



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6885

Fehllicht in LIGA-Mikrospektrometern

A. Last, J. Mohr

Institut für Mikrostrukturtechnik

Oktober 2003

Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6885

Fehllicht in LIGA-Mikrospektrometern

Arndt Last^{*)}, Jürgen Mohr
Institut für Mikrostrukturtechnik

^{*)} von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2003

Impressum der Print-Ausgabe:

**Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

ISSN 0947-8620

Fehllicht in LIGA- Mikrospektrometern

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften

von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

genehmigte
Dissertation

von Dipl.-Phys. Arndt Last
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Dezember 2002

Hauptreferent: Prof. Dr. V. Saile
Korreferent: Prof. Dr. C. Stiller

Kurzfassung

Koppelt man monochromatisches Licht in ein Spektrometer ein, erwartet man für ein ideales Spektrometer in der Spektralverteilung eine einzige Linie bei der eingekoppelten Wellenlänge. Aufgrund von Fertigungstoleranzen tritt jedoch auch an anderen Stellen Licht auf, das als Fehllicht bezeichnet wird. Der Anteil des Fehllichts im gemessenen Spektrum bestimmt die technische Einsetzbarkeit von Mikrospektrometern. Um den kommerziellen Erfolg der LIGA-Mikrospektrometer in weiteren Anwendungsgebieten zu gewährleisten, müssen die Systeme bezüglich ihrer optischen Eigenschaften optimiert und der Fehllichtanteil reduziert werden.

Ziel dieser Arbeit war es, die Ursachen für Fehllicht in LIGA-Mikrospektrometern zu identifizieren, zu bewerten und daraus Ansatzpunkte für prozesstechnische Verbesserungen zu erarbeiten. Dazu war es notwendig, neue Mess- und Auswertemethoden zu entwickeln, die der geringen Größe und der Bauform der LIGA-Gitterspektrometer gerecht werden.

Aufgrund fotografischer Aufnahmen der Spektrometer konnten Unzulänglichkeiten im Spektrometerlayout als eine Quelle des Fehllichts ausgemacht werden. Dieser Anteil konnte durch Änderungen des Spektrometerlayouts im Bereich der Lichteinkoppelbereiche und des Lichtauskoppelspiegels deutlich reduziert werden.

Die Auswertung der gemessenen Spektren zeigte, dass ein Großteil des Fehllichts nicht durch Reflexionen an rauen Oberflächen oder durch Mehrfachreflexionen auf den Detektor gelangt, sondern durch Unregelmäßigkeiten im Gitter verursacht wird. Um die Größe und Art der Abweichungen der Gitterform von der Sollform zu bestimmen, wurden verschiedene Methoden eingesetzt. Rasterelektronenmikroskopische und rasterkraftmikroskopische Aufnahmen lieferten Aussagen über die Einhaltung der Form der einzelnen Gitterzähne. Dabei wurde eine mit der Zahl der Prozessschritte zunehmende Verrundung der einzelnen Gitterzähne festgestellt. Eine leichte Zunahme der Oberflächenrauigkeit der Zahnflanken konnte ebenfalls festgestellt werden. Beides führt jedoch nicht zu dem beobachteten Anstieg des Fehllichtanteils. Zur präzisen Vermessung der Position einzelner Gitterzähne wurde ein Elektronenstrahlschreiber mit seinem laserinterferometrisch kontrollierten Probenstisch als Rasterelektronenmikroskop genutzt. Dabei wurden lokale Abweichungen von der Gittersollform von im Mittel 23 nm bis 32 nm gemessen, die stark zum Fehllichtaufkommen beitragen. Verschiedene, eigens angepasste fotografische Aufnahmemethoden zeigten, dass sowohl die LIGA-Seitenwände als auch die Gitterstrukturen nichtperiodische und periodische Strukturabweichungen aufweisen. Mit Hilfe einer fourieroptischen Auswertung solcher Aufnahmen wurden die Periodenlängen dieser Störungen ermittelt. Die ermittelten Periodenlängen von etwa 4,3 μm und 500 μm decken sich mit der maximalen Trapezfeldgröße (einem Parameter im ersten Strukturierungsschritt) und der Hauptablenkungsfeldgröße (die Länge, nach welcher der Probenstisch bei der Maskenstrukturierung verschoben wird) des Elektronenstrahlschreibers.

Zur Kompensation des Fehllichtanteils in gemessenen Spektren wurde im Rahmen dieser Arbeit ein iterativer Algorithmus entwickelt, der es erlaubt, den Fehllichtanteil rechnerisch weitgehend zu unterdrücken. Der Algorithmus beruht darauf, dass sich durch Entfaltung der Spektren auf das eingekoppelte Spektrum zurückschließen lässt.

Um den Fehllichtanteil der Mikrospektrometer weiter zu senken, ist es notwendig, eine LIGA-Maskentechnik zu entwickeln, die es erlaubt, die Goldabsorberstrukturen mit einer absoluten lateralen Positionsgenauigkeit von besser 20 nm auf der Trägermembran zu platzieren.

Abstract

“Misguided Light in LIGA-Mikrospectrometers”

A perfect spectrometer is expected to yield a single line only, which is representative of the wavelength of incoming monochromatic light. Due to production tolerances, however, light also appears at other points. This light is referred to as misguided light. The proportion of misguided light in the spectrum measured determines the technical applicability of microspectrometers. To ensure commercial success of LIGA microspectrometers in further fields of application, improved optical properties with a minimum of misguided light are therefore essential.

The aims of this dissertation were to identify the sources of misguided light in LIGA microspectrometers and to implement improvements. To reach this objective, novel measurement and analysis methods tailored to the small size and to the design of the LIGA microspectrometers had to be developed.

On the basis of photographs, deficiencies in the layout of the spectrometers were identified as a source of misguided light. The corresponding proportion was clearly reduced by changing the spectrometer layout in the area where the light is coupled in respectively in the area of the mirror reflecting the light to the detector.

Evaluation of the spectra measured revealed that a vast fraction of the misguided light is not passed to the detector by reflection at rough surfaces or multiple reflection at side walls, but caused by irregularities of the grating. Therefore, various methods were employed to determine the extent and characteristics of grating deviations from the geometrical optimum. A scanning electron microscope and atomic force microscope were used to determine the characteristics of the individual teeth of the grating. It was found that rounding of the teeth increased with each process step. In addition, an increase of the surface roughness was observed. However, even these imperfections could not account for all the misguided light. An electron beam writer with a laser-interferometrically controlled table was used (in its scanning electron microscope mode) to precisely measure the positions of the individual grating teeth. Local deviations were found to range from 23 nm to 32 nm on the average. It is now known that such local deviations account for most of the misguided light. Various photographic exposure techniques (each one specifically adapted to the microspectrometer) showed periodic and erratic structural deviations for both the LIGA side walls and the grating. A fourier-optical analysis of these photographs yielded periods of 4.3 μm and 500 μm , which correspond to the maximum trapezoid field size (a parameter in the first structuring step) and the size of the main field deflection of the electron beam writer (the distance the table with the sample is moved stepwise when structuring the mask), respectively.

To compensate for misguided light in the measured spectra, an iterative algorithm was developed, allowing for a suppression of the preponderating part of the misguided light. Since the properties of the system are known, the algorithm was based on calculations of the original spectrum by deconvolution of the measured spectra.

Further reduction of misguided light requires the development of a LIGA mask technique, by means of which the absorbing gold structures are placed on the carrier membrane with an absolute lateral positioning accuracy of < 20 nm.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
1. Einleitung	1
2. LIGA-Verfahren	3
3. Funktion der Mikrospektrometer	6
3.1 Einführung	6
3.2 Lichteinkopplung über Lichtleiter	7
3.3 Eintrittsspalt	8
3.4 Wellenleiter	10
3.5 Gitter	12
3.6 Auskoppelspiegel	15
3.7 Detektor	15
4. Theoretische Beschreibung des Fehllichts	17
4.1 Definition und Messgröße des Fehllichts	17
4.2 Mögliche Entstehungsorte und -arten von Fehllicht	20
4.3 Fourieroptische Beschreibung der Spektrometer	21
4.3.1 Einzelspalt	21
4.3.2 Doppelspalt	23
4.3.3 Ideales Gitter	25
4.3.4 Zweidimensionale Durchlassfunktionen	28
4.4 Theoretische Beschreibung von Gitterfehlern	29
4.4.1 Abbildungsfehler des Konkavgitters	29
4.4.2 Modenverbreiterung	29
4.4.3 Gittergeister	31
4.4.4 Gras	35
4.4.5 Satelliten	35
4.4.6 Streulicht	35
4.4.7 Oberflächenplasmonen	36
4.4.8 Übersicht über die Gitterfehler	37
5. Mess- und Untersuchungsmethoden	41
5.1 Spektren bei monochromatischer Einstrahlung	41
5.2 Rasterkraftmikroskop	42
5.3 Rasterelektronenmikroskop	43
5.4 Messungen am Elektronenstrahlschreiber	43
5.5 Fotografische Charakterisierung	44
5.5.1 Langzeitaufnahmen von Folienwellenleitern	45
5.5.2 Strahlengang bei Hohlwellenleitern	45
5.5.3 Seitenwände in Reflexion	47

5.5.4	Das Gitter im Licht der Schwanenhalslampe	47
5.5.5	Das Gitter durch eine Apertur	48
5.5.6	Gekrümmter Film in der Fokusebene	49
5.5.7	Fehllichtuntergrund im Spektrum	50
5.5.8	Beugungsbilder bei Laserbeleuchtung	51
6.	Analyse der Ursachen für Fehllicht	52
6.1	Allgemeine Aussagen und statistische Daten	52
6.2	Eintrittsspalt	53
6.3	Hilfsstrukturen	55
6.3.1	Hilfsstrukturen von Folien- und Wellenleiterspektrometern	55
6.3.2	Rasterkraftmikroskopische Überprüfung der Seitenwandform	58
6.3.3	Rauigkeit der Seitenwand	59
6.3.4	Beugung an Seitenwänden	60
6.4	Wellenleiter	61
6.4.1	Rauigkeit der Wellenleiteroberflächen	61
6.4.2	Führung von Streulicht im Wellenleiter	64
6.4.3	Dellen im abgeformten Wellenleiter	64
6.5	Auskoppelspiegel	67
6.5.1	Defekte des Auskoppelspiegels	67
6.5.2	Überstrahlung des Auskoppelspiegels	69
6.5.3	Rückreflexion über den Auskoppelspiegel	69
6.6	Gitter	76
6.6.1	Wellenlängenabhängigkeit des Fehllichts	76
6.6.2	Hinweis auf periodische Gitterfehler aus Einlinienspektren	76
6.6.3	Rasterkraftmikroskopische Gitterformbestimmung	77
6.6.4	Elektronenmikroskopische Gitterformbestimmung	81
6.6.5	Fotografische Aufnahmen zu den Fehllichteigenschaften	84
7.	Einige Maßnahmen zur Fehllichtunterdrückung	90
7.1	konstruktive Maßnahmen zur Fehllichtunterdrückung	90
7.1.1	Schwärzen der Mantelschicht des Folienwellenleiters	90
7.1.2	Geometrisch optimierte Verspiegelung von Gitter und Auskoppelkante beim Folienwellenleiter	91
7.2	Softwarealgorithmus zur Fehllichtunterdrückung	93
8.	Zusammenfassung und Ausblick	98
9.	Anhang A: Belichtung des Zwischenmaskenresists	103
10.	Anhang B: Simulationsergebnisse zur Wirkung von Gitterfehlern	106
11.	Literaturverzeichnis	110
12.	Variablen- und Abkürzungsverzeichnis	113

“Profound insights are slow in coming. What few we have took over three thousand years to glean even though the pace is ever quickening. It is marvelous indeed to watch the answer subtly change while the question immutably remains – *what is light?*”

Eugene Hecht / Alfred Zajac, Optics, §1: A brief history, S. 10, 1974

1 Einleitung

Am Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT) werden Mikrospektrometer entwickelt, die mit dem LIGA- (Lithografie, Galvanik und Abformung) Verfahren gefertigt werden [Men 1997]. Das LIGA-Verfahren erlaubt die Strukturierung von bis zu einigen Millimeter hohen Kunststoffschichten mit fast beliebigen Konturen. Dadurch können alle in den Spektrometern benötigten Strukturen wie Faserschacht für die Einkoppelfaser, Eintrittsspalt, Gitter sowie Auskoppelspiegel auf einem Abformwerkzeug integriert werden. Damit lässt sich das Spektrometerbauteil in einem einzigen Fertigungsschritt herstellen, was den Montageaufwand auf ein Minimum reduziert. Somit können hochwertige Systeme preisgünstig hergestellt werden.

Die Mikrospektrometer haben typische Abmessungen von nur 45 mm mal 22 mm bei einer Dicke von 2,5 mm. Das zu analysierende Licht wird über einen Lichtleiter eingekoppelt und durch Beugung an einem konkaven Gitter in Rowland-Anordnung in die Einzelfarben zerlegt. Die optischen Eigenschaften sind auf Grund der verwendeten Bauweise unempfindlich gegenüber thermischen Einflüssen.

Seit dem Beginn der Realisierung erster Mikrospektrometer für den Einsatz als Demultiplexer für die Telekommunikationstechnik am Institut für Mikrostrukturtechnik ab dem Jahre 1987 [And 1990], wurden Mikrospektrometersysteme für viele Wellenlängenbereiche entwickelt. Im Laufe der Zeit hat es kundenspezifische Entwicklungen für die Wellenlängenbereiche von 380-780 nm, 600-1100 nm, 1100-1950 nm, 1550-1750 nm und 3200-5200 nm gegeben.

Die am IMT entwickelten Mikrospektrometer werden von der Firma STEAG microParts in Dortmund vermarktet. Kunden der Firma STEAG microParts setzen die mit dem LIGA-Verfahren gefertigten Spektrometer heute in einer Vielzahl von Endgeräten ein. Die Anwendungsgebiete liegen hauptsächlich in der Farbmess-technik und der Analytik. Einige Beispiele für den Einsatz von Mikrospektrometern sind: die Farbkontrolle¹ in Lackierereien und Druckindustrie², die Gelbsuchtfrüherkennung³ in der Medizintechnik, die Qualitätsbewertung in der Diamantindustrie⁴, die Milchfettbestimmung in Molkereien oder die Sortierung von Kunststoffsorten bei der Wiederverwertung.

Um eine Verbreitung der LIGA-Spektrometer in weiteren Anwendungsgebieten zu fördern, müssen die Systeme bezüglich ihrer optischen Eigenschaften optimiert werden.

Die wichtigsten optischen Größen, die ein Spektrometer charakterisieren sind der zugängliche Wellenlängenbereich, das Auflösungsvermögen, die Empfindlichkeit und der Anteil an Fehllicht im gemessenen Spektrum.

Das **Auflösungsvermögen** der LIGA-Mikrospektrometer hängt hauptsächlich von der Breite des Einkoppelspalts, der Dispersion und der Breite der einzelnen Fotodioden („Pixel“) des Detektors ab. Diese Größen und die Qualität des Gitters begrenzen die optische Auflösung deutlich stärker als die physikalisch mögliche Auflösung des Gitters. Die erreichten Auflösungen werden als Halbwertsbreite bei monochromatischer Einkopplung angegeben und liegen zwischen 7 nm im Sichtbaren und 18 nm im Infraroten. Diese Werte sind für eine Vielzahl von technischen Anwendungen ausreichend.

¹ „spectro-pen“, Firma Dr. Lange

² „ColorScout™“, Firma Colorpartner

³ „Bilichcheck“, Firma SpektRx

⁴ „Diamond Colorimeter“, Firma GCI

Die **Empfindlichkeit** ist der Quotient aus erzieltm Detektorsignal und eingekoppelter Lichtleistung multipliziert mit der Integrationszeit des Detektorsignals. Dieser Wert gibt dem Anwender eine eindeutige Einschätzung der bei einer vorgegebenen Eingangsentensität zu erwartenden Signalhöhe. Die Empfindlichkeit hängt von der Qualität des Gitters, der Verspiegelung, dem verwendeten Detektor und der Einkoppelspaltbreite ab. Die Empfindlichkeit der am IMT entwickelten Mikrospektrometer ist mit 50-250 counts / (nW·ms) für viele Anwendungen ausreichend.

Als letzter Punkt bleibt der **Anteil an Fehllicht** im Spektrum. Koppelt man monochromatisches Licht in ein Spektrometer ein, erwartet man in der Spektralverteilung eine einzige Linie bei der eingekoppelten Wellenlänge und kein Signal überall sonst. Der Teil des eingekoppelten Lichts, der den Detektor an anderen als der erwarteten Stelle trifft, wird als Fehllicht bezeichnet. Bei den LIGA-Mikrospektrometern ergibt der Fehllichtanteil bei monochromatischer Einkopplung einen Untergrund von etwa einem Promille des maximalen Signals. Dieser Untergrund stört bei Messungen mit kleinen Signalen und begrenzt die Verwendung der LIGA-Mikrospektrometer.

Der Fehllichtanteil hat viele Ursachen, von denen die meisten nicht offensichtlich sind. Beispielsweise kann Licht durch Mehrfachreflexionen innerhalb der Spektrometer auf den Detektor gelangen. Rauigkeiten der spiegelnden Oberflächen können zum Fehllicht ebenso beitragen wie Abweichungen der realen Form des Gitters von der Sollform.

Ziel dieser Arbeit war es, die Ursachen für Fehllicht zu identifizieren, zu bewerten und daraus Ansatzpunkte für prozesstechnische Verbesserungen zu erarbeiten. Dazu war es notwendig, neue Mess- und Auswertemethoden zu entwickeln, die der geringen Größe und der Bauform der LIGA-Spektrometer gerecht werden.

Das zur Fertigung der Spektrometer genutzte LIGA-Verfahren wird, zum besseren Verständnis der folgenden Abschnitte, in Kapitel 2 kurz beschrieben.

Nach einer Übersicht über den Aufbau und die Funktion der Mikrospektrometer in Kapitel 3 folgt in Kapitel 4 die zum Verständnis der verschiedenen Fehllichtquellen nötige theoretische Beschreibung der Beugung am Gitter. Es wurde eine fourieroptische Darstellung gewählt, die sich zur Erklärung der möglichen Gitterfehler besonders eignet.

Kapitel 5 beschreibt die verwendeten Mess- und Untersuchungsmethoden. Dabei werden die Verfahren genauer erläutert, die entweder für Messungen an Mikrospektrometern angepasst wurden oder deren Einsatz für solche Messungen einer näheren Erklärung bedarf. Interessant sind dabei auch fotografische Aufnahmen, die auf Beugungseffekten beruhen und die mit Methoden interpretiert werden, wie sie aus der Strukturanalyse mittels Röntgenbeugung in der Kristallographie bekannt sind.

Die Ergebnisse der Untersuchungen werden in Kapitel 6 dargestellt. Das Kapitel ist nach den einzelnen Strukturen der Spektrometer gegliedert. Dabei sind einige Querverweise auf andere Kapitel oder Abschnitte unvermeidlich, weil viele Messmethoden auf mehrere Strukturen angewandt wurden.

In Kapitel 7 werden Maßnahmen zur Unterdrückung von Fehllicht am abgeformten Spektrometer beschrieben. Eine Zusammenfassung und der Ausblick finden sich in Kapitel 8.

In Anhang A wird die Belichtung des Zwischenmaskenresists durch einen Elektronenstrahl-schreiber soweit erläutert, wie es für das Verständnis des Einflusses dieses Verfahrens auf den Fehllichtanteil der Spektrometer wichtig ist. Anhang B beschreibt die Ergebnisse von Simulationen zur Auswirkung von Gitterfehlern.

„Der Einbruch des Lichts erfolgt in die allertiefste Dunkelheit.“

B. Brecht in „Leben des Galilei“, 1938

2 LIGA-Verfahren

Das zur Herstellung der Mikrospektrometer verwendete LIGA-Verfahren umfasst die Prozesse **Lithografie**, **Galvanik** und **Abformung** [Men 1997]. Zum besseren Verständnis der in dieser Arbeit erwähnten prozesstechnischen Schritte wird das LIGA-Verfahren in diesem Kapitel kurz zusammengefasst. Um die Darstellung nicht unübersichtlich werden zu lassen, müssen viele, zum Teil wichtige Details des LIGA-Prozesses weggelassen werden. Da die Schreibstrategie des Elektronenstrahlschreibers bei der Belichtung des Resists bei der Zwischenmaskenherstellung einen großen Einfluss auf die Gitterqualität hat, wird sie im Anhang A: „Belichtung des Zwischenmaskenresists“ genauer beschrieben.

Übersicht über das LIGA-Verfahren

Zur Herstellung von Mikrostrukturen mit großer Strukturhöhe wird beim LIGA-Verfahren die Röntgenlithografie mit Synchrotronstrahlung eingesetzt. Die Strukturherzeugung erfolgt dabei über eine Röntgenmaske, die zur Sicherstellung des entsprechenden Kontrastes eine Goldabsorberdicke von mehreren 10 μm aufweisen muss. Zur Erzeugung derart feiner Strukturdetails wie sie beim Gitterspektrometer auftreten, wird bei der Maskenbelichtung ein Elektronenstrahlschreiber eingesetzt. Da damit jedoch nur Strukturhöhen von einigen Mikrometern belichtet werden können, kann die Röntgenmaske nur über eine Zwischenkopie erzeugt werden. Daher wird nach der Berechnung der Gittergeometrie und der Festlegung der restlichen Strukturen des Spektrometers im CAD (Computer Aided Design) zunächst eine sogenannte Zwischenmaske hergestellt (siehe Abbildung 2-1).

Dazu wird auf einen kohlenstoffbeschichteten Silizium-Wafer eine wenige Mikrometer starke Trägerfolie aus Titan aufgesputtert. Diese wird mit einer 3,5 μm starken Lage Resist beschichtet und mit dem Elektronenstrahlschreiber belichtet.

Nach einem Entwicklungs- und anschließendem Galvanikschritt, in dem die wegentwickelten Strukturteile mit etwa 2,2 μm Gold aufgefüllt werden, wird die Titanträgerfolie auf einen Invar-Rahmen mit kleinem thermischen Ausdehnungskoeffizienten geklebt und in der Ebene der Kohlenstoffschicht von dem Wafer getrennt. Die verbliebenen Resistpartien werden gestrippt. Die so entstandene Zwischenmaske trägt die Goldabsorber in der Form des Spektrometers.

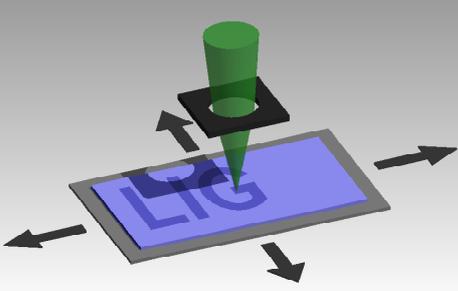
Mit dieser Zwischenmaske wird im nächsten Schritt eine röntgenlithografische Kopie auf eine Arbeitsmaske durchgeführt. Dabei wird weiche Röntgenstrahlung verwendet (λ zwischen 0,2 nm und 1,2 nm). Durch das parallele Röntgenlicht der Synchrotronstrahlungsquelle wird die Form der Goldabsorber der Zwischenmaske durch „Schattenwurf“ in eine etwa 60 μm starke PMMA-Schicht auf einem titanbeschichteten Invar-Substrat übertragen. Die Röntgenstrahlung führt zu Kettenbrüchen und damit zu einer Reduzierung des Molekulargewichts im Kunststoff, so dass er mit einem geeigneten Lösungsmittel („GG-Entwickler“) aufgelöst werden kann. In einem weiteren Galvanikschritt werden 20 μm bis 40 μm Gold auf dem Titan abgeschieden. Nach der Entfernung des verbliebenen Resists wird die Titanmembran von hinten freigeätzt. Die Arbeitsmaske hat einen Röntgenkontrast, der zur Strukturierung von einigen hundert Mikrometer hohen Resistschichten ausreicht.

