers," *Journal of Polymer Science Part B: Polymer Physics*, vol. 50, pp. 415-422, 2011.
- [47] W. Barthlott and C. Neinhuis, "Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces," *Planta*, no. 202, pp. 1-8, 1997.
- [48] C. Neinhues und W. Barthlott, „Characterization and distribution of water-repellent, self-cleaning plant surfaces," *Annals of Botany*, Bd. 79, pp. 667-677, 1997.
- [49] X. Feng et al., vol. Langmuir, no. 23, p. 4892, 2007.
- [50] C. Berendsen et al., *Applied Surface Science*, vol.no. 255, pp. 9305-9310, 2009.
- [51] W. Michaeli, M. Schöngart, F. Klaiber and S. Beckemper, "Production of Superhydrophobic Surfaces Using a One-Step Variothermal Injection Moulding Process," *Micro and Nanosystems*, vol. 3, 2011.
- [52] H. Fukumura, N. Mibuka, S. Eura and H. Masuhara, "Porphyrin-Sensitized Laser Swelling and Ablation of Polymer Films," vol. 53, pp. 255-259, 1991.
- [53] H. Hiraoka, "In: Photochemistry on Solid Surfaces," pp. 448-468, 1989.
- [54] R. Srinivasan, B. Braren und K. Casey, „Nature of "incubation pulses" in the ultraviolet laser ablation of polymethyl methacrylate," *Journal of Applied Physics*, vol. 68, Nr. 4, pp. 1842-1847, 1990.
- [55] Y. Liu, H. Cole, H. R. Philipp und R. Guida, *Proc. SPIE*, Bd. 774, 1987.
- [56] Hollemann-Wiberg, Lehrbuch de anorganischen Chemie, Berlin: Walter de Gruyter, 1995, p. 944.
- [57] H. Scholze, Glas-Natur, Struktur und Eigenschaften, Springer-Verlag, 1988.
- [58] W. Vogel, Glaschemie, Springer-Verlag, 1992.

- [59] R. Poprawe, *Lasertechnik für die Fertigung: Grundlagen, Perspektiven und Beispiele für den innovativen Ingenieur.*, Berlin: Springer Verlag, 2005.
- [60] H. Kienle von und E. Bäder, *Aktivkohle und ihre industrielle Anwendung*, Stuttgart: Ferdinand Enke, 1980.
- [61] C. Moormann, J. Bolten und H. Kurz, „Spatial phase locked combination lithography for photonic crystal devices,” *Microelectronic Engineering*, vol. 73, pp. 417-422, 2004.
- [62] M. Lemme, C. Moormann, H. Lerch, M. Möller, B. Vratzov und H. Kurz, „Triple Gate MOSFETs fabricated with Interference Lithography,” *Nanotechnology*, Bd. 15, pp. 208-210, 2004.
- [63] C. Chan, H. Peng, G. Liu, K. McIlwraith, X. Zhang, R. Huggins and Y. Cui, "High Performance Lithium Battery Anodes Using Silicon Nanowires," *Nature Nanotech*, vol. 3, pp. 31-35, 2008.
- [64] J. Drezet, S. Pellerin, C. Bezencon and S. Mokadem, "Modelling the Marangoni Convection in Laser Heat Treatment," *Journal of Physics IV*, vol. 120, 2004.
- [65] M. Allmen von and A. Blattner, *Laserbeam Interactions with Materials Physical Principles and Applications*, Heidelberg: Springer Verlag, 1995.
- [66] M. Bieda, E. Beyer und A. Lasagni, „Direct Fabrication of Hierarchical Microstructures on Metals by Means of Direct Laser Interference Patterning,” *Journal of Engineering Materials and Technology*, Nr. 132, 2010.
- [67] T. Boeck und A. Theiss, „Marangoni-Konvektion in Flüssigmetallen,” *Wiss. Zeitschrift d. Technischen Uni. Dresden*, Bd. 2, pp. 92-94, 1998.
- [68] P. Simon und J. Ihlemann, „Polymer surface modification by plasma and photons,” *Appl. Phys*, Bd. A 63, 1996.
- [69] C. Chan und T. H. Ko, „Polymer surface modification by plasma and photons,” *Surface Science Reports*, Bd. 24, pp. 1-54, 1996.
- [70] T. Recktenwald und F. Mücklich, „Periodische Modifizierung von Polymeroberflächen durch Laserinterferenzstrukturierung,” *Praktische Metallographie*, Bd. 40, 2003.

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand neben meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer Institut für Lasertechnik in Aachen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Reinhart Poprawe M.A. für die Möglichkeit, am Lehrstuhl für Lasertechnik der RWTH Aachen University promovieren zu dürfen und für die Betreuung dieser Arbeit aber auch für seine Bereitschaft sich Zeit für ein Gespräch zu nehmen und mir stets das Gefühl gab, dass während des Gespräches nichts wichtiger ist als eben dieses Gespräch.

Für die Übernahme des Korreferats und der intensiven Begutachtung meiner Dissertation danke ich Herrn Prof. Dr. Werner Karl Schomburg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Arnold Gillner für die Motivation zu dieser Arbeit und sein stetes Interesse am Gelingen dieser Arbeit.

Des Weiteren danke ich Dr. Moritz Schaefer für das Korrekturlesen und seine wertvollen Anregungen, die entscheidend zur Qualität dieser Arbeit beigetragen haben. Michael Steger danke ich für die fast schon freundschaftliche Unterstützung bei der Anfertigung der Dissertation. Frau Dr. Claudia Hartmann danke ich für ihre Hilfsbereitschaft während der letzten Phase dieser Promotion.

Bei allen Kolleginnen und Kollegen bedanke ich mich für die hilfsbereite und freundliche Zusammenarbeit und für die überaus angenehme Arbeitsatmosphäre.

Besonderen Dank gebührt meiner Frau Petra Beckemper-Kooymans, die mir während der arbeitsintensiven Phase dieser Arbeit stets den Rücken freigehalten hat. Danke, Schatz.