Mit dieser Arbeitsmaske können dann sogenannte direktlithografische Bauteile hergestellt werden. Dazu wird die Form der Goldabsorber der Arbeitsmaske wiederum im Synchrotron durch „Schattenwurf“ in eine Kunststoffschicht übertragen, die auf ein Substrat aufgebracht ist. Diese Kunststoffschicht hat die Dicke, die auch das fertige Spektrometer haben soll. Für geringe Stückzahlen direktlithografischer Bauteile wird üblicherweise ein Silizium-Substrat verwendet. Nach der Entwicklung der Spektrometerstruktur wird die Struktur mechanisch vereinzelt und verspiegelt. Das polierte Silizium-Substrat dient dabei direkt als Teil des Wellenleiters (siehe Kapitel 3).

Strukturkanten, die nicht senkrecht zum Substrat stehen sollen (wie der 40°-Auskoppelspiegel; siehe Kapitel 3), werden durch eine „schräge“ Bestrahlung erzeugt. Dabei werden bei der Senkrechtbestrahlung die Bereiche, die schräge Kanten werden sollen mit einer einen Millimeter starken Messingblende abgedeckt und so vor der Bestrahlung geschützt. Bei der „schrägen“ Bestrahlung werden das Substrat und die Arbeitsmaske gegen die Strahlrichtung des Synchrotrons um den gewünschten Winkel gekippt. Über eine geeignete zweite Blende werden dann nur die Bereiche schräg bestrahlt, die bei der Senkrechtbestrahlung geschützt waren.

Zur Fertigung eines Abformwerkzeugs wird ein direktlithografisches Bauteil auf einer Kupfergrundplatte strukturiert. Die dabei entstehenden Strukturen werden galvanisch mit Nickel aufgefüllt und die Galvanik wird so lange weitergeführt, bis die Nickelschicht einige Millimeter stark ist und die PMMA-Strukturen vollständig überwachsen hat. Die Nickelschicht wird mechanisch von der Kupfergrundplatte getrennt und dient nach einer mechanischen Nachbearbeitung als Abformwerkzeug.

Der letzte Schritt des LIGA-Verfahrens besteht in der Abformung des Werkzeugs. Dabei wird PMMA unter Vakuum erhitzt. Das Abformwerkzeug wird unter Druck in den weichen Kunststoff gepresst. Nach einer Haltezeit, die sicherstellt, dass der Kunststoff in alle Kavitäten des Werkzeugs gedrungen ist, wird der Abformling abgekühlt und entformt. Das abgeformte Spektrometerbauteil wird anschließend mechanisch vereinzelt und verspiegelt.

	<p>Zwischenmaskenherstellung</p> <ul style="list-style-type: none">• Belackung einer 3 µm starken Trägerfolie aus Titan mit etwa 3,5 µm starkem Resist (Fotolack)• Belichtung der (in der CAD-Zeichnung festgelegten) Spektrometerkonturen in den Resist mit dem Elektronenstrahlschreiber• Entwicklung der belichteten Schicht und galvanisches Auffüllen der entstandenen Vertiefungen mit Gold (etwa 3 µm)
	<p>Arbeitsmaskenherstellung</p> <ul style="list-style-type: none">• Belackung einer Titanfolie mit etwa 50 µm starkem Resist• Belichtung des Resists mit parallelem Röntgenlicht aus einer Synchrotronquelle über die Zwischenmaske• Entwicklung der belichteten Schicht• Füllen der entstandenen Vertiefungen mit Gold durch galvanische Abscheidung (etwa 30 µm stark)

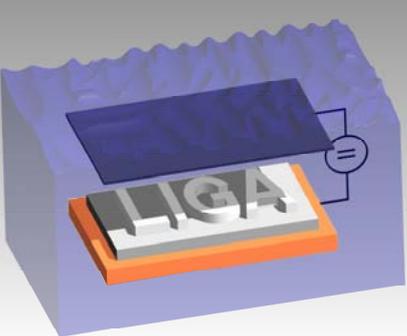
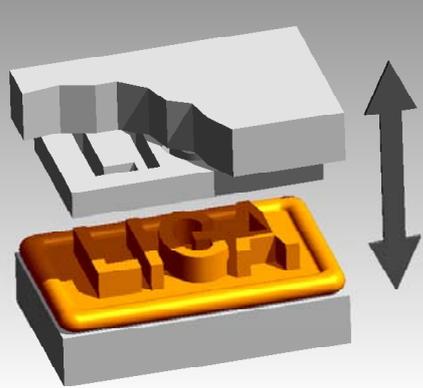
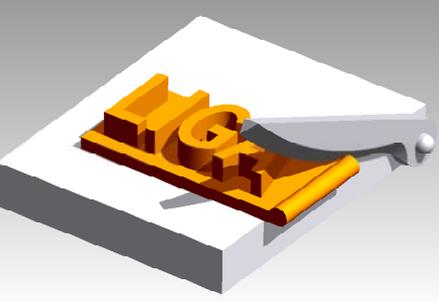
	Herstellung des Abformwerkzeugs <ul style="list-style-type: none">• Aufkleben einer 340 μm starken Resistfolie auf eine Kupfergrundplatte• Belichtung des Resists mit Röntgenlicht aus einer Synchrotronquelle über die Arbeitsmaske• Entwicklung der belichteten Schicht und Übergalvanisieren der entstandenen Vertiefungen mit Nickel (etwa 5 mm)• Trennen von Kupfer- und Nickel-Platte und mechanische Nachbearbeitung
	Abformung der Spektrometer <ul style="list-style-type: none">• Vakuum-Heißprägen von Kunststoff (PMMA)
	Mechanische Vereinzelung <ul style="list-style-type: none">• Abscheren oder Umfräsen der Bauteile

Abbildung 2-1: Abriss der Schritte des LIGA-Verfahrens

Die Spektrometer bestehen aus einem Lichteintrittsspalt, einem Gitter, einem Detektor und einer Optik, die den Lichteintrittsspalt über das Gitter auf den Detektor abbildet.

Das Licht wird über eine Lichtleitfaser in das Spektrometer eingekoppelt. Der Lichtleiter wird in einen Faserschacht eingelegt und endet vor dem Eintrittsspalt. In den mit Hilfe der LIGA-Technik (**L**ithografie, **G**alvanik und **A**bformung, siehe Kapitel 2) gefertigten Mikrospektrometern wird das Licht durch Reflexionen in einem planaren Wellenleiter (dessen Unterseite wird vom Spektrometer gebildet, die andere von einem aufgelegten Deckel) bis zum Gitter geführt. Das Gitter spaltet das Licht durch Beugung in seine spektralen Bestandteile auf. Das Gitter ist konkav gekrümmt und wirkt so als Hohlspiegel, der das Bild des Eintrittsspalts auf den Detektor abbildet. Nach der Reflexion und Beugung am Gitter leitet der Wellenleiter das Licht bis zu einem Auskoppelspiegel. Von dem Auskoppelspiegel bis zum Detektor breitet sich das Licht freistrahloptisch aus. Das Ausgangssignal der Fotodetektorzeile wird elektronisch aufbereitet und zur weiteren Auswertung an einen Computer übergeben.

Abbildung 3-2 zeigt eine Skizze zur Verdeutlichung des Strahlengangs im Spektrometer. Unten rechts im Bild ist die Lichteinkopplung über eine Lichtleitfaser zu erkennen. Links im Bild wird das Licht am Gitter in Richtung eines Auskoppelspiegels (rechts der Bildmitte) reflektiert und von diesem auf den Detektor umgelenkt.

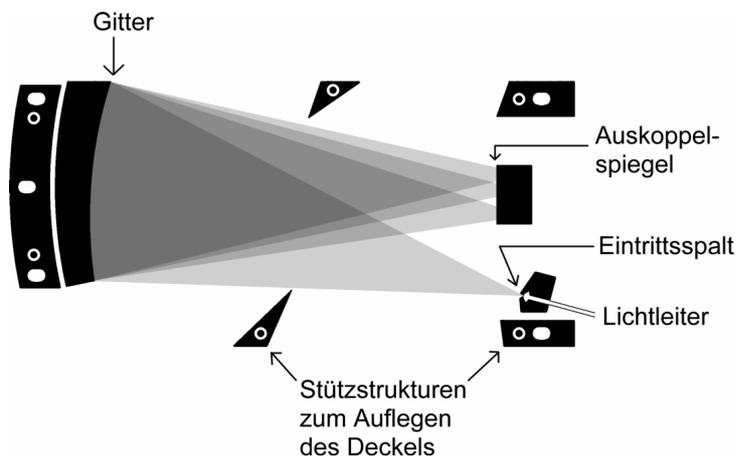


Abbildung 3-2: Lichtweg innerhalb eines Mikrospektrometers

In den Mikrospektrometern sind bis auf den Detektor und die Lichtleitfaser, über die das Licht in das Spektrometerbauteil eingekoppelt wird, alle notwendigen Komponenten auf dem Bauteil integriert und brauchen in ihrer Position zueinander nicht mehr justiert zu werden [Kri 1999].

3.2 Lichteinkopplung über Lichtleiter

Zur Einkopplung des zu analysierenden Lichts in die Mikrospektrometer werden Lichtleiter verwendet. Es werden je nach Spektrometertyp Stufenindex-Fasern mit Kerndurchmessern von 50 μm , 105 μm und 300 μm eingesetzt. Die Manteldurchmesser liegen bei 125 μm (für 50 μm und 105 μm Kerndurchmesser) und 330 μm (für 300 μm Kerndurchmesser). Die Höhe der Spektrometerstrukturen wird immer etwas größer gewählt als die Manteldurchmesser der eingesetzten Fasern, also z.B. 130 μm Strukturhöhe bei 125 μm -Fasern und 340 μm Strukturhöhe bei 330 μm -Fasern. Dadurch ist sichergestellt, dass die Faser nicht dicker ist als die Höhe des Wellenleiters, so dass der Wellenleiter nicht überstrahlt wird.

Die Ausbreitung des Lichts im Wellenleiter des Spektrometers hängt wesentlich von dem Abstrahlverhalten des Lichtleiters ab. Deshalb werden hier die wichtigsten Begriffe zur Beschreibung dieses Abstrahlverhaltens erläutert.

Die Numerische Apertur eines Lichtleiters ist über den größtmöglichen Winkel definiert, unter dem in die Faser eingekoppeltes Licht noch geführt wird, wenn es aus einem Vakuum kommend in die Faser eintritt:

$$NA = \sin \chi_{\max, \text{Vakuum}} \quad (3.2)$$

Die üblicherweise eingesetzten Lichtleiter haben eine Numerische Apertur von $NA = 0,22$. Somit wird in diesen Lichtleitern Licht geführt, das unter Winkeln kleiner als $\chi_{\max, \text{Vakuum}} = 12,7^\circ$ gegen die Längsachse des Lichtleiters in den Lichtleiter eingekoppelt wird (siehe Abbildungen 3-3 und 3-6).

In einer Lichtleitfaser kann auf Grund von Interferenzbedingungen in der Faser nur Licht unter bestimmten, diskreten Eintrittswinkeln geführt werden. Diese möglichen Lichtausbreitungsrichtungen werden Moden genannt. Wenn, wie in vielen Anwendungen der Spektrometer, nicht alle Moden in einer Stufenindexfaser gleichmäßig angeregt sind, kann man die Verteilung der abgestrahlten Intensität als proportional zu $\cos^2 \chi$ annehmen [Kri 1999, S. 12].

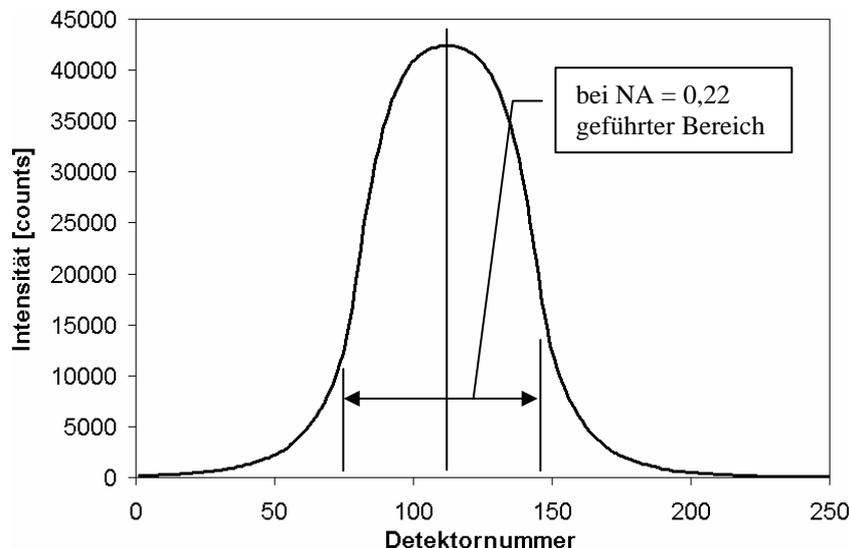


Abbildung 3-3: Gemessenes Abstrahlverhalten eines Lichtleiters mit $105 \mu\text{m}$ Faserkern-durchmesser in 4 mm Abstand zur Faserstirnfläche bei diffuser Faserbeleuchtung bei 650 nm ; Detektorabstand $25 \mu\text{m}$

3.3 Eintrittsspalt

Bei Spektrometern mit Lichtleitern von $125 \mu\text{m}$ Manteldurchmesser bildet üblicherweise die Stirnfläche des Lichtleiters zugleich den Eintrittsspalt. Die Bezeichnung „Eintrittsspalt“ wird hier beibehalten, obwohl die Lichteintrittsöffnung in diesem Fall nicht spaltförmig, sondern kreisförmig ist und den Kerndurchmesser des Lichtleiters hat.

Bei Spektrometern mit Lichtleitern von $D_{\text{Kern}} = 300 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser bildet normalerweise ein Teil der Spektrometerstruktur einen Eintrittsspalt vor der Stirnfläche der Faser. In diesem Fall ist die Lichteintrittsöffnung seitlich durch diesen Eintrittsspalt von zum Beispiel $B_{\text{Spalt}} = 50 \mu\text{m}$ Breite begrenzt. Oben und unten bildet die Stirnfläche der Kernschicht der Faser die Begrenzung. Die Lichteintrittsfläche hat in diesem Fall die in Abbildung 3-4 dargestellte Form.

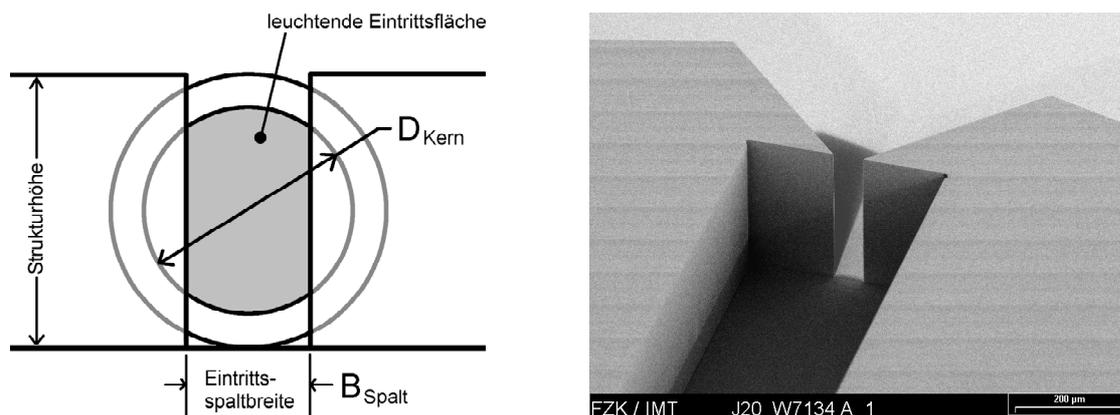


Abbildung 3-4: Links Lichteintrittsfläche (grau) bei Spektrometern mit strukturiertem Eintrittsspalt; rechts REM-Aufnahme eines Faserschachts mit Eintrittsspalt von der Faserseite gesehen

Von dem in der Kernschicht (Durchmesser D_{Kern}) des Lichtleiters geführten Licht gelangt nur ein Anteil von näherungsweise $B_{\text{Spalt}} \cdot D_{\text{Kern}} / (\pi \cdot D_{\text{Kern}}^2 / 4)$ durch den Spalt. Für übliche Werte ($B_{\text{Spalt}} = 50 \mu\text{m}$, $D_{\text{Kern}} = 300 \mu\text{m}$) sind dies etwa 21% des Lichts. Das restliche Licht wird von der Spaltblende in die Faser zurück reflektiert und ist für die Nutzung verloren.

Beim Durchtritt durch den Eintrittsspalt wird das Licht an der Blende gebeugt. Im Fall einer kreisförmigen Eintrittsöffnung ergibt sich bei Beleuchtung mit einer Punktlichtquelle folgende Intensitätsverteilung [Hec 1974, S. 353]:

$$I(\theta) = I(0) \cdot \left[\frac{2J_1(k \cdot D_{\text{Kern}} / 2 \cdot \sin \theta)}{k \cdot D_{\text{Kern}} / 2 \cdot \sin \theta} \right]^2 \quad (3.3)$$

mit der winkelabhängigen Intensität $I(\theta)$ hinter der Lochblende, der Besselfunktion erster Ordnung J_1 und der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$.

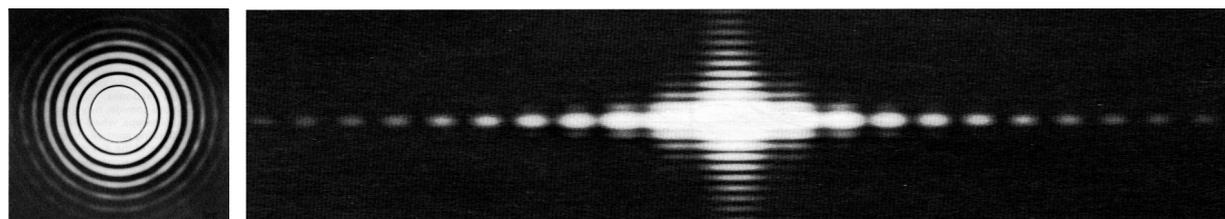


Abbildung 3-5: Intensitätsverteilung bei punktförmiger Beleuchtung nach dem Eintritt durch eine kreisförmige Blende (links) [Hec 1974, S. 353] und durch eine Spaltblende mit der Geometrie nach Abbildung 3-4 (rechts)

Beim Eintritt des Lichts durch einen Spalt, wie ihn Abbildung 3-4 zeigt, ist die analytische Darstellung auf Grund der geringeren Symmetrie – selbst bei Beleuchtung mit einer Punktlichtquelle – schwieriger. Die Intensität I_P im Punkt P nach dem Eintritt durch eine einfache, rechteckige Blende bei punktförmiger Beleuchtung ergibt sich zu [Hec 1974, S. 378]:

$$I_P = I_0 \left\{ [\mathcal{C}(u_2) - \mathcal{C}(u_1)]^2 + [\mathcal{S}(u_2) - \mathcal{S}(u_1)]^2 \right\} \cdot \left\{ [\mathcal{C}(v_2) - \mathcal{C}(v_1)]^2 + [\mathcal{S}(v_2) - \mathcal{S}(v_1)]^2 \right\} \quad (3.4)$$

mit den Fresnel-Integralen

$$\mathcal{C}(w) \equiv \int_0^w \cos(\pi \cdot w'^2 / 2) dw', \quad \mathcal{S}(w) \equiv \int_0^w \sin(\pi \cdot w'^2 / 2) dw' \quad (3.5)$$

und den Hilfskoordinaten

$$u = y \cdot \sqrt{\frac{2}{\lambda r_0}}, \quad v = z \cdot \sqrt{\frac{2}{\lambda r_0}} \quad (3.6)$$

wobei r_0 der Abstand der Rechteckblende von der Bildebene, I_0 die Intensität in der Bildmitte und y, z die Ortskoordinaten innerhalb der Rechteckblende – von der Mitte der Rechteckblende aus – gemessen sind.

Die gegenüber einer Rechteckblende abgerundeten Ecken der realen Eintrittsblende sind dabei noch nicht berücksichtigt.

Bei der Beleuchtung mit Licht aus einem Lichtleiter mit einer Numerischen Apertur von $NA = 0,22$ überlagern sich die Beugungsbilder in beiden Fällen aus Abbildung 3-5 zu einer Intensitätsverteilung ähnlich der in Abbildung 3-3, wobei der Intensitätsanteil in den Randbereichen leicht ansteigt.

3.4 Wellenleiter

Der Wellenleiter dient der Führung des eingekoppelten Lichts auf dem Weg zum Gitter und weiter bis zum Auskoppelspiegel (siehe Abbildung 3-6).

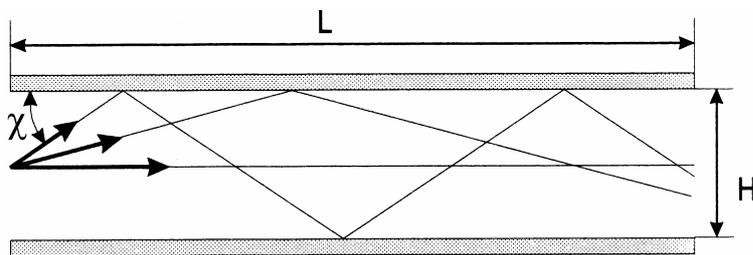


Abbildung 3-6: Skizze zur Lichtleitung im Wellenleiter

Die Höhe H des Wellenleiters ist gleich der Strukturhöhe der LIGA-Struktur. Die Länge des Wellenleiters ist mit L bezeichnet, χ gibt den Lichteinkoppelwinkel an.

Die Wellenleitung kann auf zwei Prinzipien beruhen: entweder wird das Licht durch Totalreflexion in einem Folienwellenleiter oder durch Fresnelreflexion in einem Hohlwellenleiter geführt.

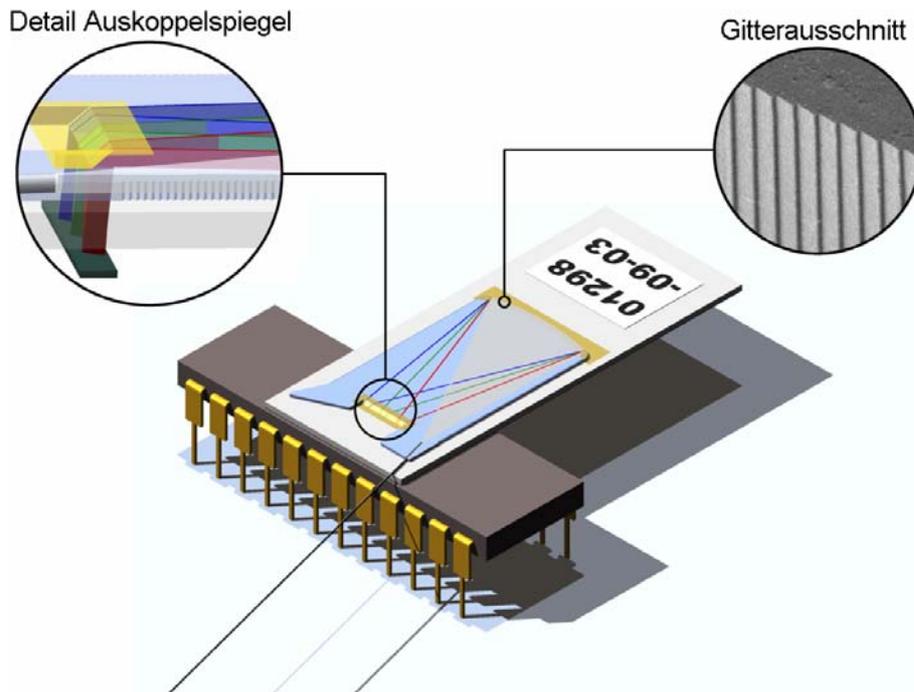


Abbildung 3-7: Mikrospektrometer in Folienwellenleiterbauweise auf einem Detektorchip

Beim Folienwellenleiter wird das Licht in einer Kunststoffschicht durch Totalreflexion geführt. Dazu muss diese Kernschicht des Wellenleiters, die den Brechungsindex n_1 hat, von Mantelschichtmaterialien umgeben sein, deren Brechungsindizes n_2 und n_3 kleiner als n_1 sind. Soll alles Licht aus einer Lichtleitfaser mit einer Numerischen Apertur von $NA=0,22$ in dem Wellenleiter geführt werden, so muss gelten:

$$\frac{\sin(90^\circ - \chi_{\max, \text{Folienwellenleiter}})}{\sin(90^\circ)} = \frac{n_{2,3}}{n_1} \quad (3.7)$$

Dabei ist $\chi_{\max, \text{Folienwellenleiter}} = \arcsin(1 / n_1 * \sin \chi_{\max, \text{Vakuum}})$ der Grenzwinkel im Wellenleiter.

Wenn beispielsweise der Brechungsindex der Kernschicht des Wellenleiters $n_1 = 1,489$ (bei $\lambda = 589 \text{ nm}$) ist, wird $\chi_{\max, \text{Folienwellenleiter}} = 8,3^\circ$ und n_2 und n_3 müssen kleiner als $1,473$ sein, damit alles Licht geführt werden kann. Ist der Brechungsindexunterschied geringer, so wird der Grenzwinkel der Totalreflexion für die Strahlen mit den größten Winkeln überschritten und diese Strahlen werden nicht mehr im Wellenleiter geführt und treten aus der Kernschicht aus.

Die eine Mantelschicht wird von einer Folie gebildet, die zugleich Träger des ganzen Spektrometers ist. Die zweite Mantelschicht besteht aus einer Überschichtung der Kernschicht mit einem UV-härtenden Klebstoff, der gleichzeitig die Kernschicht vor Umwelteinflüssen schützt.

Das Gitter der Spektrometer mit Folienwellenleiter muss verspiegelt werden, da das Gitter senkrecht getroffen wird und hier folglich keine Totalreflexion stattfindet. Der Auskoppelspiegel muss ebenfalls verspiegelt werden, da ansonsten bei einem Winkel des Spiegels gegen den Wellenleiter von meistens 40° nach der Überschichtung mit dem Mantelschicht-Klebstoff keine Totalreflexion mehr gegeben wäre.

Folienwellenleiter haben den Vorteil, dass bei den Reflexionen im Wellenleiter keine Verluste auftreten. Nachteilig sind die Absorptionsverluste in der Kernschicht, die einen Einsatz im Infraroten unmöglich machen und der Aufwand durch die beiden zur Herstellung von Kern- und Mantelschicht benötigten Prägeschritte.

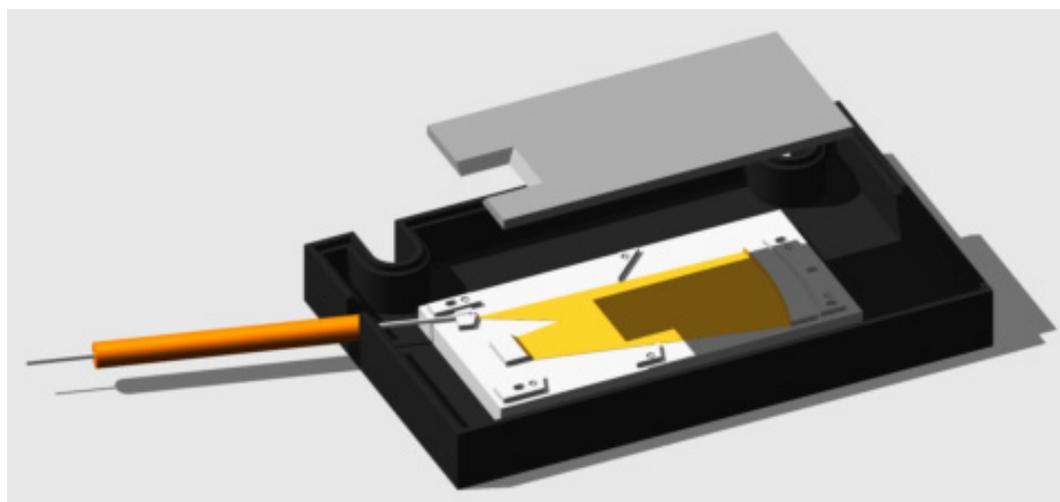


Abbildung 3-8: Gehäusetes Mikrospektrometer in Hohlwellenleiterbauweise: Mikrospektrometer mit Lichtleiter (weiß), Gehäuse (schwarz), Wellenleiter-Deckel (grau) und Faserschutzschlauch (orange, links im Bild); die Diodenzeile liegt später in der Aussparung des Deckels

Bei Hohlwellenleitern wird das Licht in einem Hohlraum mit metallisch verspiegelten Wänden durch Fresnel-Reflexion geführt. Bei einer Reflexion an einer metallischen Oberfläche treten durch Absorption Verluste auf, die von der Wellenlänge, vom Auftreffwinkel auf die Wand und von der Polarisierung des Lichts abhängen. Unter günstigen Bedingungen liegen diese Verluste bei wenigen Prozenten. Je nach dem, wie groß die Numerische Apertur NA der Einkopplungsfaser ist, treten Winkel bis zu dem von der Faser gerade noch geführten Winkel von $\arcsin(NA)$ auf. Die Strahlen mit dem größten Winkel zur Faserrichtung werden auf ihrem Weg zum Gitter und weiter zum Detektor am häufigsten reflektiert. Beispielsweise treten für $NA = 0,22$ und einem (mit Hin- und Rückweg) $L = 60$ mm langen Wellenleiter bei einer Strukturhöhe des Wellenleiters von $H = 340 \mu\text{m}$ bereits $N = \tan \chi * L / H \approx 39$ Reflexionen für die Lichtstrahlen mit dem größten Einfallswinkel von $\chi_{\text{max}} = 12,4^\circ$ auf. Bei einem Reflexionsverlust von nur einem Prozent pro Reflexion summieren sich die Verluste im Beispiel für diese Strahlen bereits auf $1 - 0,99^{39} = 32,4\%$.

Mittlerweile setzen sich zunehmend die Spektrometersysteme auf der Basis von Hohlwellenleitern auf Grund von zwei Vorteilen durch. Zum einen besteht die Möglichkeit des Einsatzes in vielen Wellenlängenbereichen, da innerhalb des Wellenleiters nur die Absorptionsverluste der Luft auftreten. Zum anderen ist die Fertigung preisgünstiger, da das Spektrometerbauteil aus nur einem Kunststoff abgeformt oder auch spritzgegossen werden kann [Las 2003].

3.5 Gitter

Die Mikrospektrometer arbeiten in einer Rowland-Kreisordnung (Abbildung 3-9) [Row 1882, Hut 1982]. In dieser Anordnung erfolgt die optische Abbildung des Eintrittsspalt auf den Detektor über ein gekrümmtes Gitter, das als Hohlspiegel wirkt, so dass die bei anderen Spektromertypen benötigten Abbildungselemente wie zum Beispiel Linsen entfallen. Im Gegensatz zu den von Rowland verwendeten sphärischen Gittern sind die Gitter in den LIGA-Mikrospektrometern zylindrisch geformt. Die LIGA-Gitter können auf Grund der geringen Strukturhöhe von einigen hundert Mikrometern in guter Näherung als Ausschnitt aus einem sphärischen Gitter betrachtet werden. Die Rowland-Kreisordnung hat auf Grund

ihrer Kreisgeometrie zudem den Vorteil, dass die optischen Eigenschaften des Spektrometers von thermischen Einflüssen weitgehend unabhängig sind.

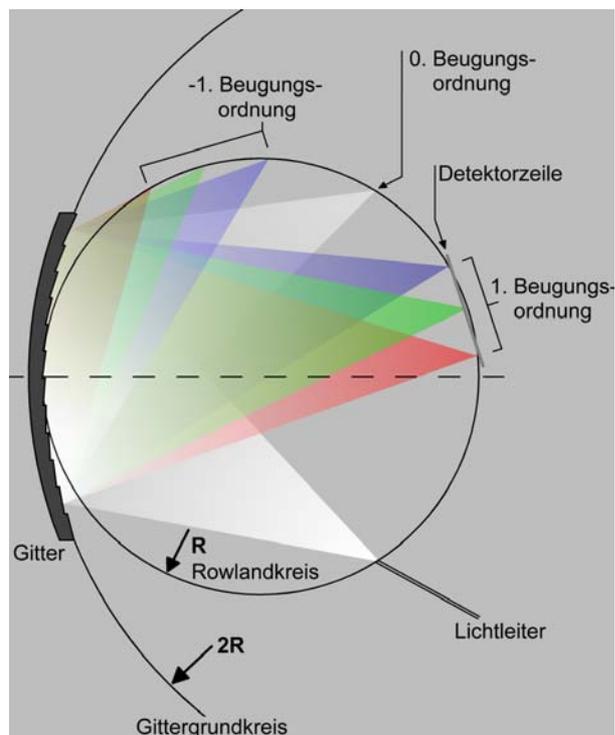


Abbildung 3-9: Schematische Darstellung eines Gitters in Rowland-Kreisordnung

Der Radius des Gittergrundkreises ist doppelt so groß wie der des Rowland-Kreises: dadurch wird der Eintrittsspalt unabhängig von der Lichtwellenlänge und der Beugungsordnung von der reflektierenden Gitterwand immer auf Punkte des Rowland-Kreises abgebildet [Hut 1982]. Liegt der Eintrittsspalt nicht zu weit von der Gitternormalen entfernt, so sind die Abstände vom Eintrittsspalt zur Gittermitte und von dort zum Detektor ähnlich und der Eintrittsspalt und sein Bild auf dem Detektor haben fast die gleiche Größe.

Die Fotodioden auf der Diodenzeile des Detektors sind linear angeordnet. Um die Fokuslinie der Abbildung des Eintrittsspalt auf dem Rowlandkreis dem linearen Detektor anzupassen, wird die Form des Gitters abweichend von der Kreisform korrigiert. Durch Addition eines geeigneten Polynoms vierter Ordnung zu der ursprünglichen Kreisform des Gittergrundkreises wird der Rowlandkreis im Bereich der Detektorzeile

so deformiert, dass die Fokuslinie in guter Näherung linear verläuft. Der Vorteil des LIGA-Verfahrens, bei dem kaum Einschränkungen bezüglich der Kontur der Strukturen bestehen, wird hierbei besonders deutlich.

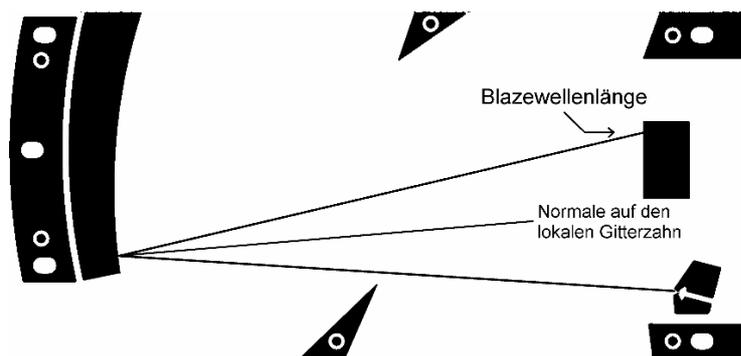


Abbildung 3-10: Skizze zum Blaze-Effekt

Eine deutliche Steigerung der Beugungseffizienz in der genutzten Beugungsordnung lässt sich durch den Einsatz geblazter Gitter erzielen [Str 1967]. Als Beugungseffizienz wird das Verhältnis der Lichtintensität in der betrachteten Beugungsordnung zu der eingekoppelten Gesamtintensität bezeichnet. In einem Blaze-Gitter werden die einzelnen Gitterzahnflanken so gekippt, dass

die Normale auf die Gitterzahnflanke in Richtung der Winkelhalbierenden des Winkels zwischen Eintrittsspalt, der Position des jeweiligen Gitterzahns und der Position auf dem Detektor, an der die maximale Effizienz erreicht werden soll, zeigt. Die Wellenlänge, die den Detektor an dieser Stelle trifft, wird als Blaze-Wellenlänge bezeichnet (siehe Abbildung 3-10).

Eine entscheidende Größe für die Eigenschaften eines Spektrometers ist die Dispersion $D_\lambda = \Delta\lambda/l$ bezeichnet. Sie gibt an, welche Breite l ein Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ auf dem Detektor einnimmt.

Die Breite der einzelnen Gitterzähne wird Gitterkonstante genannt und bestimmt die Dispersion und den Wellenlängenbereich, für den das Spektrometer ausgelegt ist. Am IMT sind Mikrospektrometer mit Gitterkonstanten zwischen 1,5 μm und 6,5 μm entwickelt worden. Die Stufenhöhen von einem Gitterzahn zum nächsten liegen dabei zwischen 0,18 μm und 1,2 μm .

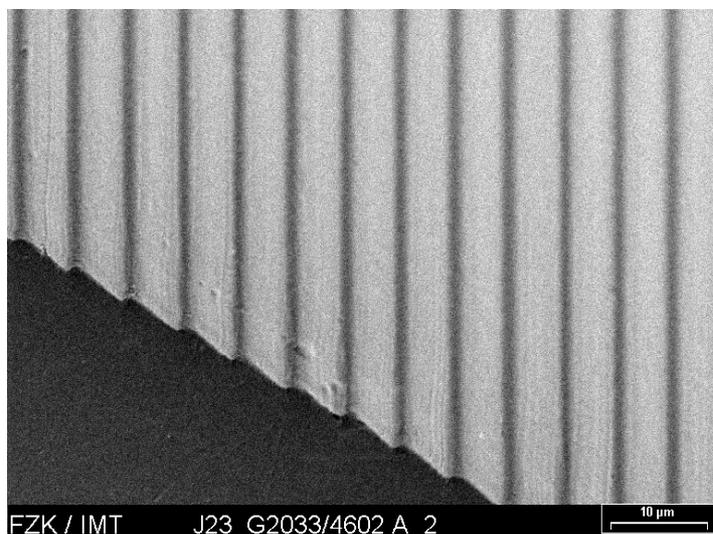


Abbildung 3-11: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Gitterausschnittes des Abformwerkzeugs G2033, Layout 0555

Spektrometers: Bei einer üblichen Eintrittsspaltbreite von 50 μm und einer typischen Dispersion von 0,14 nm / μm entspricht die Breite des Bildes des Eintrittsspalts auf dem Detektor einer spektralen Breite von

$$\Delta\lambda = B_{\text{Spalt}} \cdot D_{\lambda} \cdot A = 50 \mu\text{m} \cdot 0,14 \text{ nm} / \mu\text{m} \cdot 1 = 7 \text{ nm} \quad (3.9)$$

wobei A, das Abbildungsverhältnis der Abbildung des Eintrittsspalts über das Gitter auf den Detektor, hier gleich eins ist. Bei einer größten zugänglichen Wellenlänge von beispielsweise $\lambda_{\text{max}} = 800 \text{ nm}$ ergibt das für ein LIGA-Spektrometer nur ein $\Delta\lambda/\lambda$ von 0,00875. Die Auflösung dieser Systeme ist also nicht durch die physikalischen Grenzen des Gitters bestimmt.

Die Gesamtbreite des Gitters könnte nach diesen Überlegungen auf einige hundert Gitterzähne beschränkt werden, ohne zu einer wesentlichen Verschlechterung der optischen Auflösung des Gesamtsystems zu führen. Das Gitter muss jedoch eine ausreichende Breite haben, um das von der Faser abgestrahlte Licht zu reflektieren. Die Breite des Gitters hängt daher hauptsächlich von der Numerischen Apertur des Lichtleiters und von dem Abstand des Gitters zum Eintrittsspalt ab.

Das Gitter hat also erstens seine Hauptfunktion als Beugungsgitter. Zweitens wirkt es auf Grund seiner zylinderähnlichen Form als Hohlspiegel und fokussiert den Eintrittsspalt in der Ebene des Wellenleiters auf den Detektor. In der Ebene senkrecht zum Wellenleiter und senkrecht zur Detektorzeile findet keine Fokussierung statt. Die verschiedenen Abbildungsfehler (Astigmatismus, Koma,...), die der zylindrische Spiegel mit sich bringt, verringern die Auflösung des Spektrometers geringfügig. Sie sollen hier nicht erörtert werden.

Die theoretisch erreichbare Auflösung

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{n \cdot N_{\text{Gitter}}} \quad (3.8)$$

eines Gitters hängt bei Verwendung eines unendlich schmalen Eintrittsspalts nur von der Anzahl der beleuchteten Gitterzähne N_{Gitter} und der verwendeten Beugungsordnung n ab [Hec 1974]. Mit beispielsweise $n = 1$ und $N_{\text{Gitter}} = 6000$ ergäbe das eine Auflösung von $\Delta\lambda/\lambda \approx 0,00017$.

Bei einem realen Aufbau bestimmen die Breite des Bildes des Eintrittsspalts auf dem Detektor und die Dispersion die Auflösung des

3.6 Auskoppelspiegel

Der Auskoppelspiegel reflektiert das aus dem Wellenleiter austretende Licht auf den Detektor. Er hat einen Winkel von 45° beziehungsweise 40° (zur Begründung siehe Abschnitt 6.5.3) zum Wellenleiter.

Die Lage und die Breite des Auskoppelspiegels hängen von der Dispersion und dem Wellenlängenbereich des Spektrometers ab.

Der Deckel, der die eine Hälfte des Wellenleiters bildet, muss kurz vor dem Auskoppelspiegel enden, um den Lichtweg in Richtung Detektor freizugeben. Damit endet die Führung des Lichts im Wellenleiter. Ein gewisser Anteil des Lichts (siehe Abschnitt 6.5.2) trifft den Auskoppelspiegel nicht und wird in den Raum zwischen Spektrometer und Detektor eintreten. Je nach Form des Detektorgehäuses kann dieses Licht durch Reflexion am Gehäuse zu Fehllicht werden.

3.7 Detektor

Der Detektor besteht aus einer Reihe von beispielsweise 256 Fotodioden, die auf einer Linie angeordnet sind. Der Abstand der Mitten zweier Fotodioden wird als „Pitch“ bezeichnet und beträgt je nach Detektortyp zwischen $25\ \mu\text{m}$ und $52\ \mu\text{m}$. Die einzelnen Fotodioden (auch „Pixel“ genannt) sind üblicherweise $500\ \mu\text{m}$ hoch. Wird zum Beispiel ein $340\ \mu\text{m}$ hoher und $50\ \mu\text{m}$ breiter Eintrittsspalt im Maßstab eins zu eins und ohne Abbildungsfehler auf einen solchen Detektor abgebildet, so ist der beleuchtete Fleck auf dem Detektor ebenso groß wie der Eintrittsspalt. Im Idealfall bei monochromatischer Einstrahlung werden nur zwei Fotodioden beleuchtet und diese sind noch nicht einmal in der ganzen Höhe ausgeleuchtet.

Da das Licht in der Richtung senkrecht zur Detektorzeile jedoch nicht fokussiert wird, müssen die Fotodioden des Detektors eine bestimmte Höhe aufweisen, damit der größte Teil des Lichts detektiert wird. Bei einem typischen Abstand zwischen Auskoppelspiegel und Detektor von zwei Millimetern werden $500\ \mu\text{m}$ hohe Detektorpixel noch überstrahlt (siehe Abbildung 3-12).

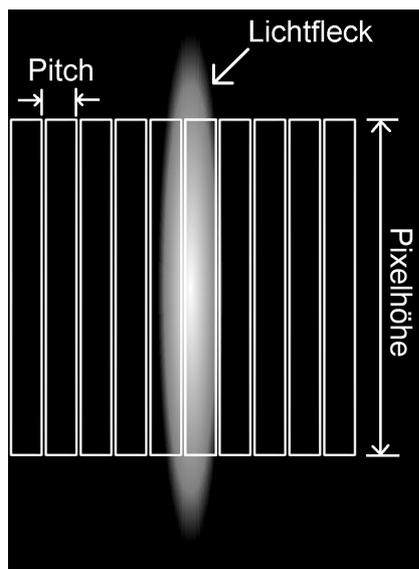


Abbildung 3-12: Idealisierte Skizze zur Lage des Lichtflecks bei monochromatischer Einkopplung auf den rechteckigen Fotodioden der Detektorzeile

In welchem Wellenlängenbereich der Detektor empfindlich ist, hängt vor allem vom Detektormaterial ab. Für sichtbares Licht werden Silizium-Detektorzeilen verwendet, im nahen Infraroten InGaAs-Zeilen, die einen deutlich größeren Pixelabstand haben und zudem etwa zehn mal so teuer sind wie Silizium-Detektorzeilen.

Die Detektormaterialien weisen meist hohe Brechungsindizes auf. Das führt dazu, dass ein nennenswerter Teil des auftreffenden Lichts an der Detektoroberfläche reflektiert wird.

In einigen Fällen werden Filter auf die Oberfläche des Detektors aufgeklebt. Diese können den einfallenden Wellenlängenbereich auf den genutzten Wellenlängenbereich begrenzen und so auch den Fehllichtanteil reduzieren, oder sie dienen als Ordnungsfilter zur Unterdrückung von Licht aus Beugungsordnungen, die nicht genutzt werden.

“Most of the light we see is scattered light. We live in a world of objects that, with a few specular exceptions, scatter the visible spectrum diffusely.”

John C. Stover, Optical Scattering, McGraw-Hill, S. 2, 1990

4 Theoretische Beschreibung des Fehllichts

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den möglichen Fehllichtquellen und deren theoretischer Beschreibung. Nach der Definition, was unter Fehllicht zu verstehen ist, folgt eine Untersuchung der Orte im Spektrometer, an denen Fehllicht entstehen kann. Aus der Kenntnis der Eigenschaften des Fehllichts lässt sich in vielen Fällen auf den Ursprungsort zurück schließen. Wie die Messungen zeigen, entsteht ein großer Anteil des Fehllichts im Gitter. Daher folgt eine Einführung in die fourieroptische Beschreibung der Spektrometer, die bei der Beschreibung der einzelnen Fehllichtursachen auf Grund von Gitterfehlern von Nutzen ist.

4.1 Definition und Messgröße des Fehllichts

In diesem Abschnitt wird geklärt, welche Lichtanteile in Spektrometern als Fehllicht bezeichnet werden.

Definition von Fehllicht

Alles Licht, das den Detektor eines Spektrometers an Orten oder unter Winkeln trifft, die nicht die Gittergleichung

$$d(\sin \alpha - \sin \beta) = n\lambda \quad (\text{siehe 3.1})$$

mit n = Beugungsordnung, d = Gitterkonstante, λ = Lichtwellenlänge erfüllen, wird als Fehllicht bezeichnet.

Koppelt man beispielsweise monochromatisches Licht in ein Spektrometer ein, erwartet man als Spektrum in jeder Beugungsordnung eine einzige Hauptlinie an dem der eingekoppelten Wellenlänge entsprechenden Ort auf dem Detektor und Dunkelheit überall sonst. Alles Licht, das den Detektor an Stellen abseits der erwarteten Linien trifft, ist Fehllicht.

Messvorschriften

Gemessenen Spektren ist das Fehllicht als Untergrund überlagert. Bei den LIGA-Mikrospektrometern ergibt der Fehllichtanteil bei monochromatischer Einkopplung einen Untergrund in Höhe von etwa einem Promille der maximalen Signalhöhe.

Für die Angabe der Höhe des gemessenen Fehllichtanteils in einem Spektrometer werden in unterschiedlichen Anwendungsbereichen (z. B. Farbmestechnik; Absorptionsspektroskopie...) verschiedene Messvorschriften eingesetzt. Vier dieser technisch eingesetzten Messvorschriften sollen hier erläutert werden.

Eine Messvorschrift (hier „**Messvorschrift A**“ genannt) gibt die Summe aller Fehllichtanteile im Verhältnis zur Gesamtintensität einer Hauptlinie bei monochromatischer Einkopplung an.

Die gemessenen Intensität jeder Hauptlinie fällt mit steigendem Abstand von der Zentralwellenlänge allmählich ab. Damit steht man vor der Schwierigkeit festzulegen, welche Signalanteile noch zu einer Hauptlinie gehören und welche schon zum Fehllichtuntergrund. Es muss eine untere Intensitätsgrenze festgelegt werden, oberhalb derer die Intensität der monochromatischen Linie zugerechnet wird und unterhalb derer das Licht zum Fehllicht zählt. In dieser Arbeit wurde diese Grenze mit 10% des maximalen Intensitätssignals der Linie festgelegt.

Die maximale Intensität einer Linie kann bei sehr schmalen Linien, die nur ein oder zwei Detektorpixel treffen, stark schwanken: Trifft eine solche Linie einen Detektorpixel mittig, ergibt sich eine hohe Intensität auf diesem Pixel und eine geringe auf den Nachbarpixeln. Liegt das Linienmaximum zwischen zwei Detektorpixeln, so verteilt sich die Linienintensität auf beide und das Maximum sinkt im Vergleich zum ersten Fall. Der Detektor sollte daher immer eine Pixelbreite aufweisen, die deutlich kleiner ist als die vorkommenden Linienbreiten.

Die zweite Schwierigkeit besteht bei dieser Messvorschrift A darin, festzulegen, innerhalb welcher Grenzen man das Fehllicht aufsummieren soll: über die ganze Breite des Detektors? Dann erhält man jedoch bei Verwendung eines breiteren Detektors – ohne das Spektrometer zu verändern – einen höheren Fehllichtanteil. Eine andere Möglichkeit wäre es, Fehllicht aus den Bereichen des Detektors zu berücksichtigen, die dem vorgesehenen Wellenlängenbereich des Spektrometers entsprechen. Da dieser Bereich aber stark zwischen den Spektrometertypen variiert, führt diese Festlegung zu Angaben über den Fehllichtanteil eines Spektrometers, die nicht miteinander vergleichbar sind. Das ist auch der Grund, warum diese Messvorschrift am IMT nicht verwendet wird.

Im Beispiel in Abbildung 4-1 ist ein Einlinienspektrum dargestellt, das der besseren Übersicht halber einen hohen Fehllichtanteil aufweist. Nach dieser ersten Messvorschrift A summiert man alle Fehllichtanteile auf (das ergibt im Beispiel einen Wert von 163), summiert die Intensitäten der einen Linie des Spektrums auf (das ergibt hier einen Wert von 593) und erhält den Fehllichtanteil als Verhältnis mit dem Wert 0,275.

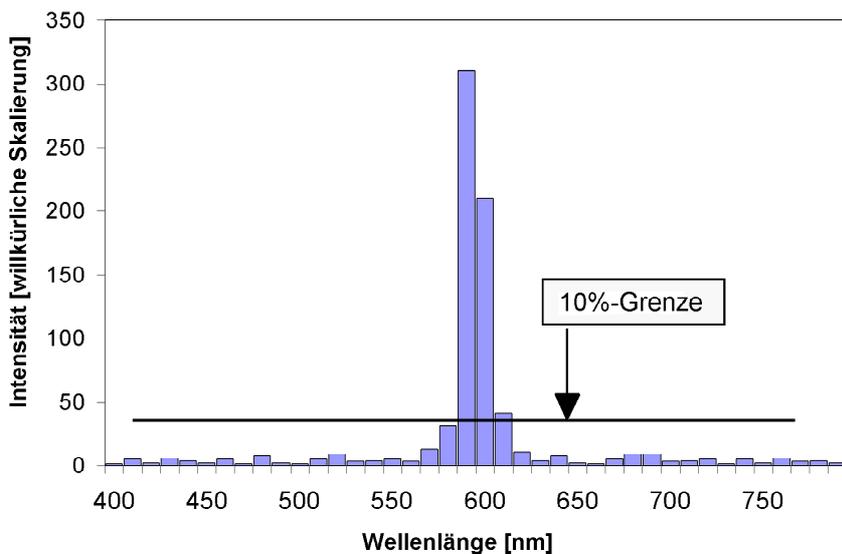


Abbildung 4-1: Beispiel zur Bestimmung des Fehllichtanteils bei monochromatischer Einkopplung

Eine zweite Messvorschrift (hier „**Messvorschrift B**“ genannt) gibt das Verhältnis der Intensität des Fehllichtuntergrundes zur maximalen Intensität der einen Linie bei monochromatischer Einkopplung an.

Bei dieser Messvorschrift muss angegeben werden, in welchem Wellenlängenabstand von der zentralen Linie die Intensität des Fehllichtuntergrundes angegeben wird. Im sichtbaren Wellenlängenbereich wird am IMT meist ein Wellenlängenabstand von 25 nm verwendet.

Im Beispiel in Abbildung 4-1 ergäbe sich beispielsweise nach Messvorschrift B bei einem Peakmaximum von 311 Intensitätseinheiten und einem Untergrund von vier Einheiten ein Fehllichtanteil von 0,013.

Eine dritte Messvorschrift (hier „**Messvorschrift C**“ genannt) ist in der angewandten Farbmesstechnik üblich:

Das Spektrum wird bei Einkopplung von Weißlicht, beispielsweise Halogen-Glühlampenlicht, in das Spektrometer gemessen. Dann wird ein Kantenfilter in den Strahlengang eingebracht, das nahezu alles Licht unterhalb einer bestimmten Wellenlänge absorbiert (siehe Abbildung 4-2).

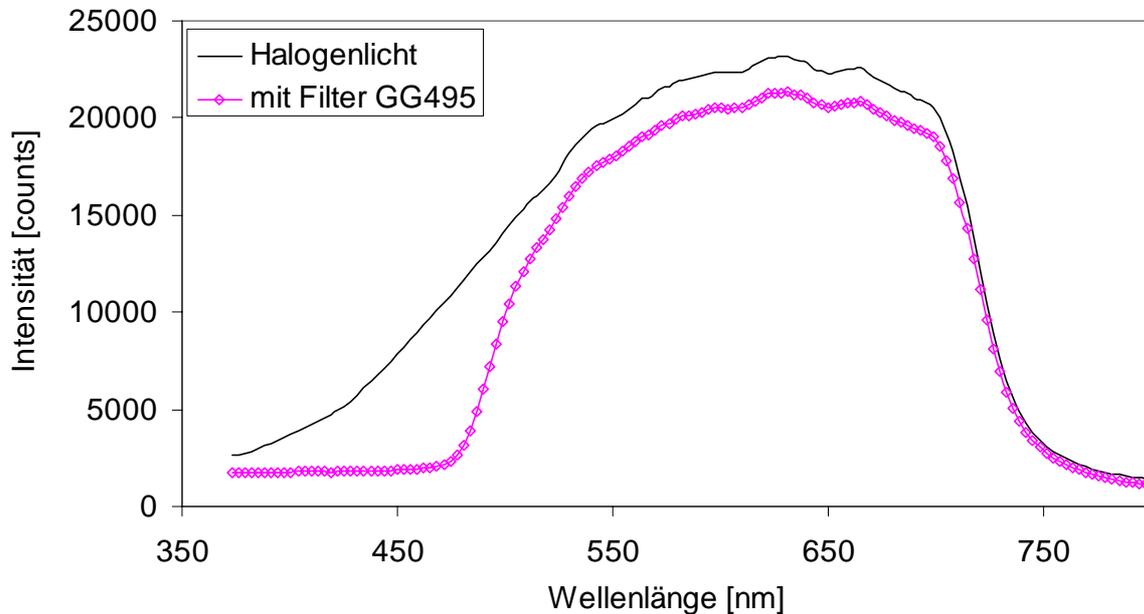


Abbildung 4-2: Fehllichtmessung mit Kantenfilter GG495 am VIS-Folienwellenleiter 3ZA4723 mit Halogenlichtquelle (6V, 10W)

Die Berechnung der Fehllichtkennzahl erfolgt dann aus den gemessenen Intensitätswerten in einem spektralen Abstand von $\Delta\lambda = 25 \text{ nm}$ zu der Abschneidewellenlänge des Kantenfilters. Bei einem Kantenfilter „GG495“ mit der Abschneidewellenlänge 495 nm berechnet sich der Wert $ST(495 \text{ nm})$ beispielsweise nach der Formel:

$$ST(495\text{nm}) = -10 \cdot \left[\lg \left(\frac{I_{\text{Beleuchtung mit GG495 bei 470nm}}}{I_{\text{Beleuchtung ohne GG495 bei 470nm}}} \right) - \lg \left(\frac{I_{\text{Beleuchtung mit GG495 bei 520nm}}}{I_{\text{Beleuchtung ohne GG495 bei 520nm}}} \right) \right] \quad (4.1)$$

Diese Messvorschrift C hat den Nachteil, dass der gemessene Fehllichtdämpfungswert deutlich von der Temperatur der Weißlichtquelle abhängt und die Angabe dieses Wertes nur vergleichbare Werte liefert, wenn die Charakteristiken der verwendeten Weißlichtquellen gut reproduzierbar sind. Da dies oft nicht gegeben ist, wird am IMT die Messvorschrift B bevorzugt.

Um eine Angabe nach Messvorschrift C von dem Spektrum der Weißlichtquelle unabhängig zu machen, kann man wie folgt vorgehen: Man vermisst das Spektrometer monochromatisch in engen Wellenlängenabständen. Dann normiert man die Einzelmessungen auf eine konstante Signalhöhe. Im letzten Schritt summiert man die Einzelpeaks auf; einmal zu einem Weißlichtspektrum, in dem jetzt alle Farben gleich intensiv vorkommen und einmal zu einem Spektrum eines „simulierten“ Kantenfilters, indem man nur die Linien mit Wellenlängen oberhalb der Kantenwellenlänge summiert. Aus diesen beiden Spektren lässt sich analog zu Formel (4.1) ein Wert berechnen, der nicht von dem Lampenspektrum abhängt.

Eine vierte Messvorschrift (hier „**Messvorschrift D**“ genannt) findet in der Absorptionsspektrometrie Anwendung [Sha 1984].

Dabei wird die Absorption einer Probe gemessen, die in einem schmalen Wellenlängenbereich sehr stark absorbiert, beispielsweise eine NaI-Lösung bei 220 nm oder eine NaNO₂-Lösung bei 340 nm. Bei Beleuchtung mit Weißlicht einer Halogen- oder Deuteriumlampe hebt der Fehllichtuntergrund im Bereich dieser starken Absorptionslinie den Untergrund an. Die Höhe dieses Untergrundes im Verhältnis zu der Intensität in Wellenlängenbereichen geringer Absorption ist hier das Maß für den Fehllichtanteil. Diese Messvorschrift hängt, wie Messvorschrift C, stark von der verwendeten Lichtquelle und dem eingestrahlten Wellenlängenbereich ab und ist daher eher zur Kalibrierung von Absorptionsspektrometern oder zu vergleichenden Messungen geeignet.

4.2 Mögliche Entstehungsorte und –arten von Fehllicht

Fehllicht kann in einem Spektrometer eine Vielzahl von Quellen haben. Prinzipiell lässt sich unterscheiden zwischen den möglichen Entstehungsorten und den verschiedenen physikalischen Ursachen des Fehllichts.

Als Entstehungsorte kommen alle Orte innerhalb des Spektrometers in Frage: Mehrfachreflexionen an Strukturen im Spektrometer können ebenso zum Fehllicht beitragen wie zum Beispiel Gitterdefekte oder Staub auf dem Auskoppelspiegel. An einigen Orten entsteht je nach Bauform mehr Fehllicht als an anderen. So kann beispielsweise in einem Folienwellenleiter-Spektrometer durch Partikel in der Folie des Wellenleiters Streulicht entstehen, in einem Hohlwellenleiter-Spektrometer dagegen wird im Luftvolumen innerhalb des Wellenleiters kaum Streulicht entstehen.

Die möglichen physikalischen Ursachen des Fehllichts innerhalb des Spektrometers sind vielfältig. An den verschiedenen Orten im Spektrometer können auftreten:

- A: Reflexionen in unerwünschte Richtungen durch Abweichungen der reflektierenden Oberflächen von der gewünschten Form (siehe Abschnitt 6.3)
- B: Mehrfachreflexionen, wobei erst durch die Reflexion an mehreren an sich korrekt positionierten, reflektierenden Oberflächen das Licht den Detektor als Fehllicht erreicht (siehe Abschnitt 6.3.1)
- C: Streulicht, entstanden durch Rauigkeiten, Kratzer oder Partikel auf den Oberflächen oder im Wellenleitervolumen (siehe Abschnitt 4.4.6).

Speziell bei der Beugung im Bereich des Reflexionsgitters der Mikrospektrometer sind weitere Quellen möglich:

- D: Schwankungen der Position oder Breite der Gitterzähne führen dazu, dass Licht in unerwünschte Richtungen gebeugt wird (siehe Abschnitt 4.4).
- E: Licht kann an der Gitteroberfläche absorbiert und über Plasmonen anisotrop wieder abgestrahlt werden (siehe Abschnitt 4.4.7).

Selbst in einem idealen Gitter wird Licht der Wellenlänge λ' mit der Beugungsordnung n' , das die Gittergleichung (3.1) erfüllt und somit nach der Definition kein Fehllicht ist, den Detektor treffen, wenn es die Gleichung $n'\lambda' = n\lambda$ erfüllt. Dieses Licht wird üblicherweise durch geeignete Ordnungsfiler im Strahlengang vom Detektor ferngehalten.

4.3 Fourieroptische Beschreibung der Spektrometer

Zum Verständnis der Auswirkungen auftretender Gitterfehler ist eine fourieroptische Beschreibung der Beugung des Lichts an einem Gitter nützlich. Zur Einführung werden hier zuerst die Beugung am Einzelspalt und am Doppelspalt beschrieben [Kau 2001].

4.3.1 Einzelspalt

Jedes beugende Objekt wird durch eine Durchlassfunktion beschrieben, die angibt, welche Stelle des Objekts welchen Anteil des einfallenden Lichts durchlässt [Kau 2001]. Beim Einzelspalt der Breite D ist dies eine Rechteckfunktion:

$$B(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq D/2 \\ 0, & |x| > D/2 \end{cases} \quad (4.2)$$

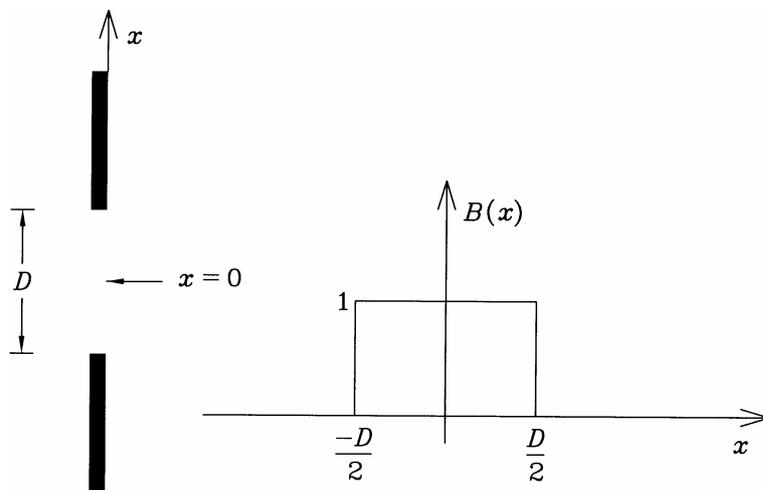


Abbildung 4-3: Ein Einzelspalt der Breite D und seine Durchlassfunktion $B(x)$ [Kau 2001, S. 129]

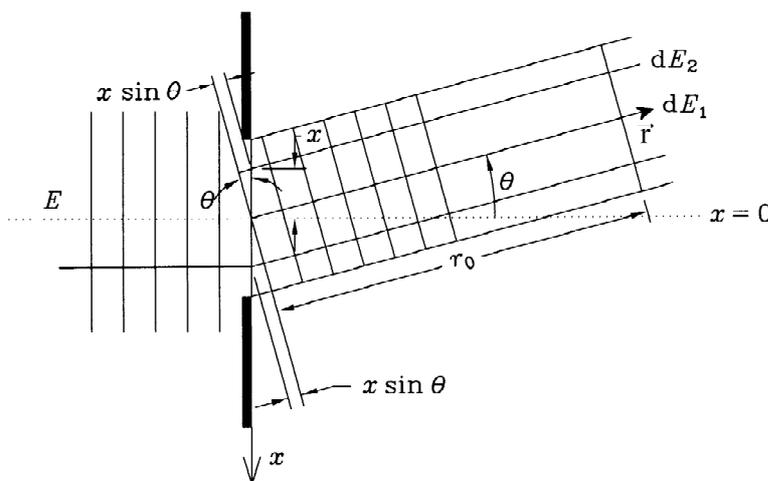


Abbildung 4-4: Einzelspalt mit einfallender, ebener Welle E und zwei Strahlen dE_1 und dE_2 , die den Spalt an unterschiedlichen Orten unter dem Winkel θ verlassen [Kau 2001, S. 129]

Man betrachte einen schmalen Einzelspalt und eine einfallende, ebene Welle E , die senkrecht auftrifft (Abbildung 4-4). Zwei infinitesimal schmale, kohärente Strahlen dE_1 und dE_2 der Breite dx verlassen den Spalt unter dem Winkel θ gegen die Einfallsrichtung. Für kleine Winkel θ gilt $dx \approx dx \cos \theta$. Der Strahl dE_1 soll den Spalt in der Spaltmitte verlassen, dE_2 in einem Abstand x von der Mitte. Einen Strahl dE der Breite dx kann man beschreiben als

$$dE = E_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} dx = E_0 e^{i2\pi r/\lambda} e^{-i\omega t} dx \quad (4.3)$$

mit der Amplitude E_0 der einfallenden Welle. Mit Hilfe der Durchlassfunktion $B(x)$ lässt sich (4.3) schreiben als

$$dE_1 = B(0) E_0 e^{i2\pi r_0/\lambda} e^{-i\omega t} dx \quad (4.4a)$$

$$dE_2 = B(x) E_0 e^{i2\pi(r_0 + x \sin \theta)/\lambda} e^{-i\omega t} dx \quad (4.4b)$$

Alle Strahlen, die in dieselbe Richtung θ gebeugt werden, interferieren und ergeben die Welle

$$E_{\text{Aus}} = \sum_j dE_j = e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} B(x) E_0 e^{i2\pi(r_0 + x \sin \theta)/\lambda} dx. \quad (4.5)$$

Die Intensität dieser Welle ist $I_{\text{Aus}} = E_{\text{Aus}}^* E_{\text{Aus}}$. Wegen $e^{-i\omega t} e^{i\omega t} = 1$ kann man die Zeitabhängigkeit außer Acht lassen. Der Term $E_0 e^{i2\pi r_0/\lambda}$ hängt nicht von x ab und kann ebenfalls unbeachtet bleiben. Also hat die ebene Welle in der Richtung θ die Form

$$E_{\text{Aus}} = \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \theta} dx. \quad (4.6)$$

Wechselt man zu den Ortskoordinaten

$$s = \frac{\sin \theta}{\lambda} = v \sin \theta, \quad (4.7)$$

schreibt sich (4.6) als

$$E_{\text{Aus}}(s) = \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{i2\pi s x} dx. \quad (4.8)$$

Dies ist die Fouriertransformierte von $B(x)$. Für die Rechteckfunktion ist die Funktion E_{Aus}

$$E_{\text{Aus}}(s) = \mathcal{F}\{B(x)\} = D \text{sinc}(D \pi s). \quad (4.9)$$

Die Intensität der gebeugten Welle ist also

$$I_{\text{Aus}}(s) = E_{\text{Aus}}^*(s) E_{\text{Aus}}(s) = D^2 \text{sinc}^2(D \pi s) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi D \sin \theta}{\lambda}\right)^2}. \quad (4.10)$$

Allgemein ist die räumliche Amplitude einer Lichtwelle hinter einem beugenden Objekt gleich der Fouriertransformierten $\mathcal{F}\{B(x)\}$ der Durchlassfunktion des beugenden Objektes.

4.3.2 Doppelspalt

Die Durchlassfunktion $B(x)$ zweier Spalte der Breite D , deren Mitten einen Abstand d haben, kann als Faltung der Durchlassfunktion $B_D(x)$ eines einzelnen Spaltes mit einer Funktion $B_d(x)$, welche die Lage der beiden Spalte angibt, beschrieben werden (siehe Abbildung 4-5).

$$B_d(x) = \delta(x - d/2) + \delta(x + d/2) \quad (4.11)$$

$$B(x) = B_D(x) \otimes B_d(x) \quad (4.12)$$

Dabei ist $\delta(x-x_0)$ die Delta-Distribution (auch: Dirac-Stoß) an der Stelle x_0 . Die Faltung zweier Funktionen $f(x)$ und $g(x)$ ist definiert als [Bra 1986]

$$f(x) \otimes g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) g(x-u) du. \quad (4.13)$$

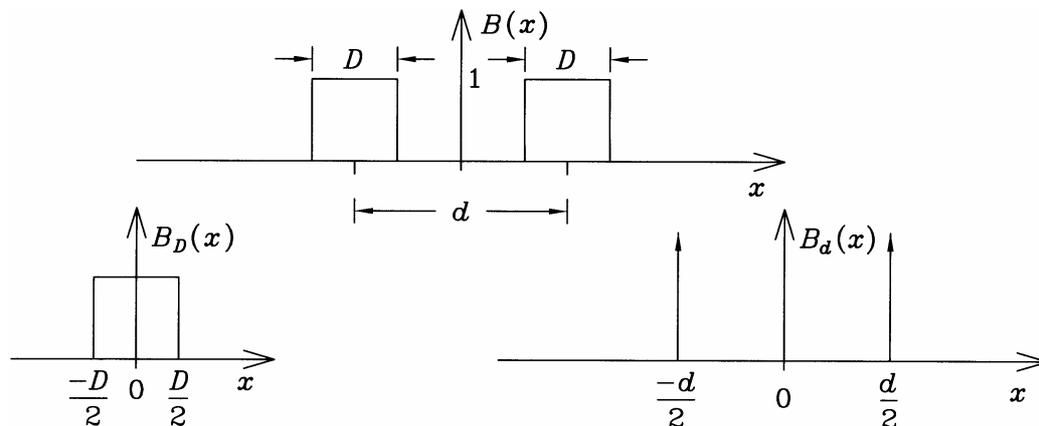


Abbildung 4-5: Die Durchlassfunktion $B(x)$ eines Doppelspaltes [Kau 2001, S. 131]

Die ebene Welle $E_{\text{Aus}}(x)$, die den Doppelspalt am Ort mit der räumlichen Koordinate s verlässt, ist die Fouriertransformierte \mathcal{F} der Durchlassfunktion $B(x)$ (siehe Abbildung 4-6).

$$E_{\text{Aus}}(s) = \mathcal{F}\{B(x)\} = \mathcal{F}\{B_D(x)\} \cdot \mathcal{F}\{B_d(x)\} = D \text{sinc}(D\pi s) 2 \cos\left(2\pi \frac{d}{2} s\right). \quad (4.14)$$

Dabei wurde der Faltungssatz angewendet, der besagt, dass die Fouriertransformierte $H(s)$ der Faltung $h(x)$ zweier Funktionen $f(x)$ und $g(x)$ das Produkt der Transformaten $F(s)$ und $G(s)$ der beiden Originalfunktionen ist [Lip 1997]:

$$H(s) = \mathcal{F}\{h(x)\} = \mathcal{F}\{f(x) \otimes g(x)\} = \mathcal{F}\{f(x)\} \cdot \mathcal{F}\{g(x)\} = F(s) \cdot G(s) \quad (4.15)$$

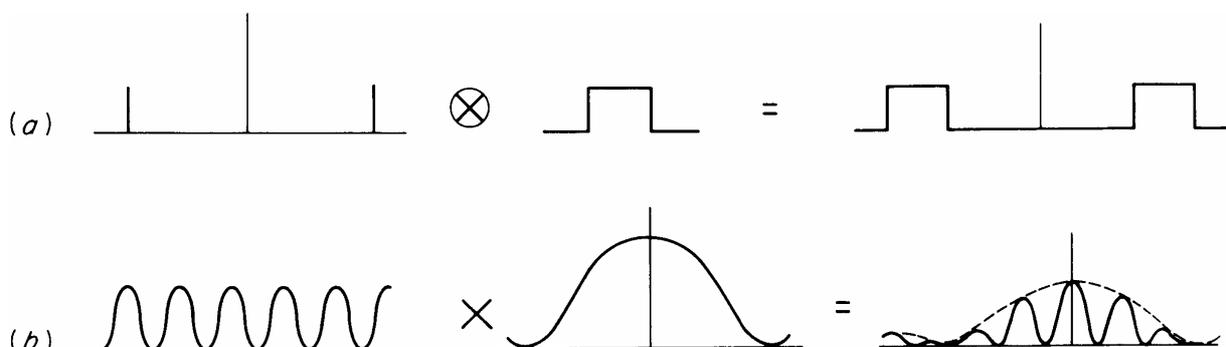


Abbildung 4-6: (a) die Durchlassfunktion $B(x)$ und (b) die Intensitätsverteilung am Doppelspalt [Hut 1982, S. 46]

Aus (4.14) ergibt sich die Intensität der Welle (siehe Abbildung 4-7) zu

$$I_{\text{Aus}} = I_0 \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \cos^2 \beta. \tag{4.16}$$

mit

$$\alpha = \pi D s = \pi D v \sin \theta, \quad \beta = \pi d s = \pi d v \sin \theta. \tag{4.17}$$

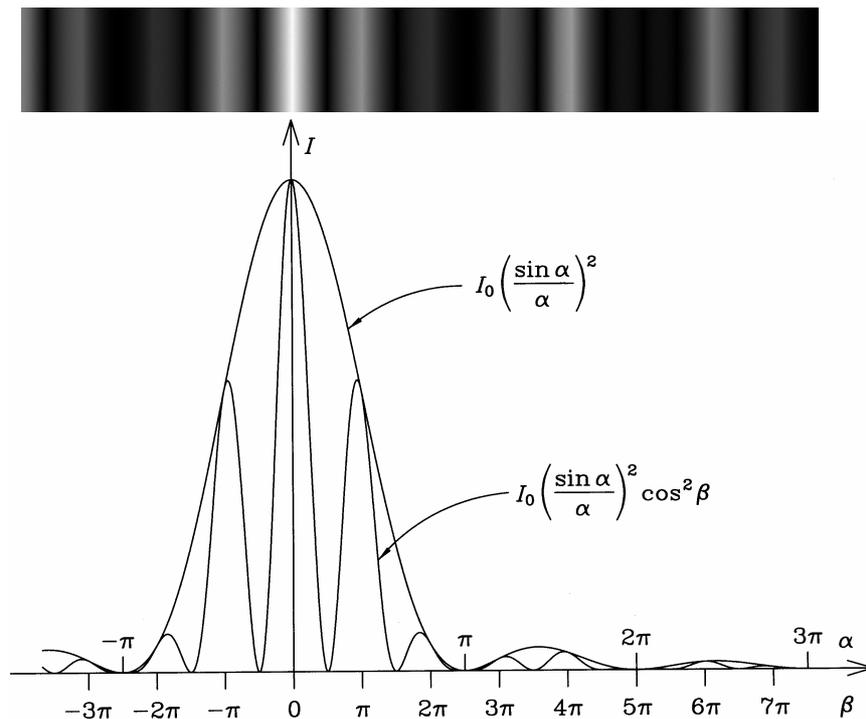


Abbildung 4-7: Oben das Spektrum, unten der Intensitätsverlauf einer durch einen Doppelspalt gebeugten ebenen Welle bei einem Verhältnis der Spaltbreite D zum Spaltabstand d von $D / d = 2:5$ [Kau 2001, S. 132]

4.3.3 Ideales Gitter

Um die Orientierung der Funktionen, die das Gitter beschreiben, übersichtlicher definieren zu können, beziehen sich alle Angaben in den folgenden Abschnitten auf das Koordinatensystem in Abbildung 4-8.

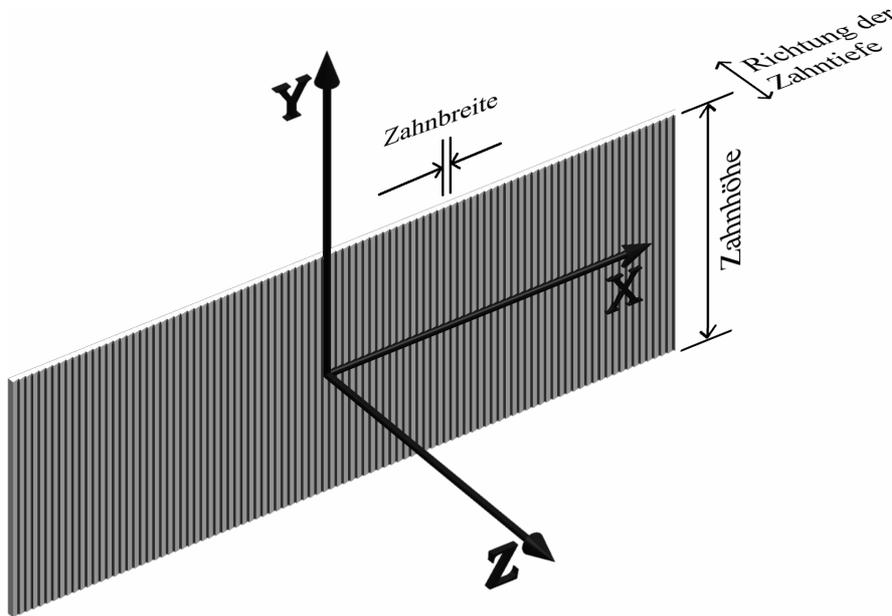


Abbildung 4-8: Gitter mit Bezugskordinatensystem

Die Oberfläche des Gitters lässt sich durch eine Funktion $z(x, y)$ beschreiben. Für ein ideales Gitter ist $z(x, y)$ über die Zahnhöhe von y unabhängig und in x periodisch mit der Gitterkonstante.

Die Durchlassfunktion $B_{\text{Gitter}}(x)$ eines Beugungsgitters lässt sich als eine Anzahl N von äquidistanten, parallelen Spalten der Breite D in Abständen d beschreiben (siehe Abbildung 4-9). Analog zur Delta-Distribution beim Doppelspalt führt man hier die Kamm-Funktion III (auch Dirac-Kamm genannt) ein¹. Sie ist eine Reihe von Delta-Distributionen und beschreibt die Lage der N Spalte:

$$\text{III}(x, d) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{x}{d} - j\right) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} d \delta(x - jd). \quad (4.18)$$

Mit der Durchlassfunktion eines Einzespalt $B_D(x)$ und der Rechteckfunktion $B_{Nd}(x)$, welche die Gesamtbreite Nd des Gitters beschreibt, ergibt sich die Durchlassfunktion $B_{\text{Gitter}}(x)$ zu

$$B_{\text{Gitter}}(x) = B_D(x) \otimes \left[B_{Nd}(x) \cdot \frac{\text{III}(x, d)}{d} \right]. \quad (4.19)$$

Abbildung 4-9 zeigt die drei einzelnen Durchlassfunktionen und die Gitterdurchlassfunktion $B_{\text{Gitter}}(x)$.

¹ Das Symbol III der Kammfunktion wird im Englischen nach dem kyrillischen Buchstaben „shah“ gesprochen. Dieser soll nach dem hebräischen Buchstaben שׁ (shin) geformt sein, der wiederum vom ägyptischen  abstammen könnte. Diese Hieroglyphe beschreibt Papyrus-Pflanzen am Nil [Bra 1986, S. 77].

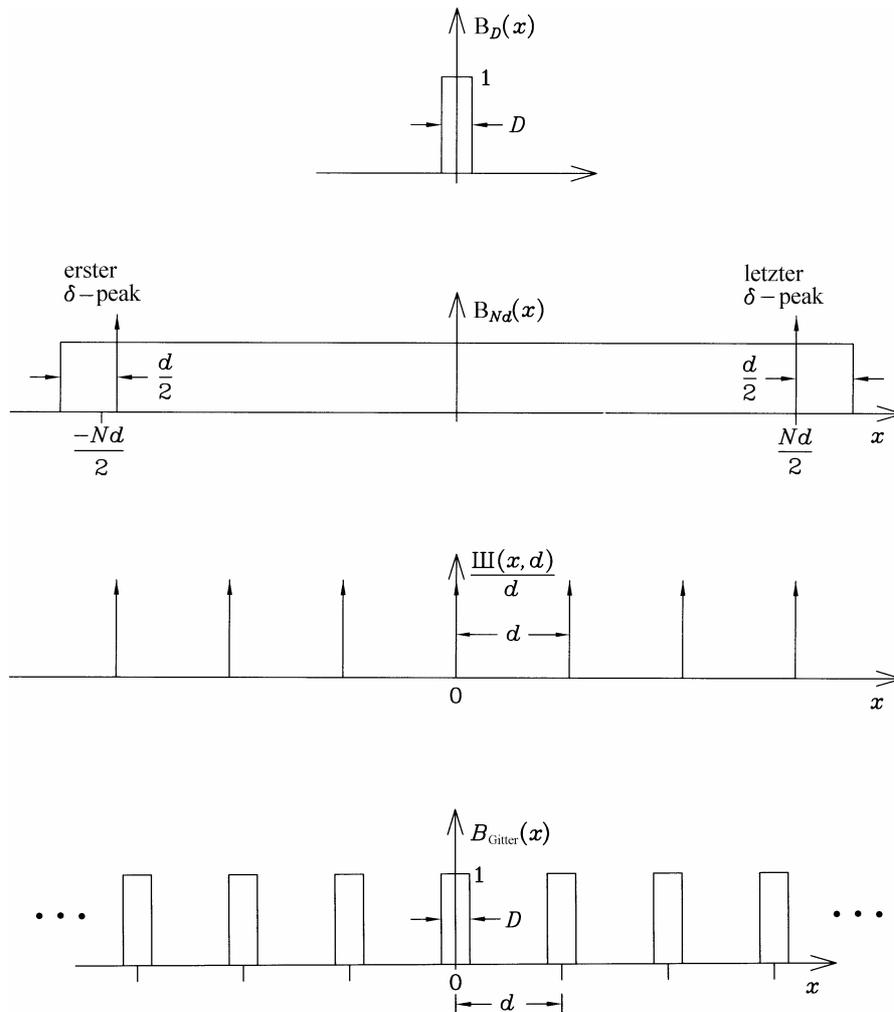


Abbildung 4-9: Durchlassfunktionen $B_D(x)$, $B_{Nd}(x)$, $\text{III}(x,d)$ und $B_{\text{Gitter}}(x)$ eines Gitters [Kau 2001, S. 132f.]

Die Amplitudenverteilung $E_{\text{Aus}}(s)$ der gebeugten Welle erhält man wie beim Doppelspalt durch Fouriertransformation der Durchlassfunktion $B_{\text{Gitter}}(x)$. Die Fouriertransformierte der Kammfunktion III ist

$$\mathcal{F}\{\text{III}(x,d)\} = d \cdot \text{III}(s, 1/d). \quad (4.20)$$

Die Amplitudenverteilung $E_{\text{Aus}}(s)$ der gebeugten Welle wird damit (siehe Abbildung 4-10)

$$\begin{aligned} E_{\text{Aus}}(s) &= \mathcal{F}\{B_{\text{Gitter}}(x)\} = \mathcal{F}\{B_D(x)\} \cdot [\mathcal{F}\{B_{Nd}(x)\} \otimes \mathcal{F}\{\text{III}(x,d)/d\}] \\ &= D \text{sinc}(\pi D s) \cdot [N d \text{sinc}(\pi N d s) \otimes \text{III}(s, 1/d)] \\ &= D \text{sinc}(\pi D s) \cdot \left[N \text{sinc}(\pi N d s) \otimes \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(s - \frac{n}{d}\right) \right] \\ &= D \text{sinc}(\pi D s) \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} N \text{sinc}[\pi N d (s - n/d)]. \end{aligned} \quad (4.21)$$

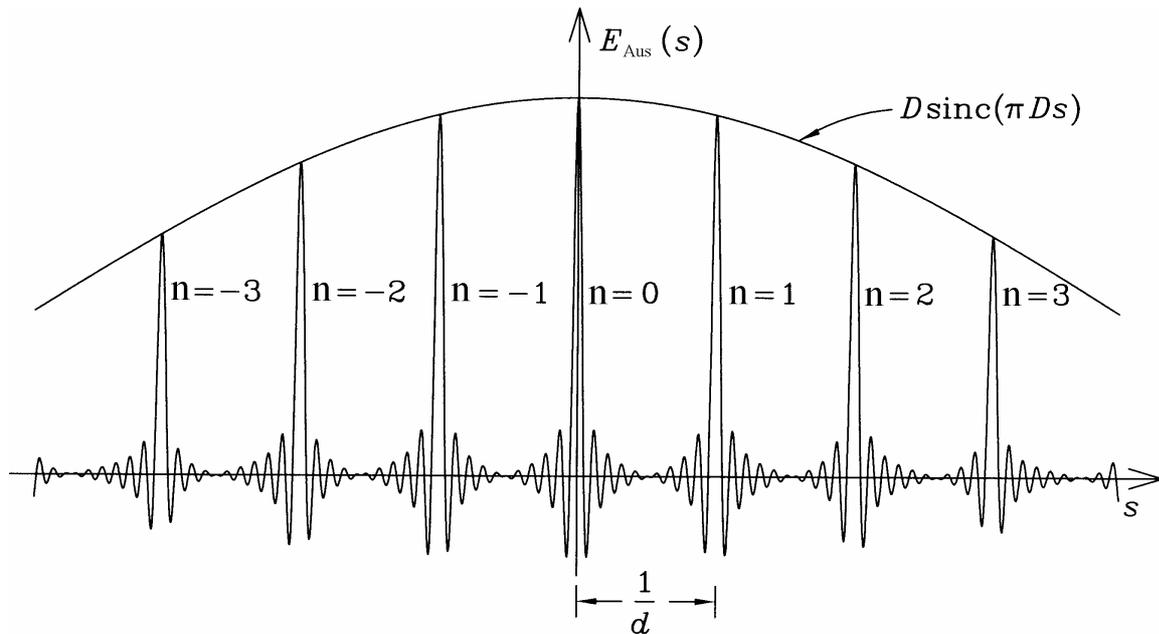


Abbildung 4-10: Amplitudenverteilung $E_{\text{Aus}}(s)$ der an einem Gitter gebeugten, ebenen Welle [Kau 2001, S. 135]

Die Intensitätsverteilung der Welle (siehe Abbildung 4-11) erhält man aus den Formeln (4.21) und (4.10) als

$$\begin{aligned}
 I_{\text{Aus}} &= I_0 \operatorname{sinc}^2(\pi D s) \cdot \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \operatorname{sinc} \left[\pi N d \left(s - \frac{n}{d} \right) \right] \right\}^2 = I_0 \operatorname{sinc}^2(\pi D s) \frac{\sin^2(\pi N d s)}{N^2 \sin^2(\pi d s)} \\
 &= I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{\sin N \beta}{N \sin \beta} \right)^2
 \end{aligned} \tag{4.22}$$

mit $\alpha = \pi D v \sin \theta$ und $\beta = \pi d v \sin \theta$. Dies gilt für ungerade, ganzzahlige N , wie mit der Reihenentwicklung

$$\frac{1}{\sin x} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n}{x - \pi n} \tag{4.23}$$

gezeigt werden kann.

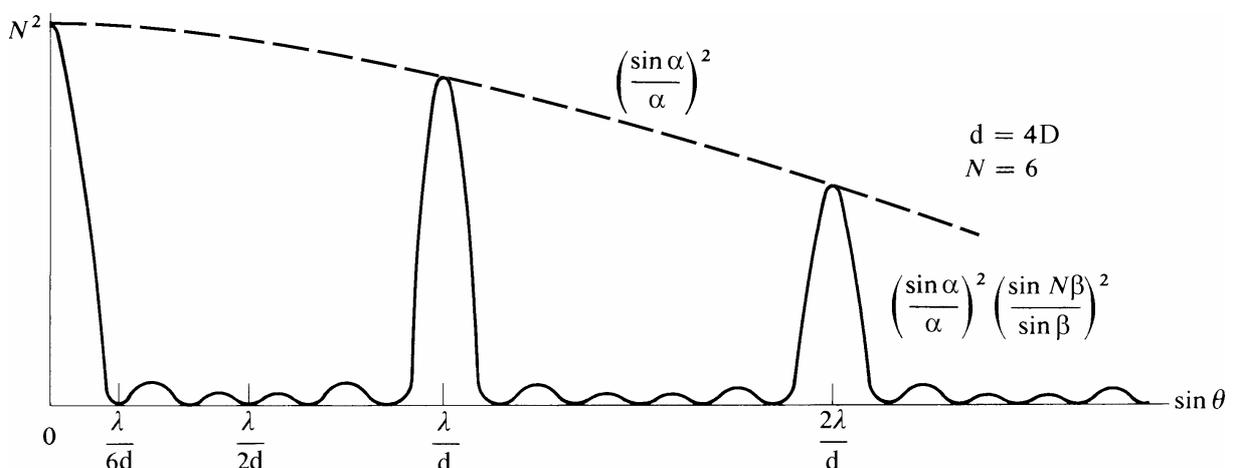


Abbildung 4-11: Intensitätsverteilung $I_{\text{Aus}}(s)$ der an einem Gitter ($N = 6$, $d = 4D$) gebeugten, ebenen Welle; θ ist der Lichtaustrittswinkel gegen die Gitternormale [Hec 1974, S. 346]

Bei einem Blaze-Gitter wird die Intensität in der genutzten Beugungsordnung erhöht, indem die einzelnen Gitterzahnflanken entsprechend um die Y-Richtung gekippt werden (siehe Abschnitt 3.5). Die entsprechende fourieroptische Darstellung zeigt Abbildung 4-12.

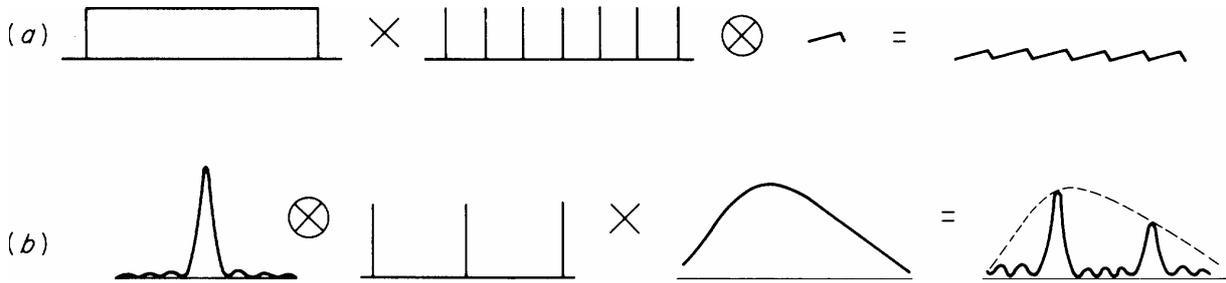


Abbildung 4-12: (a) die Durchlassfunktion $B(x)$ und (b) die Intensitätsverteilung am Blaze-Gitter [Hut 1982, S. 49]

Werden die N Gitterzähne eines idealen Gitters monochromatisch beleuchtet, so ergeben sich zwischen benachbarten Beugungsmaxima $N-2$ Nebenmaxima. Wenn das optische Gesamtsystem die einzelnen Nebenmaxima des Spektrums nicht auflösen kann, mittelt sich die Intensität der Nebenmaxima aus Gleichung (4.22) zu einem Wert von [Hut 1982, S. 141]

$$\frac{I_0}{2} \left[\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right]^2 \left[\frac{2}{\pi(2p+1)} \right]^2 \approx \frac{I_0}{20p^2} \left[\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right]^2, \quad (4.24)$$

wobei p das p -te Nebenmaximum bezeichnet. Ein perfektes Gitter mit endlicher Zähnezahl weist also bereits einen geringen Lichtanteil zwischen den einzelnen Beugungsordnungen auf. Bei einem Gitter mit 6000 ausgeleuchteten Gitterzähnen ergibt sich beispielsweise in 25 nm Abstand zu einer Linie bei 500 nm ($p=300$) eine mittlere Untergrundintensität von etwa $5 \cdot 10^{-7}$ der Linienintensität.

4.3.4 Zweidimensionale Durchlassfunktionen

Ein reales Gitter hat auf Grund seiner endlichen Ausdehnung immer eine zweidimensionale Durchlassfunktion $B_{\text{Gitter}}(x, y)$. Die Amplitudenverteilung $E_{\text{Aus}}(s, p)$ der gebeugten Welle erhält man durch Fouriertransformation der Durchlassfunktion $B_{\text{Gitter}}(x, y)$

$$E_{\text{Aus}}(s, p) = \mathcal{F}\{B_{\text{Gitter}}(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B_{\text{Gitter}}(x, y) e^{i2\pi(sx+py)} dx dy \quad (4.24)$$

mit den Raumkoordinaten $s = v \sin \theta_x$ und $p = v \sin \theta_y$ und den Raumwinkeln θ_x, θ_y .

Für den Fall eines rechteckigen Gitters lässt sich $B_{\text{Gitter}}(x, y) = B(x) \cdot B(y)$ schreiben. Damit vereinfacht sich (4.24) zu

$$E_{\text{Aus}}(s, p) = \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{i2\pi sx} dx \int_{-\infty}^{\infty} B(y) e^{i2\pi py} dy \quad (4.25)$$

oder

$$E_{\text{Aus}}(s, p) = E_{\text{Aus}}(s) \cdot E_{\text{Aus}}(p) = \mathcal{F}\{B(x)\} \mathcal{F}\{B(y)\}. \quad (4.26)$$

Bei einem fehlerfreien, rechteckigen Gitter endlicher Ausdehnung ist diese Separation in horizontaler und vertikaler Richtung möglich, $B(x)$ ist mit Gleichung (4.19) gegeben und $B(y)$ ist analog Gleichung (4.2) definiert, wobei D dann die Zahnhöhe nach Abbildung 4-8 ist.

Das Beugungsbild dieses Gitters in der X-Y-Ebene der Abbildung 4-8 hat in X-Richtung einen Intensitätsverlauf analog zu Abbildung 4-11. In der Y-Richtung ergibt sich ein Intensitätsverlauf wie bei einem Einzelspalt, dessen Spaltbreite gleich der Zahnhöhe ist (siehe Gleichung 4.10 und Abbildung 4-13).

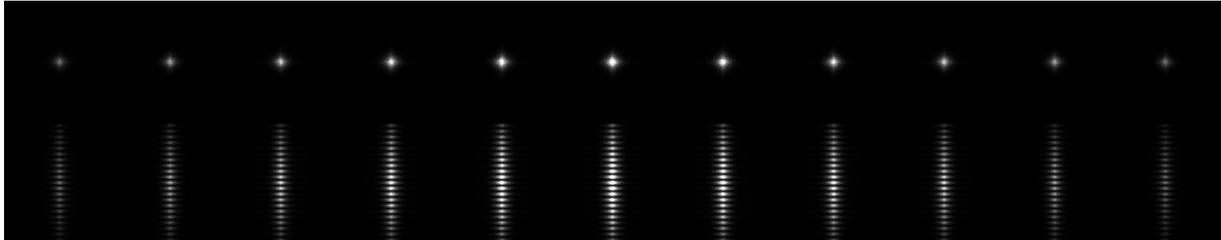


Abbildung 4-13: Skizzen der Beugungsbilder eines fehlerfreien Gitters bei punktförmiger, monochromatischer Lichtquelle: oben in Y-Richtung unbegrenztes Gitter; unten mit endlicher Ausdehnung in Y-Richtung

Der Abstand der einzelnen Spektrallinien in Abbildung 4-13 wird durch die Gitterkonstante (gleich der Zahnbreite) bestimmt. Wie schnell die Intensität an den Flanken der Linien abfällt und wie hoch die Restintensität zwischen den Linien ist, hängt von der Anzahl der beleuchteten Gitterzähne ab. Die im unteren Spektrum in Abbildung 4-13 erkennbare Modulation der Intensität innerhalb der Linien wird durch die Begrenzung der Gitterausdehnung in Y-Richtung verursacht.

4.4 Theoretische Beschreibung von Gitterfehlern

In den folgenden Abschnitten werden die Auswirkungen von Störungen des idealen Gitters auf die beobachteten Spektren betrachtet. In vielen Fällen ist es praktisch dabei auf die fourieroptische Beschreibung zurückzugreifen. Die Auswirkungen der Gitterstörungen werden hier immer am Beispiel eines Einlinienspektrums, also bei monochromatischer Einkopplung, beschrieben.

4.4.1 Abbildungsfehler des Konkavgitters

Die in den LIGA-Spektrometern verwendeten konkaven Gitter können die gleichen optischen Fehler aufweisen wie die meisten abbildenden optischen Systeme. Die wichtigsten sind hier der Astigmatismus, das Koma und die sphärische Aberration [Loe 1997, S. 255 ff.]. Diese Fehler führen zu einer geringfügigen Verschlechterung der optischen Auflösung des Gitters. Sie werden hier nicht weiter behandelt, da sie keinen nennenswerten Anteil am Fehllicht haben.

4.4.2 Modenverbreiterung

Eine im Wellenleiter geführte Lichtwelle (siehe Abbildung 4-14) trifft das Gitter mit einer zum Gitter senkrechten Komponente $\mathbf{k}_{\text{effektiv}}$ des Wellenvektors \mathbf{k}_0 [Reu 1983]:

$$\mathbf{k}_{\text{effektiv}} = k_0 \cos \chi, \text{ mit } k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (4.27)$$

Die Beugung am Gitter erfolgt dadurch mit der Wellenlänge $\lambda_{\text{effektiv}}$, die immer größer oder gleich der eingestrahlt ist:

$$\lambda_{\text{effektiv}} = \frac{\lambda_0}{\cos\chi} \tag{4.28}$$

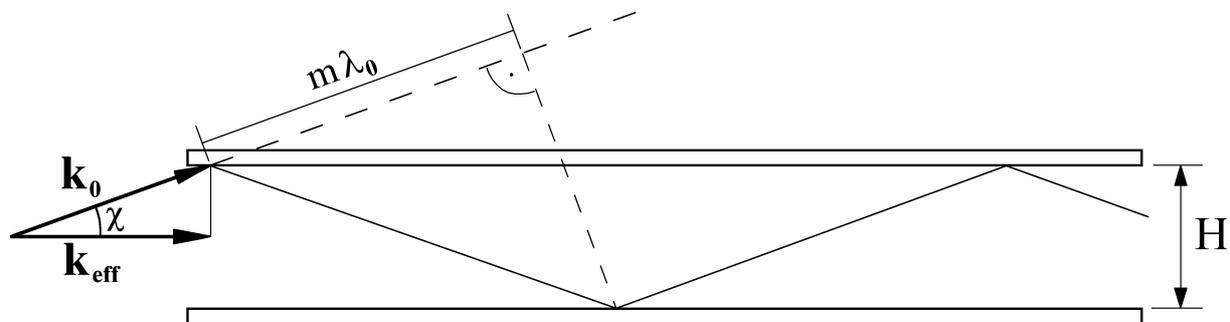


Abbildung 4-14: Wellenvektoren im Hohlwellenleiter; die Lichtausbreitung ist nur unter Winkeln χ möglich, für die m eine ganze Zahl ist.

Dieser Effekt führt dazu, dass alle Linien im Spektrum einseitig verbreitert werden. Die langwellige Flanke der Spektrallinien wird abgeflacht (siehe Abbildung 4-15). Der Effekt nimmt mit der Größe des Winkels, unter dem die Strahlen im Wellenleiter propagieren, zu. Daher muss für jede Anwendung ein Kompromiss zwischen der gewählten Numerischen Apertur NA des Systems und der noch tolerierbaren Verbreiterung gefunden werden.

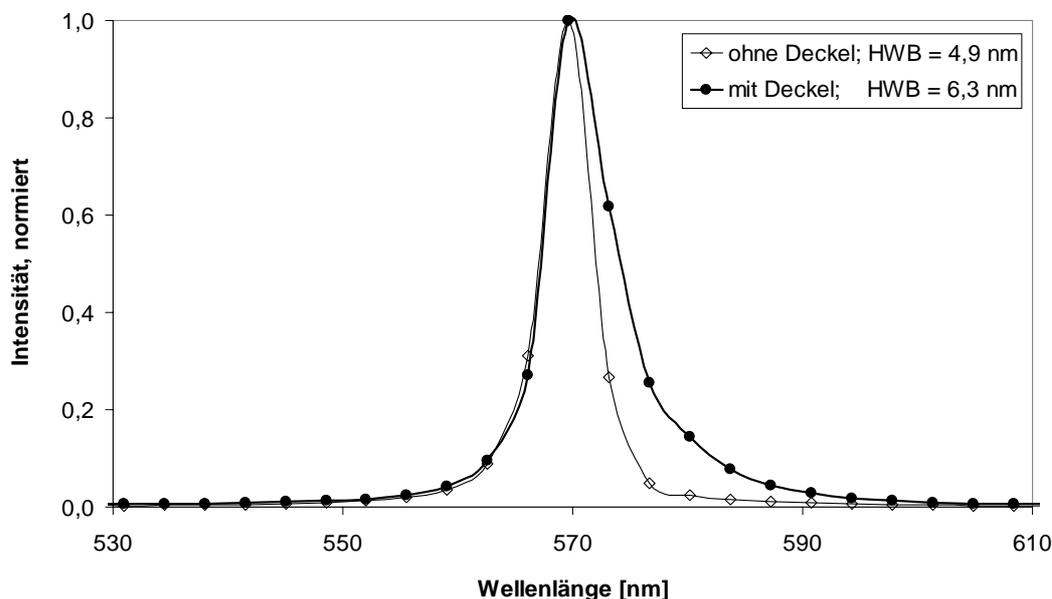


Abbildung 4-15: Asymmetrisch durch die Modenverbreiterung verändertes Einlinienspektrum; um die Modenverbreiterung zu unterdrücken wurde das Spektrometer ohne Deckel vermessen; Spektrometerbauteil Layout 0603-00-A0, Losnummer 01533-06

Wird in den Hohlwellenleiter mit einer Faser mit einer typischen Numerischen Apertur von $NA = 0,22$ eingekoppelt, so ist nach den Gleichungen (3.2) und (4.28) $\lambda_{\text{eff,maximal}} = \lambda_0 \cdot 1,024$. Bei einer Wellenlänge von beispielsweise 570 nm treten in diesem Fall durch die Modenverbreiterung Wellenlängenanteile bis zu 583,7 nm auf. Die Halbwertsbreite monochromatischer Linien vergrößert sich um einen Faktor, der deutlich kleiner ist als $\lambda_{\text{eff,maximal}} / \lambda_0$, da erstens die Verteilung der Intensität auf die verschiedenen Moden eingeht und zweitens gerade die höheren Moden durch die vielen Reflexionen in einen Hohlwellenleiter besonders stark gedämpft werden.

Es könnte der Eindruck entstehen, dass die Modenverbreiterung ein charakteristischer Nachteil von Spektrometern in Wellenleiterbauweise ist. In einem freistrahloptischen Spektrometer ohne Wellenleiter tritt dieser Effekt jedoch in ähnlicher Form ebenfalls auf:

Da der Eintrittsspalt und das Gitter eine endliche Höhe haben, trifft auch hier Licht unter unterschiedlichen Winkeln χ gegen die X-Z-Ebene (siehe Abbildung 4-8) auf das Gitter. Für Lichtstrahlen, die nicht parallel zur Z-Achse auf das Gitter treffen, erscheint durch die Verkipfung um den Winkel χ um die X-Achse die sichtbare Zahnbreite des Gitters um einen Faktor $\cos \chi$ verkürzt. Das führt dazu, dass das Licht unter diesem Winkel stärker gebeugt wird. Wird das Spektrum fotografisch aufgezeichnet, so wird der Eintrittsspalt nicht auf eine senkrechte Linie abgebildet, sondern auf einen Kreisbogen. Bei Verwendung eines rechteckigen Austrittsspalt hat die Krümmung der Spektrallinien zur Folge, dass die an den Enden des Spaltes durchgehenden Wellenlängen (z.B. λ_1) von der in der Mitte durchgehenden Wellenlänge (z. B. λ_0) verschieden sind (siehe Abbildung 4-16). Dies entspricht der spektralen Unschärfe im Falle des planaren Wellenleiters.

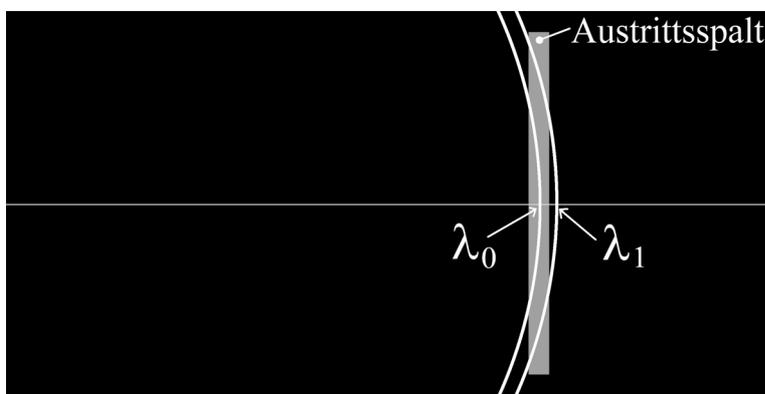


Abbildung 4-16: Krümmung der Spektrallinien ($\lambda_0 > \lambda_1$) bei freistrahloptischen Spektrometern auf Grund der Höhe des Eintrittsspalt und des Gitters.

4.4.3 Gittergeister

Als Gittergeister werden Linien im Spektrum bezeichnet, die durch periodische Schwankungen in der Zahnbreite oder der Zahntiefe über die ganze Zahnhöhe verursacht werden [Hut 1982, S. 143, 144]. Die Oberflächenfunktion $y(x, z)$ ist in diesem Fall innerhalb des Gitters von z unabhängig, aber in x nicht mehr periodisch mit der Gitterkonstante. Abbildung 4-17 zeigt vier Gitterfehler, die zu Gittergeistern in den Spektren führen.

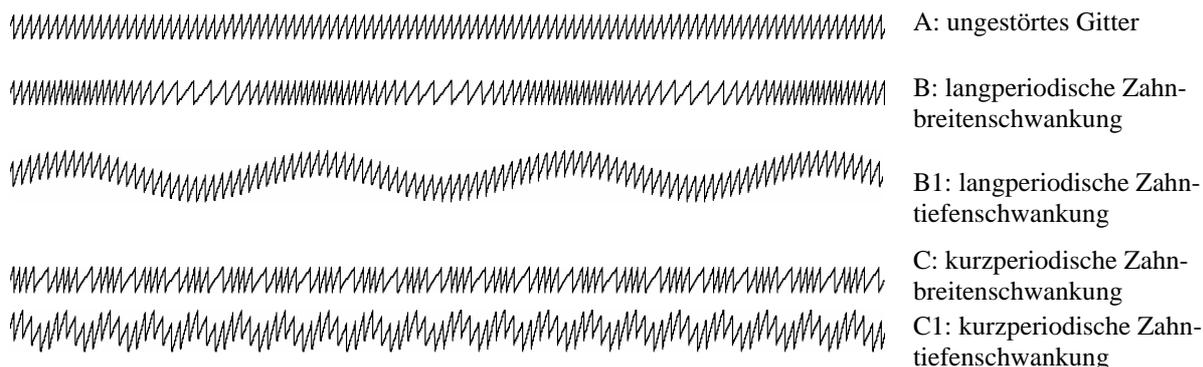


Abbildung 4-17: In Z-Richtung gesehene Gitterfronten, die zu Gittergeistern führen: B und B1 führen zu Rowland-Geistern, C und C1 zu Lyman-Geistern; B und C werden in der Fourierdarstellung in Abschnitt 4.3 durch ein Amplitudenübergitter, B1 und C1 durch ein Phasenübergitter berücksichtigt.

Aus historischen Gründen unterscheidet man zwischen Rowland-Geistern und Lyman-Geistern. Da in den meisten Büchern diese Unterscheidung auch heute noch vorgenommen wird, werden hier beide getrennt beschrieben:

a) Rowland-Geister

Die Rowland-Geister wurden nach H. A. Rowland benannt und von ihm 1893 beschrieben [Row 1893; Str 1967]. Rowland-Geister haben ihre Ursache in periodischen Schwankungen der Gitterzahnbreite (oder Zahntiefe) mit einer Periode von vielen Gitterkonstanten. Bei mit Diamanten geritzten Gittern wurden diese Schwankungen durch Fehler in der Ganghöhe der Vorschubschraube verursacht. Mit der Einführung der interferometrischen Kontrolle des Vorschubs bei Diamantritzen konnte dieser Fehler drastisch reduziert werden.

Die resultierenden Geisterlinien treten symmetrisch beiderseits jeder Spektrallinie auf. Der Abstand zur Hauptlinie hängt von der Periode der Gitterstörung ab. Die Lage der Rowland-Geister erster Ordnung (also bei rein sinusförmiger Abweichung) ist

$$\lambda_{\text{Rowland-Geister}} = \lambda_{\text{Hauptlinie}} \pm n \Delta\lambda \quad \text{mit} \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda_{\text{Hauptlinie}}}{s} \quad (4.29)$$

mit s = Anzahl der Zähne, nach der die Störung sich wiederholt [Ric 2001, S. 105]. Ist der Verlauf des Zahnabstandsfehlers über der Position nicht nur sinusförmig, treten mehrere Geisterlinien auf beiden Seiten der Linien auf, die den höheren harmonischen Ordnungen der Fehlerkurve entsprechen [Ric 2001, S. 105; Str 1967, S. 550].

Die Intensität der Geisterlinien hängt von der Amplitude der Gitterstörung ab. Für eine rein sinusförmige Schwankung ergeben sich Geister erster Ordnung der Intensität

$$\frac{I_{\text{Rowlandgeist (m=1)}}}{I_{\text{Hauptlinie}}} = J_1(\Phi_M)^2 = 4 \left(\frac{\pi \varepsilon \sin\alpha}{\lambda} \right)^2 \quad (4.30)$$

und die Intensität der Geister zweiter Ordnung beträgt

$$\frac{I_{\text{Rowlandgeist (m=2)}}}{I_{\text{Hauptlinie}}} = J_2(\Phi_M)^2 = 4 \left(\frac{\pi \varepsilon \sin\alpha}{\lambda} \right)^4 \quad (4.31)$$

mit $\Phi_M = \frac{2\pi}{\lambda} 2\varepsilon \sin \alpha$, ε = Fehleramplitude, α = Einfallswinkel und den Bessel-Funktionen J_1 und J_2 .

Rowland-Geister höherer Ordnungen sind auf Grund der starken λ -Abhängigkeit fast unsichtbar. Die Intensität hängt nicht von der Beugungsordnung der Hauptlinie oder von der Gitterkonstante ab. In der Realität sind die Intensitäten besonders für höhere Ordnungen eher niedriger als hier berechnet. Dies liegt daran, dass hier über die Intensitäten der Beiträge der einzelnen Geister summiert wurde, genau genommen jedoch zunächst über die komplexen Amplituden der Geisteramplituden summiert werden müsste und danach erst die Intensitäten daraus berechnet werden dürfen [Ric 2001, S. 106].

b) Lyman-Geister

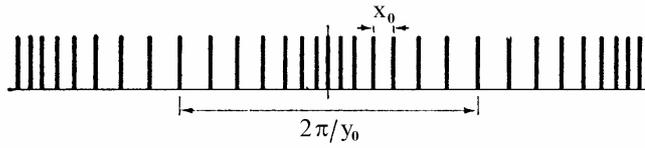
Lyman-Geister wurden erstmals von T. Lyman 1901 beobachtet. Interpretiert und beschrieben wurden sie von C. Runge (1903), R. W. Wood (1924), H. G. Gale (1937) [Hut 1982, S. 143, Str 1967, S. 555 ff.]. Lyman-Geister werden durch periodische, kurzreichweitige Schwankungen der Gitterzahnbreite (oder Zahntiefe) mit einer Periode von wenigen Gitterkonstanten verursacht. Lyman-Geister treten weit von der Hauptlinie entfernt auf und finden sich auf Positionen zwischen den Beugungsordnungen. Die Anzahl der Zähne in einer Störungsperiode bestimmt – wie bei den Rowland-Geistern – die Lage der Geister zwischen den Ordnungen [Ric 2001, S. 106]. Ist beispielsweise jeder zweite Zahn leicht verschoben, so finden sich die Geister genau zwischen zwei Beugungsordnungen.

Rowland- und Lyman-Geister sind optisch betrachtet dasselbe: sie stammen von periodischen Schwankungen in der Zahnbreite oder der Zahntiefe und führen zu unerwünschten Linien im gemessenen Spektrum.

Die Geisterlinien haben dieselbe Form wie die Hauptlinie, und ihre Intensität ist von der Intensität der Hauptlinie abhängig. Es ist egal, ob man in einer Messung die maximale oder die integrale Intensität von Hauptlinie und Geisterlinie vergleicht: wenn die Messbedingungen vergleichbar sind, ergibt sich dasselbe Ergebnis [Hut 1982, S. 144 ff.].

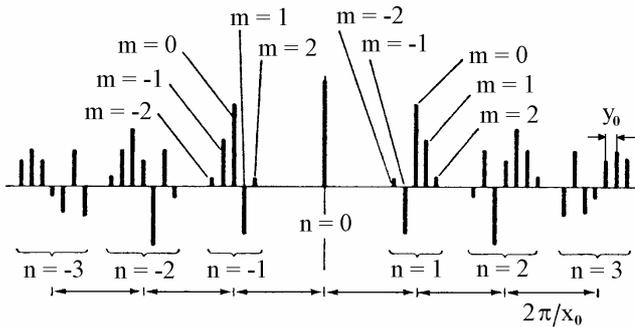
In der fourieroptischen Beschreibung lassen sich die gemessenen Spektren elegant beschreiben. Die periodischen Abweichungen des Gitters von der Sollform werden als eigene Durchlassfunktionen beschrieben, die wie ein getrenntes „Übergitter“ wirken. Diese Durchlassfunktionen der Abweichungen werden mit der Durchlassfunktion des ungestörten Gitters multipliziert und das Spektrum erhält man als Faltung der Fouriertransformierten der Störungsfunktion mit dem Spektrum des ungestörten Gitters (siehe Abbildungen 4-12, 4-18 und 4-19). Eine periodische Schwankung der Zahnbreiten wird in Form einer Phasenfunktion, eine Schwankung der Zahntiefen in Form einer Amplitudenfunktion in der Durchlassfunktion der „Fehlergitter“ berücksichtigt [Hut 1982, S. 143, 144].

Durchlassfunktion



$$f(x) = A \sum_n \delta(x - n x_0 + a \sin y_0 x)$$

Fouriertransformierte

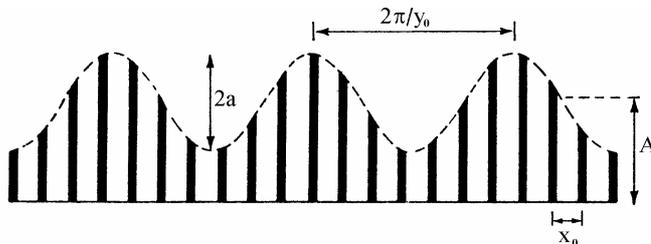


$$F(y) = \frac{2\pi A}{x_0} \sum_n J_m \left(n \frac{2\pi a}{x_0} \right) \delta \left(y - n \frac{2\pi}{x_0} - m y_0 \right)$$

(m, n = 0, ±1, ±2, ±3...)

Abbildung 4-18: Zur Fouriertransformierten der Durchlassfunktion eines Gitters mit periodisch schwankender Zahnposition [Cha 1973, S. 38]; unten im Bild gibt n die Beugungsordnung und m die Ordnung der Geisterlinien innerhalb der jeweiligen Beugungsordnung n an.

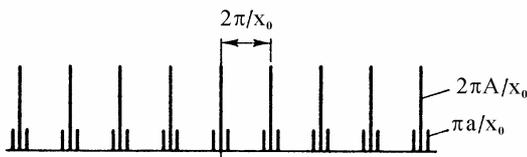
Durchlassfunktion



$$f(x) = \sum_n \delta(x - n x_0) \{A + a \cos y_0 x\}$$

(n = 0, ±1, ±2, ...)

Fouriertransformierte



$$F(y) = \sum_n \frac{2\pi}{x_0} \left\{ A \delta \left(y - n \frac{2\pi}{x_0} \right) + \frac{a}{2} \delta \left(y - n \frac{2\pi}{x_0} + y_0 \right) + \frac{a}{2} \delta \left(y - \frac{2\pi}{x_0} - y_0 \right) \right\}$$

(n = 0, ±1, ±2, ...)

Abbildung 4-19: Zur Fouriertransformierten der Durchlassfunktion eines Gitters mit periodisch schwankender Zahntiefe oder einer über die Gitterbreite periodisch schwankenden Beleuchtungsintensität [Cha 1973, S. 33]

4.4.4 Gras

Ein weiterer Gitterfehler führt zu einer Erscheinung im Spektrum, die als Gras bezeichnet wird. Dieser Name stammt daher, dass die Güte eines Gitters – vor der Einführung von Lasern – oft mit einer aus dem Quecksilberspektrum herausgefilterten grünen Linie (546,1 nm) begutachtet wurde. Bei dieser Wellenlänge liegt etwa die maximale Empfindlichkeit des menschlichen Auges. Unter dieser Beleuchtung sieht der hier beschriebene Anteil des Untergrunds im Spektrum aus wie ein Streifen Gras [Loe 1997].

Die Ursache sind kurzreichweitige, nicht-periodische Fehler der Gitterfront. Sie beugen Licht in Richtungen weit entfernt von der Hauptlinie. Die zufällige Verteilung der Fehler kann als Fouriersumme einer Anzahl in Periode, Amplitude und Phase passender Funktionen angesehen werden. Das resultierende Gras kann als die Summe der von all diesen Funktionen erzeugten Geister angesehen werden. In geritzten Gittern macht es oft den Hauptanteil des Fehllichts aus [Hut 1982, S. 145 ff.].

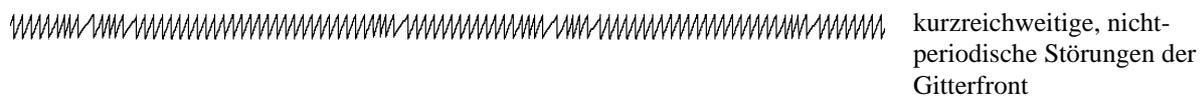


Abbildung 4-20: Störungen der Gitterfront, die zu Gras im Spektrum führen

Der Intensitätsbeitrag des Gras am Fehllichtuntergrund hängt von der Amplitude der Störungen ab. Ist diese in der Größe der Störungsamplituden bei periodischen Fehlern, so ist auch der Intensitätsbeitrag vergleichbar [Loe 1997, S. 406].

4.4.5 Satelliten

Als Satelliten werden Fehler in Spektren auf Grund nicht-periodischer, lokaler Störungen der Gitterfront über nennenswerte Bereiche des Gitters bezeichnet (siehe Abbildung 4-21). Jeder Satellit stammt von einer kleinen Anzahl nebeneinanderliegender, willkürlich verschobener Gitterzähne an einer einzelnen Stelle des Gitters [Ric 2001, S. 106]. Der Name kennzeichnet die Eigenschaft, dass Satelliten dieselbe Linienform haben wie die dazugehörige Hauptlinie. Sie treten sehr nahe der Hauptlinie auf (bei geritzten Gittern z.B. in Abständen von einigen hundertstel Nanometern von der Hauptlinie) [Loe 1997; Ric 2001, S. 109], liegen aber meist unsymmetrisch zur Hauptlinie und sehen ähnlich aus wie Rowland-Geister [Hut 1982, S. 144].



Abbildung 4-21: Störungen der Gitterfront, die zu Satelliten im Spektrum führen

Soll nicht mehr als ein Prozent des einfallenden Lichts in Satelliten verwandelt werden, so muss die Rauigkeit (auch Root Mean Square (RMS)-Wert genannt) unter $0,028\lambda$ liegen [Loe 1997]. Im sichtbaren Wellenlängenbereich ergibt dies RMS-Werte zwischen 11 nm und 22 nm.

4.4.6 Streulicht

Streulicht entsteht durch Oberflächenrauigkeiten, Kratzer, Staub und andere zufällige Gitterstörungen, die meist deutlich kleiner als die Lichtwellenlänge sind [Hut 1982, S. 145]. Diese kurzreichweitigen, nicht-periodischen Fehler der Gitterfront haben – im Gegensatz zu der Ursache des Gras und der Satelliten – eine beliebige Richtung. Die beliebige Richtung führt dazu, dass auch das entstehende Streulicht in beliebige Richtungen abgestrahlt wird. Die

meisten anderen Gitterfehler führen zu Fehllichtbeiträgen im Spektrum, die in der X-Z-Ebene (siehe Abbildung 4-8) liegen. Streulicht dagegen findet man im ganzen Halbraum vor dem Gitter und kann es daher leicht von den anderen Fehllichtanteilen getrennt bewerten.

Auch hier kann die zufällige Verteilung der Fehler als Fouriersumme einer großen Anzahl in Periode, Amplitude und Phase passender Funktionen angesehen werden. Das Streulicht ist dann die Summe der von all diesen Funktionen erzeugten Beiträge zum Spektrum [Hut 1982, S. 145].

Der Streulichtanteil ist für Oberflächen mit Rauigkeiten unter etwa $\lambda / 20$ theoretisch proportional zu $F_{\text{Lichtaustritt}} / \lambda^4$, mit der Austrittsspaltfläche $F_{\text{Lichtaustritt}}$ des Spektrometers, und nahe der Hauptlinie größer als weiter von ihr entfernt [Hut 1982; Ric 2001, S. 29]. Diese Aussage ist aus der Rayleigh-Rice-Störungstheorie abgeleitet. Diese setzt die in eine bestimmte Richtung gestreute Leistungsdichte pro eingestrahler Einheitsleistung (englisch BRDF = „bidirectional reflective distribution function“, also das Beugungsbild der streuenden Oberfläche) in Beziehung zu der Funktion, welche die streuende Oberfläche beschreibt (englisch: PSD = „surface power spectral density function“) [Sto 1995]:

$$\text{BRDF} = \frac{(dP/d\Omega)}{P_i \cos\theta_s} = \left(\frac{16\pi^2}{\lambda^4} \right) \cos\theta_i \cos\theta_s Q S(f_x, f_y) \quad (4.32)$$

mit der eingestrahlenen Leistung P_i , dem Raumwinkel $d\Omega$, dem Einstrahlwinkel θ_i , der Streurichtung θ_s , dem Reflektivitäts-Polarisationsfaktor Q und der PSD-Funktion $S(f_x, f_y)$ mit den Ortsfrequenzen f_x und f_y . Der Reflektivitäts-Polarisationsfaktor Q beschreibt den Einfluss der Materialeigenschaften des streuenden Materials auf das Licht. Meist kann für Q die Reflektivität des Material angenommen werden.

Für optische Oberflächen sind Rauigkeits-RMS-Werte von 6 nm für $\lambda = 400$ nm bis 13 nm für $\lambda = 800$ nm in den meisten Fällen akzeptabel [Sto 1995, S. 79 f.].

4.4.7 Oberflächenplasmonen

Die auftreffende Wellenfront regt die Elektronen in der metallischen Oberfläche des Gitters zu kollektiven Schwingungen an. Die Ausbildung solcher Oberflächenplasmonen ist eine komplexe Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld der Lichtwellen, den Leitungselektronen der metallischen Oberfläche und der Form und Rauigkeit der Gitteroberfläche. Sie hängt von den Eigenschaften des Metalls, der Form und Breite der Gitterzähne, von der Lichteinfallrichtung, der Wellenlänge und von der Polarisationsrichtung der Lichtwellen ab. Die Oberflächenplasmonen geben einen Teil ihrer Energie in Form von Licht ab, das in den beobachteten Spektren zu störenden Linien meist sehr geringer Intensität führt [Hutley, 1982, S. 194 ff. und 145].

Im Spektrum bildet das von den Oberflächenplasmonen abgestrahlte Licht kreisförmige Linien um die Hauptlinien. Da diese Linien die X-Z-Ebene nur schneiden, ist es leicht zu erkennen, wenn sie auftreten (siehe Abbildung 4-23).

Die Wirkung der Oberflächenplasmonen kann nicht mit dem einfachen fourieroptischen Ansatz beschrieben werden. Da der durch Oberflächenplasmonen verursachte Anteil des Fehllichts sehr gering ist, wird hier auf eine genauere Beschreibung verzichtet.

4.4.8 Übersicht über die Gitterfehler

Weist ein Spektrometer, dessen geringe Gitterhöhe in Y-Richtung vollständig ausgeleuchtet wird, Gittergeister und Gras auf, so wird bei monochromatischer Einkopplung das Spektrum etwa wie in Abbildung 4-22 gezeigt aussehen.

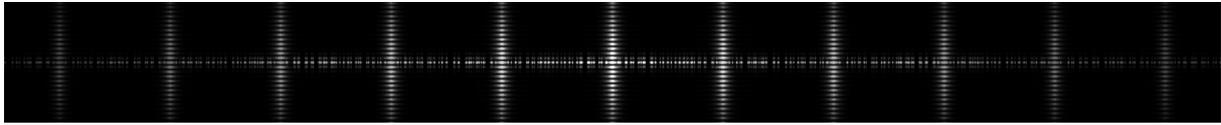


Abbildung 4-22: Skizze des Beugungsbildes eines Gitters, in dem das Auftreten von Geistern und Gras zu einem unregelmäßig strukturierten Band zwischen den Beugungsordnungen führt.

Zusammenfassend listet Tabelle 4-1 wichtige Gitterfehler auf und gibt an, welche maximalen Fehler als vertretbar gelten, sofern der jeweils betrachtete Fehler alleine auftritt. Dabei werden Näherungen der in den vorangehenden Abschnitten angegebenen Formeln verwendet. Die Betrachtungen gelten für Gitter in Littrow-Anordnung, für die $\alpha = -\beta$ und $2 \sin \alpha = n \lambda/d$ gilt. Nach dem Rayleigh-Kriterium müssen die Fehleramplituden kleiner als $\lambda/4$ sein. Bei den Angaben der Tabelle wird eine maximale Abweichungsamplitude von $\lambda/10$ (gemessen vom Abweichungsminimum zum -maximum) als akzeptabler Wert zugrunde gelegt. In der letzten Spalte der Tabelle sind Beispielwerte angegeben, die einen Anhaltspunkt für die Auswirkungen eines Fehlers für eine ausgewählte Beispielwellenlänge von $\lambda = 400 \text{ nm}$ und eine Gitterkonstante von $d = 1,5 \mu\text{m}$ geben.

Fehlertyp	Fehlergrenze	ϵ -Wert für $\lambda=400 \text{ nm}$; $d=1,5 \mu\text{m}$; $n=1$ [nm]
Abweichung der Zahnritzen von einer Geraden um ϵ_2 , wobei alle Ritzen parallel verlaufen	$\epsilon_2 < 3d/(10n)$	450
Ein einzelner Zahn weicht um ϵ_1 von der Sollposition ab	$\epsilon_1 < d/(10n)$	150
Gittergeister: periodische Abweichungen um ϵ_4 von der Sollposition der Gitterzähne	$\epsilon_4 < d \sqrt{I_{\text{Geister}}/I_{\text{Hauptlinie}}} / (\pi n)$	48 für 1% Geister-Anteil 15 für 0,1% Geister-Anteil 5 für 0,01% Geister-Anteil
Gras: unperiodische Abweichungen um ϵ_3 von der Sollposition der Gitterzähne	$\epsilon_3 < d \sqrt{I_{\text{Gras}}/I_{\text{Hauptlinie}}} / (2\pi n)$	24 für 1% Gras-Anteil 8 für 0,1% Gras-Anteil 2,4 für 0,01% Gras-Anteil

Tabelle 4-1: Übersicht über die Genauigkeitsanforderungen in Gittern; in der letzten Spalte sind die maximal zulässigen Fehler ϵ angegeben, die sich nach diesen Regeln für die Beispielwellenlänge $\lambda = 400 \text{ nm}$ und eine Gitterkonstante $d = 1,5 \mu\text{m}$ ergeben [Loe 1997, S. 507 ff.; Hut 1982, S. 76 ff.]

Die erste Zeile der Tabelle zeigt, dass die Folgen einer Abweichung der Zahnritzen von einer Geraden relativ kleine Auswirkungen haben, solange die Ritzen dabei parallel bleiben. Ein solcher Fehler liegt beispielsweise vor, wenn die Zahnritzen S-förmig, aber alle parallel zueinander verlaufen. In einem LIGA-Mikrospektrometer mit seiner geringen Strukturhöhe von

einigen hundert Mikrometern ist die Einhaltung der größten zulässigen Abweichung von 0,45 µm für diesen Fehlertyp unproblematisch.

Tabelle 4-1 macht nochmals deutlich, dass sich Fehler, die sich über die gesamte Gitterbreite erstrecken, stärker auswirken als solche, die nur an einer einzelnen Stelle vorkommen. Bei der Einschätzung der Auswirkungen von Fehlern in einem realen Gitter ist zu berücksichtigen, dass sich die Fehler aufsummieren, wenn sie unterschiedlichen Ursprungs sind.

Erst Fehllichtintensitäten unter 10^{-6} der Intensität der Hauptlinie gelten als mit bloßem Auge nicht mehr sichtbar [Loe 1997, S. 510]. Der an LIGA-Mikrospektrometern beobachtete Fehllichtuntergrund von etwa 10^{-3} ist also auch ohne Hilfsmittel leicht zu erkennen.

In der Literatur finden sich nur wenige Versuche, die Auswirkungen mehrerer Gitterfehler in einer Formel zusammenzufassen. Bekannt ist die von Sharpe und Irish [Sha 1978, S. 880] aufgestellte Formel, die das Fehllicht beschreibt, das durch unperiodische Störungen der Zahnbreite und der Rillentiefe und durch zufällige, kurzreichweitige Rauigkeiten der Oberfläche eines Plangitters in einem Monochromator entsteht:

$$R(\lambda, \lambda_M) = \frac{\lambda_w}{\text{sinc}^2 \left[\pi \left(1 - \frac{\lambda_B}{\lambda_M} \right) \right]} \left\{ \left(4 - \frac{\lambda^2}{d^2} \right)^2 \left(\frac{a^2 \sigma_r^2 q \pi^3}{d f \lambda_M^4} + \frac{\pi^2 \sigma_d^2}{\lambda_M^3} \text{sinc}^2 \left[\pi \left(\frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda_M} \right) \right] \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{\lambda_M N} \frac{1 + N b \left(2\pi \frac{\lambda}{\lambda_M} \right)^2}{1 - \cos \left(2\pi \frac{\lambda}{\lambda_M} \right)} \text{sinc}^2 \left[\pi \left(\frac{\lambda - \lambda_B}{\lambda_M} \right) \right] \right\} \quad (4.33)$$

mit

$$b = \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma}{d} \right)^2 \quad (4.34)$$

und

- λ : am Monochromator eingestellte Wellenlänge
- λ_W : Monochromatorbandbreite
- λ_B : Blaze-Wellenlänge
- d: Gitterkonstante
- λ_M : monochromatisch eingekoppelte Wellenlänge
 - a: Autokorrelationslänge der Oberflächenrauigkeit
 - σ : Varianz des Linienabstands benachbarter Gitterrillen
 - σ_r : Varianz der Rauhöhen der Gitteroberfläche
 - σ_d : Varianz der Linientiefe der Gitterrillen
 - q: Wurzel aus Eintritts- mal Austrittsspalthöhe
 - f: Brennweite der Abbildungslinse des Monochromators
- N: Gesamtzähnezahl

Der umfangreiche Ausdruck (4.33) beschreibt ein Plangitter ohne periodische und andere Fehler. Für ein Konkavgitter mit Wellenleiter, wie es in den LIGA-Spektrometern eingesetzt wird, ist eine zusammenfassende Beschreibung, die alle möglichen Fehler unter Berücksichtigung ihres Einzelbetrags zum Fehllicht integriert, nicht handhabbar. Vielmehr ist es sinnvoll, die Beiträge der einzelnen Fehler zum Fehllicht zu untersuchen und in ihrer Größe einzuschätzen.

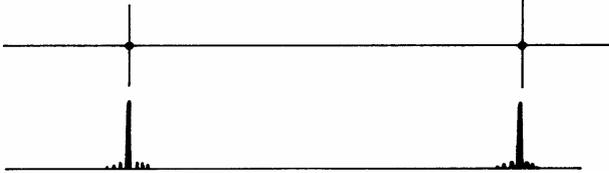
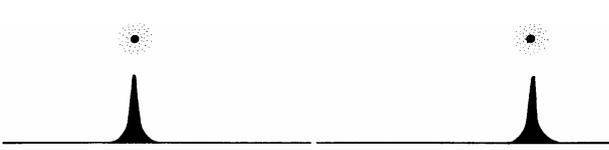
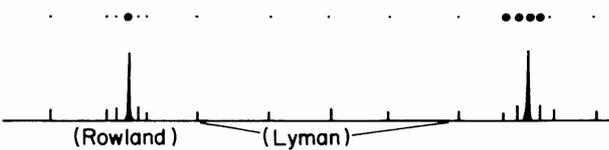
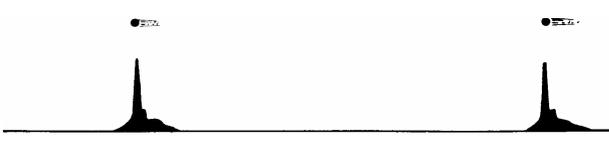
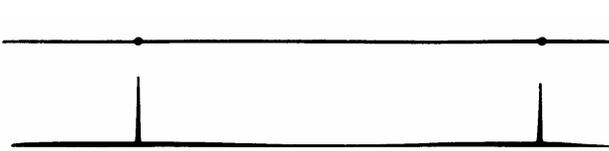
<u>Bezeichnung</u>	<u>Optische Erscheinung im Spektrum</u>
Perfektes Gitter endlicher Breite; gleichmäßig ausgeleuchtet; quadratischer Eintrittsspalt	
Perfektes Gitter; gleichmäßig ausgeleuchtet; kreisrunde Eintrittsblende	
Perfektes Gitter; unvollständig ausgeleuchtet mit einem gaußschen Intensitätsverlauf	
Gittergeister	
Satelliten durch eine unperfekte Wellenfront	
Gras	
Diffuses Streulicht	
Streuung durch Oberflächenplasmonen	

Abbildung 4-23: Formen von Fehllicht in Spektren bei monochromatischer Einkopplung; oben jeweils das Aussehen des Spektrums in einer fotografischen Aufnahme, darunter jeweils der gemessene Intensitätsverlauf; die Intensitäten sind nicht maßstäblich [Hut 1982, S. 142]

“By pursuing these experiments [i.e. studying the diffraction effects] it is probable that new and interesting discoveries may be made, respecting the properties of this wonderful substance, light...”

David Rittenhouse, Transactions of the American Philosophical Society, 2, 201 (1786)

5 Mess- und Untersuchungsmethoden

In diesem Kapitel werden die Messmethoden dargestellt, die zum Verständnis der unterschiedlichen Fehllichtquellen beigetragen haben. Zu jeder Methode ist zur Verdeutlichung eine Abbildung gezeigt. Eine Interpretation dieser Abbildungen erfolgt in Kapitel 6.

Es wurden sowohl LIGA-Spektrometer in Folienwellenleiter- und Hohlwellenleiter-Bauweise als auch direktlithografisch gefertigte und abgeformte Spektrometer analysiert. Ein Vergleich der Fehllichtanteile dieser unterschiedlichen Spektrometer lässt auf Grund der unterschiedlichen Bauweise Rückschlüsse auf den Entstehungsort des vorhandenen Fehllichts zu.

Darüber hinaus wurden einzelne Parameter im Aufbau der Spektrometer gezielt verändert, um aus der daraus resultierenden Änderung des Fehllichtanteils auf den Einfluss der jeweiligen Veränderung zurückzuschließen. So kann zum Beispiel die Größe der verspiegelten oder geschwärzten Flächen verändert werden oder der von der Übersichtung des Folienwellenleiters betroffene Bereich. Auch gezielte mechanische Veränderungen an den Bausteinen durch Säge- oder Frässchnitte zur Eingrenzung der Ausbreitung des Fehllichts sind möglich. Allerdings ist es schwierig, die dabei entstehenden Oberflächen so glatt zu bearbeiten, dass sie nicht zu einer Erhöhung des Fehllichtanteils beitragen.

5.1 Spektren bei monochromatischer Einstrahlung

Koppelt man in ein Spektrometer nur einen Wellenlängenbereich ein, der deutlich schmäler als das Auflösungsvermögen des untersuchten Spektrometers ist, so erhält man ein Einlinien-Spektrum. Licht mit einer Bandbreite von nur wenigen Nanometern um eine Zentralwellenlänge lässt sich beispielsweise mit einem Gittermonochromator erzeugen. Ein solcher Monochromator spaltet mit Hilfe eines Gitters das Licht einer Weißlichtquelle spektral auf. Über einen schmalen Austrittsspalt kann man einen engen Wellenlängenbereich auswählen und in die Lichtleitfaser eines Mikrospektrometers einkoppeln. Es wurde ein Monochromator Typ Bentham, Modell M300 mit einem Gitter mit 1200 Linien pro Millimeter eingesetzt. Als Lichtquelle diente eine 100 W Halogenlampe mit Spiegel und Kondensator.

Das Einlinien-Spektrum ist von allen denkbaren Spektren am einfachsten zu verstehen. Betrachtet man ein solches Spektrum, so erkennt man außer der Hauptlinie nur einen unregelmäßig rauschenden Fehllichtuntergrund (siehe Abbildung 5-1). Ein geringer Anteil dieses Rauschens ist das statistische, elektronische Rauschen der Diodenzeile. Der überwiegende Anteil des Untergrunds des Spektrums ist jedoch durch Fehllicht bedingt.

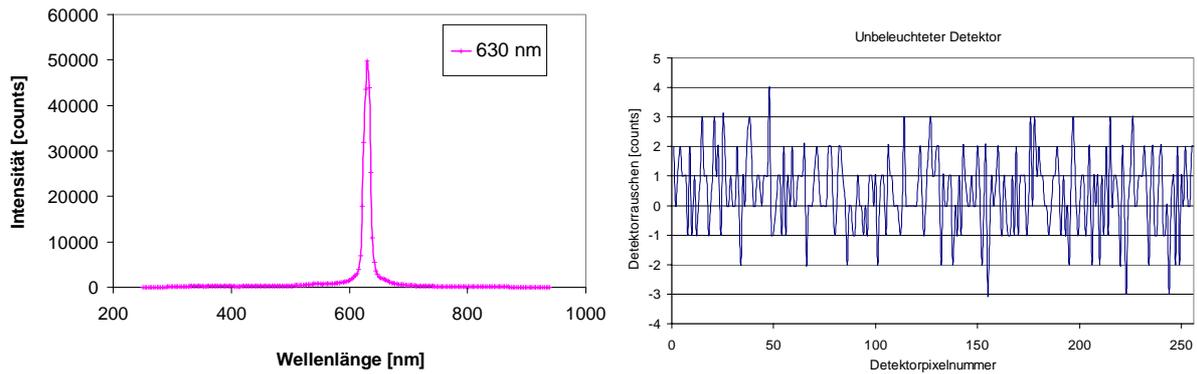


Abbildung 5-1: Gemessenes Signal bei schmalbandiger Einkopplung (2 nm Bandbreite) bei 630 nm in ein Folienwellenleiter-Spektrometer (Losnummer 1Q3363, Layout 0471); rechts das elektronische Rauschen des unbeleuchteten Detektors (wobei die notwendige Subtraktion des elektronischen Grundsignals auch zu negativen Werten führt)

5.2 Rasterkraftmikroskop

Aufnahmen am Rasterkraftmikroskop (auch AFM = Atomic Force Microscope) ermöglichen eine genaue Analyse der Topographie einer Oberfläche. Eine Beurteilung der Oberflächengüte einer optischen Verspiegelung ist damit ebenso möglich wie die Kontrolle der erzielten Genauigkeit bei der Fertigung eines Gitters. Die Form einzelner Gitterzähne oder kleiner Gitterabschnitte lässt sich mit hoher Auflösung messen.

Das am IMT eingesetzte AFM (Firma Digital Instruments, jetzt Firma Veeco, Modell „Dimension 3100“) hat einen maximalen Messbereich von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, in dem maximale Höhenunterschiede von $6 \mu\text{m}$ vorkommen dürfen. Da in den Randbereichen des Messbereichs leichte Verzerrungen auftreten, wurde bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit nur ein Messbereich von maximal $70 \times 70 \mu\text{m}^2$ verwendet (siehe Abbildung 5-2).

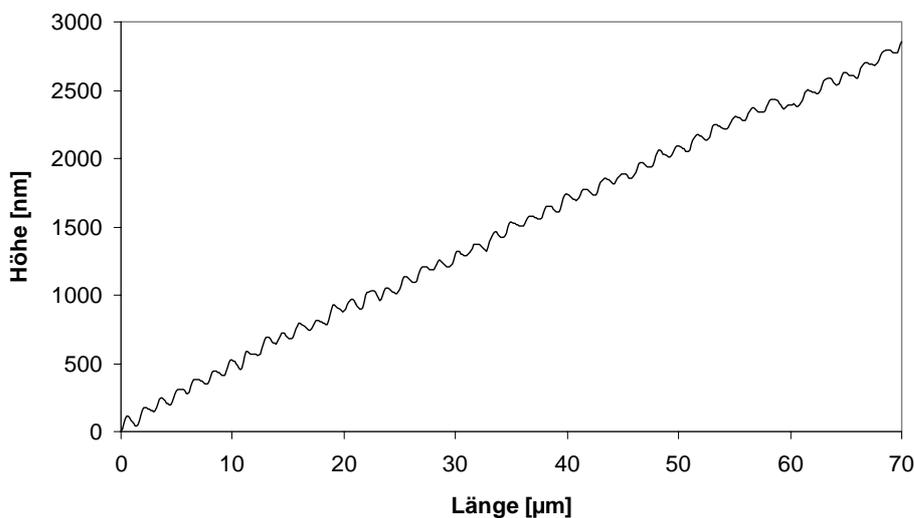


Abbildung 5-2: AFM-Aufnahme eines Gitterausschnitts eines direktlithografischen UV-VIS-Spektrometers Layout OM552A, Losnummer W7067; die Gitterzähne sind als wellenartige Struktur erkennbar

Es ist möglich größere zusammenhängende Bereiche eines Gitters zu untersuchen, indem man viele Einzelmessungen mit einer Einzelmesslänge von beispielsweise $70 \mu\text{m}$ macht, die um jeweils $20 \mu\text{m}$ überlappen und die man nachträglich rechnerisch zu einem Gesamtbild zusammensetzt. Die lokalen Unterschiede einzelner Gitterzähne waren groß genug, um identi-

sche Zähne auf benachbarten Aufnahmen über eine Korrelationsfunktion eindeutig zuordnen zu können (siehe auch Abbildung 6-37, S. 77). Messungen über mehrere Millimeter Länge sind aufwendig und erfordern mit der Auswertung etwa eine Arbeitswoche. Daher kommt dieses Verfahren nur für einzelne Analysemessungen in Frage.

Auf einer Einzelmesslänge von 70 μm werden 512 Messpunkte aufgenommen. Bei einer Gitterkonstante des abgebildeten Gitters von 2,3 μm ergibt das etwa 17 Messpunkte pro Gitterzahn, was zur Beurteilung der Zahnform ausreicht.

Damit eine Oberfläche im verwendeten Rasterkraftmikroskop abgetastet werden kann, muss sie von oben frei zugänglich sein. Die Untersuchung der Gitter der Mikrospektrometer ist daher nur nach einer Präparation möglich, bei der das Gitter vom Wellenleiter abgetrennt und zur Messung mit den Gitterzähnen nach oben auf einem Halter montiert wird.

5.3 Rasterelektronenmikroskop

Beim Rasterelektronenmikroskop (REM) wird die abzubildende Probe mit einem Elektronenstrahl abgetastet und die Intensität der an der Oberfläche zurückgestreuten Elektronen wird detektiert und als Funktion des Orts aufgezeichnet. Strukturen, die im verwendeten REM (Hersteller Joel, Typ JS 6600, IMT-Prüfmittel MI0003) abgebildet werden sollen, müssen metallisch leitend sein, damit die eingestrahlte Ladung abgeführt werden kann. Daher werden die Proben mit zehn bis dreißig Nanometern Gold besputtert. Die Spektrometer können also nach der Inspektion nicht mehr regulär weiterverarbeitet werden.

Die entstehenden Aufnahmen zeigen selbst kleine Unebenheiten auf einzelnen Gitterzähnen (siehe Abbildung 3-11). Eine Kontrolle der genauen Form eines größeren Gitterabschnitts ist mit dieser Methode jedoch nicht möglich, da die Auflösung der REM-Aufnahmen immer von der Gesamtbreite des aufgenommenen Bildes abhängt. Eine Vorhersage der optischen Eigenschaften eines Spektrometers ausschließlich auf Grund von REM-Aufnahmen hat sich als nicht möglich erwiesen.

5.4 Messungen am Elektronenstrahlschreiber

Zur Überprüfung, wie genau die Form eines Gitters auf einer Maske mit den Vorgaben des CAD (Computer Aided Design) übereinstimmt, wurde der Elektronenstrahlschreiber als Rasterelektronenmikroskop verwendet [Hein 2002a]. Die REM-Blickrichtung ist senkrecht zum Tisch. Die Position einzelner Punkte auf dem zu vermessenden Substrat wird angefahren und die Koordinaten des Punktes werden gespeichert. Auf diese Weise lässt sich reale Form beispielsweise einer Gitterfront auf einer LIGA-Maske Punkt für Punkt bestimmen und später mit der CAD-Vorgabe vergleichen.

Das eingesetzte Gerät (Philips, „Vector-Scan“-Maschine Modell EBPG5-HR-D630; 100 nm Fokusfleckdurchmesser („Spotsize“) und 25 nm Schrittweite („Stepsize“) im Schreibmodus bei 100 keV Beschleunigungsspannung) besitzt einen Probentisch mit laserinterferometrischer Positionskontrolle. Die nominelle Messgenauigkeit der Tischposition beträgt 8 nm. Eine leichte Verrundung der zu detektierenden Goldabsorberkanten führt zu einer Unsicherheit in der Kantendetektion von etwa 10 nm. Die Messunsicherheit aufgrund der Ableseparallaxe wird zu 15 nm abgeschätzt. Aus den Einzelwerten ergibt sich eine Gesamtmessunsicherheit in der Detektion der Lage von Goldabsorberkanten auf LIGA-Masken von unter 20 nm. Die Reproduzierbarkeit der Messungen wurde durch Wiederholung einer Messung nach einem Ausbau und Wiedereinbau einer Probe in den Elektronenstrahlschreiber im Abstand von einer Woche nachgewiesen.

Die Methode ist auf metallische Proben beschränkt, deren Oberfläche nur Höhenunterschiede von wenigen Mikrometern aufweisen, da ansonsten die automatische Fokussierung des Elektronenstrahlschreibers die Oberfläche nicht detektieren kann.

Derzeit werden die einzelnen Messpunkte manuell durch optische Positionierung eines Fadenkreuzes angefahren und die Koordinaten in einer Datei abgelegt. Dadurch ist dieses Verfahren extrem langsam (maximal etwa 100 Messpunkte pro Stunde). Für einen Einsatz in der Prozesskontrolle müsste die Messung automatisiert werden.

Abbildung 5-3 zeigt ein Beispiel für den Verlauf der ermittelten Abweichungen der Gitterform auf einer Arbeitsmaske von der CAD-Vorgabe.

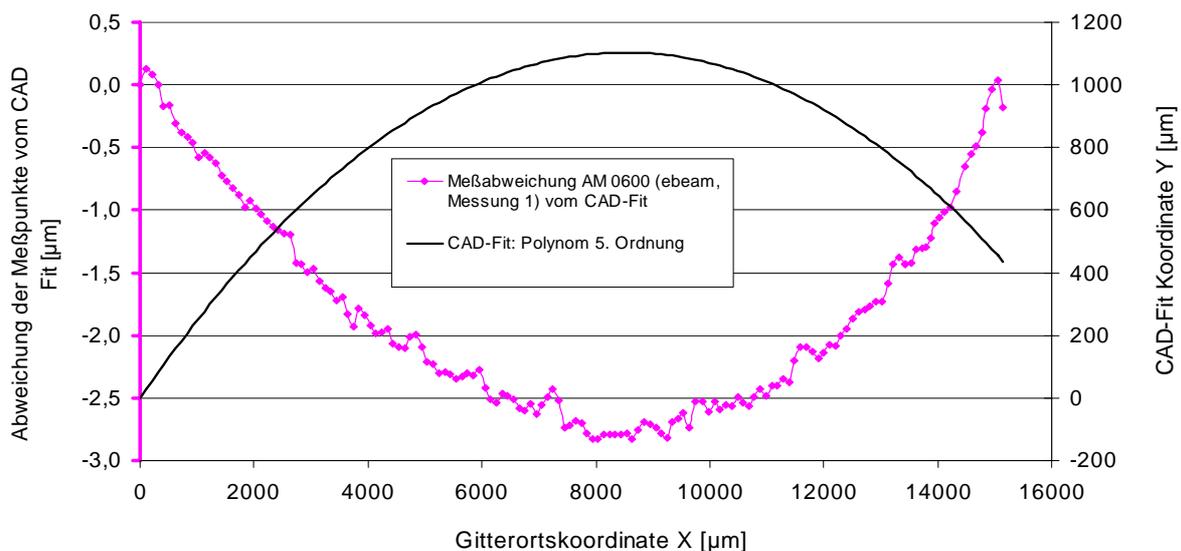


Abbildung 5-3: Darstellung der Soll-Ortskurve (—) und des Verlaufes der globalen Abweichungen (♦) für die AM 0600-01-A1, Los 00117, Hauptablenkfeldgröße 500 µm (siehe Abschnitt 6.6.4)

5.5 Fotografische Charakterisierung

Unter unterschiedlichen Bedingungen aufgenommene Fotos beleuchteter Spektrometer geben vor allem Informationen über die örtliche Verteilung des Lichts im Spektrometer und damit über den Ort der Entstehung von Fehllicht. Einzelne Aufnahmen geben auch direkt Aufschluss auf Eigenschaften des Fehllichtes.

Manche der Aufnahmetechniken eignen sich auch zur direkten Begutachtung des Gitters (gegebenenfalls mit einer Lupe) ohne eine Aufnahme zu machen (siehe Abschnitte 5.5.3, 5.5.8 und eingeschränkt 5.5.6). Andere Verfahren ergeben derart lichtschwache Bilder, dass eine Beurteilung ohne eine Langzeitaufnahme nicht möglich ist (übrige Abschnitte).

5.5.1 Langzeitaufnahmen von Folienwellenleitern

Die ersten Fotos waren Langzeitaufnahmen von Spektrometern in Folienwellenleiter-Bauweise (siehe Abbildung 5-4). Die Fotos wurden mit einer Leica R3 mit 60 mm Makroobjektiv und Zwischenring (30 mm), einem Diafilm mit einer Empfindlichkeit von zwischen 100 und 400 ASA, einer Belichtungszeit von etwa 8 Minuten bei etwa Blende 4 bei Einkopplung von Weißlicht aus einer Halogenlampe aufgenommen.

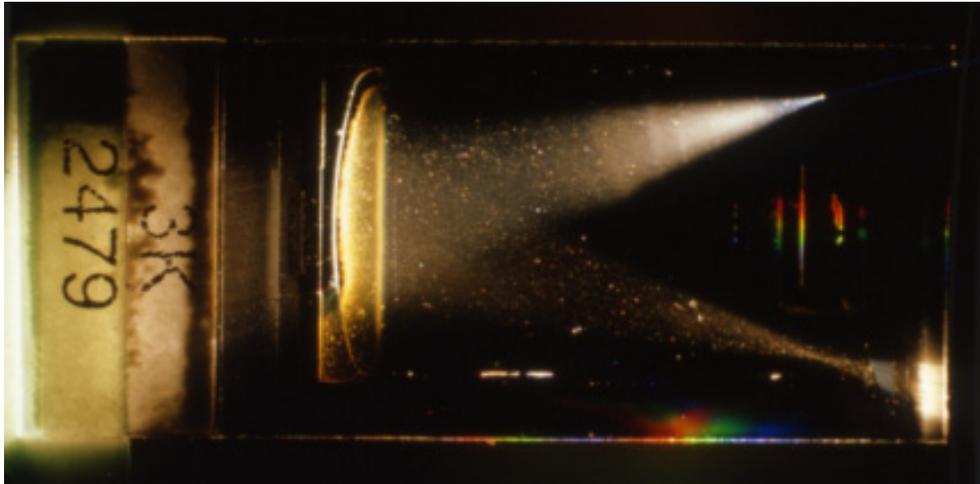


Abbildung 5-4: Langzeitaufnahme der Oberseite eines Mikrospektrometers, (Layout 0471, Losnummer 3K2479 mit 50 μm Faser, Aufnahme mit „Leica R3“, Blende 4, 100 ASA, Belichtungszeit 9 Minuten)

Diese Aufnahmen geben eine Übersicht, an welchen Orten des Wellenleiters Licht senkrecht zum Wellenleiter austritt. Sie lässt jedoch wenig Rückschlüsse darauf zu, ob das Licht an der Kernschichtoberseite, an der Kernschichtunterseite, in der Kernschicht oder in der Mantelschicht entstanden ist.

5.5.2 Strahlengang bei Hohlwellenleitern

Eine weitere Möglichkeit den Strahlengang innerhalb der Mikrospektrometer zu fotografieren ist, anstelle des verspiegelten Deckels einen Planfilm auf die Wellenleiterstruktur zu legen. Dieser Film dient dann einerseits als Oberseite des Wellenleiters, zeichnet andererseits zugleich das an ihm reflektierte Licht auf (siehe Abbildung 5-5).

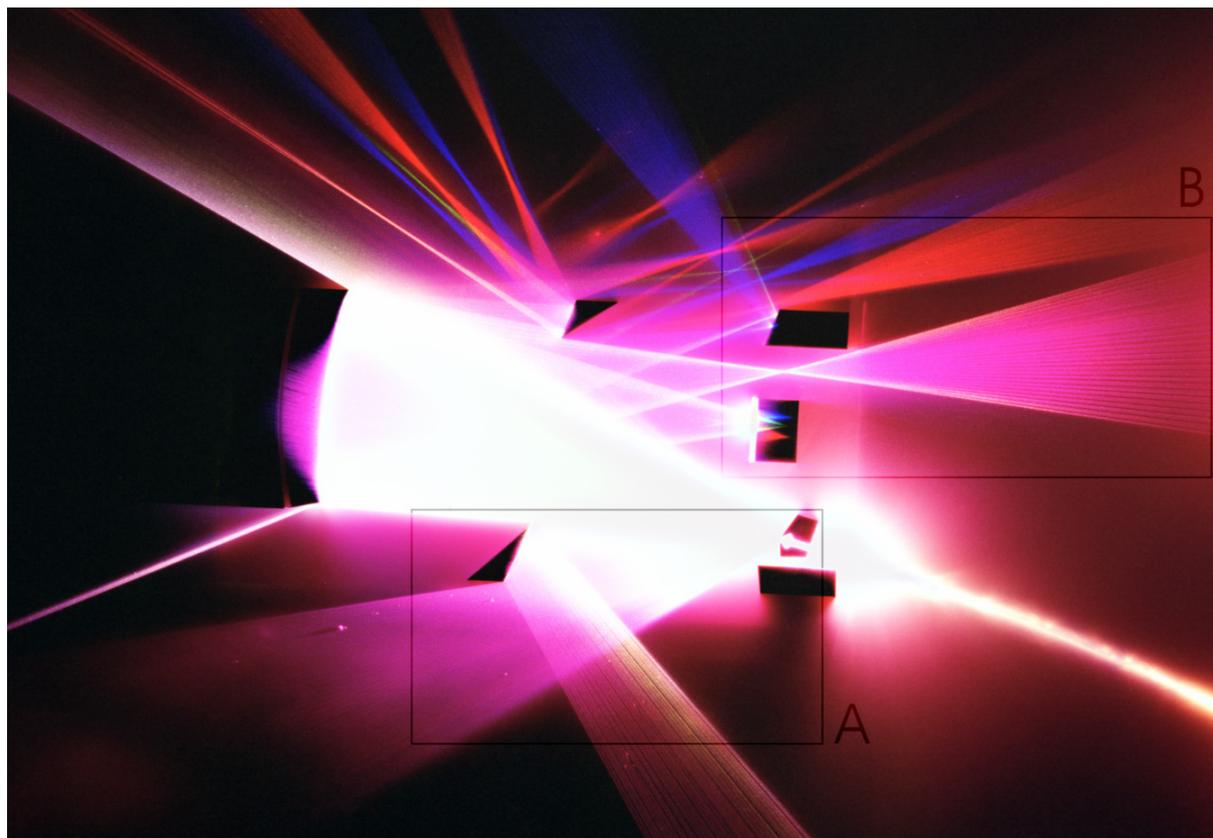


Abbildung 5-5: Strahlengang mit Fehllicht, Hohlwellenleiterspektrometer Layout 0603-00-A0; Ausschnittmarkierungen A (siehe Abbildung 6-7) und B (siehe Abbildung 6-43)

Da der Film nicht verspiegelt ist und zudem einen Teil des an ihm reflektierten Lichts absorbiert, nimmt die Intensität im aufgezeichneten Strahlengang mit zunehmendem Lichtweg schneller ab als in dem normalen Wellenleiter. Die Kontrastkennlinie des Filmmaterials führt zu einer weiteren Veränderung der wahrgenommenen Intensitäten. Diese Aufnahmetechnik liefert folglich keine verlässlichen Informationen über die reale Intensitätsverteilung im Spektrometer, wohl aber eine gute Übersicht über den prinzipiellen Strahlengang im Spektrometer.

5.5.3 Seitenwände in Reflexion

Werden LIGA-Seitenwände unter einem Winkel von etwa 45° mit einer Lupe betrachtet, so erkennt man bei geschickter Beleuchtung auch noch Unregelmäßigkeiten in der Ebenheit im Submikrometerbereich. Die Beleuchtung erfolgt mit einer annähernd punktförmigen Lichtquelle, etwa einer Schwanenhalslampe, wie in Abbildung 5-6 skizziert. Die Lichtquelle wird zuerst so positioniert, dass ihr Licht von der betrachteten Seitenwand genau in Richtung des Betrachters reflektiert wird (Position A in der Skizze). Dann wird die Lampe so weit verschoben, dass die Ebene zwischen dem Betrachter, der Seitenwand und der Lampe weiterhin senkrecht auf der Seitenwand steht, der Reflex aber gerade eben nicht mehr auf der Seitenwand zu sehen ist (Position B in der Skizze). Jetzt reflektieren nur noch die Orte auf der Seitenwand Licht zum Betrachter, an denen die Oberfläche lokale Abweichungen von dem Winkel der ungestörten Seitenwand aufweist (siehe Abbildung 5-7).

Der Vorteil dieser qualitativen Methode liegt in ihrer Einfachheit und in der Schnelligkeit mit der große Flächen auf kleine Unebenheiten geprüft werden können. Auch erkennt man auf diese Weise langperiodische Fehler besser als mit vielen anderen Methoden.

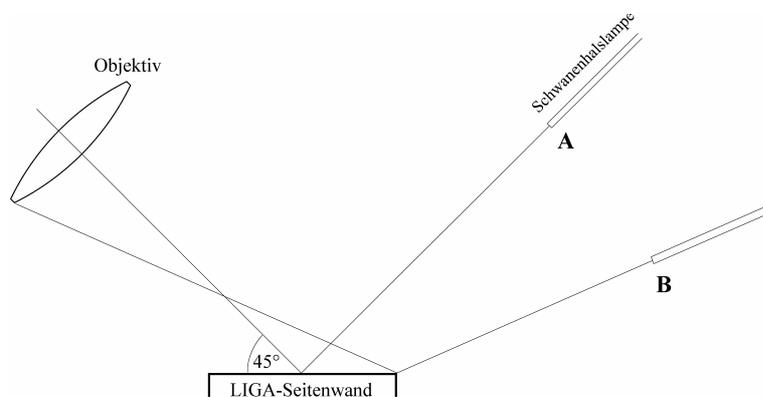


Abbildung 5-6: Skizze zum Strahlengang bei Aufnahmen von Seitenwandstörungen

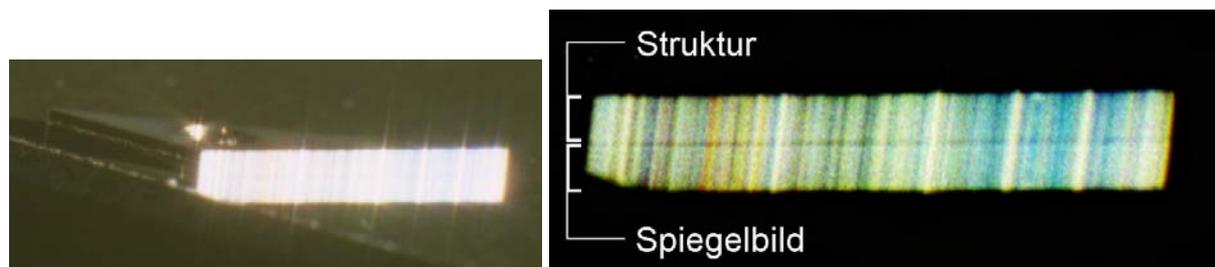


Abbildung 5-7: Beispiel einer Seitenwand (siehe dreieckige Struktur links oben in Ausschnitt A in Abbildung 5-5) links; lokale Störungen dieser Wand rechts (die waagerechte dunkle Linie in der Bildmitte markiert die Grenze zwischen der Struktur und deren Spiegelung); Layout 0603-00-A0

5.5.4 Das Gitter im Licht der Schwanenhalslampe

Eine ähnliche Technik wie in Abschnitt 5.5.3 eignet sich auch zur Beurteilung des Gitters. Abbildung 5-8 zeigt die Aufnahme eines Gitters bei Beleuchtung mit dem weißen Halogenlicht einer Schwanenhalslampe. Diese Aufnahmetechnik ermöglicht eine schnelle, visuelle Beurteilung der Gitterqualität: Wenn das Gitter Unregelmäßigkeiten aufweist, macht sich das in Form von Intensitätsschwankungen oder Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Spektralfarben deutlich bemerkbar. Bewegt man die Lampe oder schwenkt das Gitter etwa, so kann man mit einer Lupe auch periodische Intensitätsschwankungen im Gitter deutlich erkennen.

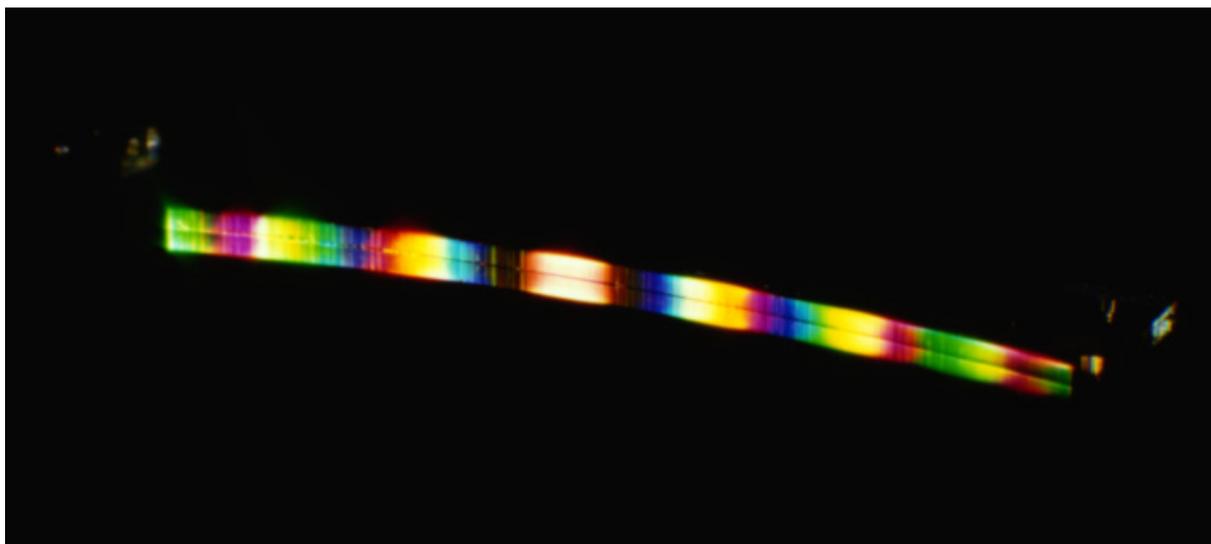


Abbildung 5-8: Foto eines Reflexionsgitters mit senkrechten Streifen bei Beleuchtung mit dem weißen Licht einer Schwanenhalslampe; aufgenommen an Layout 0552

5.5.5 Das Gitter durch eine Apertur

Eine fotografische Anordnung nach Abbildung 5-9 ermöglicht es, Aufnahmen des Gitters zu machen, auf denen nur das Fehllicht registriert wird. Das eigentliche Nutzlicht der verschiedenen Beugungsordnungen wird dabei durch eine Apertur ausgeblendet. Fehllicht, das in einem Punkt des Gitters abgestrahlt wird, durchquert die Apertur und wird von einem Objektiv auf einen Film abgebildet. Die Apertur befindet sich im Fokus des Gitters dort, wo sonst die Detektorzeile liegt. Der Detektor misst die Gesamtlichtintensität am Ort jeder einzelnen Fotodiode unabhängig von der Lichtwellenlänge und unabhängig von der Richtung, aus der das Licht den Detektor erreicht hat. Die fotografischen Aufnahmen dagegen lösen das Fehllicht nach dem Winkel auf, unter dem es die Apertur durchquert und zeichnen auch die Farbe des Lichts auf. Man erhält folglich Aufnahmen des aus dem Gitter kommenden Fehllichts mit der Information, in welchem Punkt des Gitters das Fehllicht entstanden ist (siehe Abbildung 5-10). Eine Serie von Aufnahmen mit verschiedenen Positionen der Apertur ermöglicht Aussagen über die Art des Fehllichts an den unterschiedlichen Orten im Gitter: Beispielsweise wird gestreutes Licht unter allen Winkeln zu sehen sein; Fehllicht auf Grund einer lokalen Abweichung von der Gitterfront wird eine ausgeprägte Richtungsabhängigkeit aufweisen.

Abbildung 5-9 zeigt der grafischen Übersichtlichkeit wegen ein Spektrometer ohne Auskoppelspiegel. Bei einem Spektrometer mit einem Auskoppelspiegel können die Apertur, das Objektiv und der Film über dem Spiegel positioniert werden, so dass die Abbildung über den Spiegel erfolgt. Eventuelle Fehler des Auskoppelspiegels machen sich wenig bemerkbar, wenn der Auskoppelspiegel sich dicht vor den Objektiv befindet. Der Abstand zwischen Objektiv, Apertur und Auskoppelspiegel muss ohnehin klein gehalten werden, da sonst der Objektivdurchmesser nicht ausreicht, um alles vom Gitter kommende Licht auf den Film abzubilden.

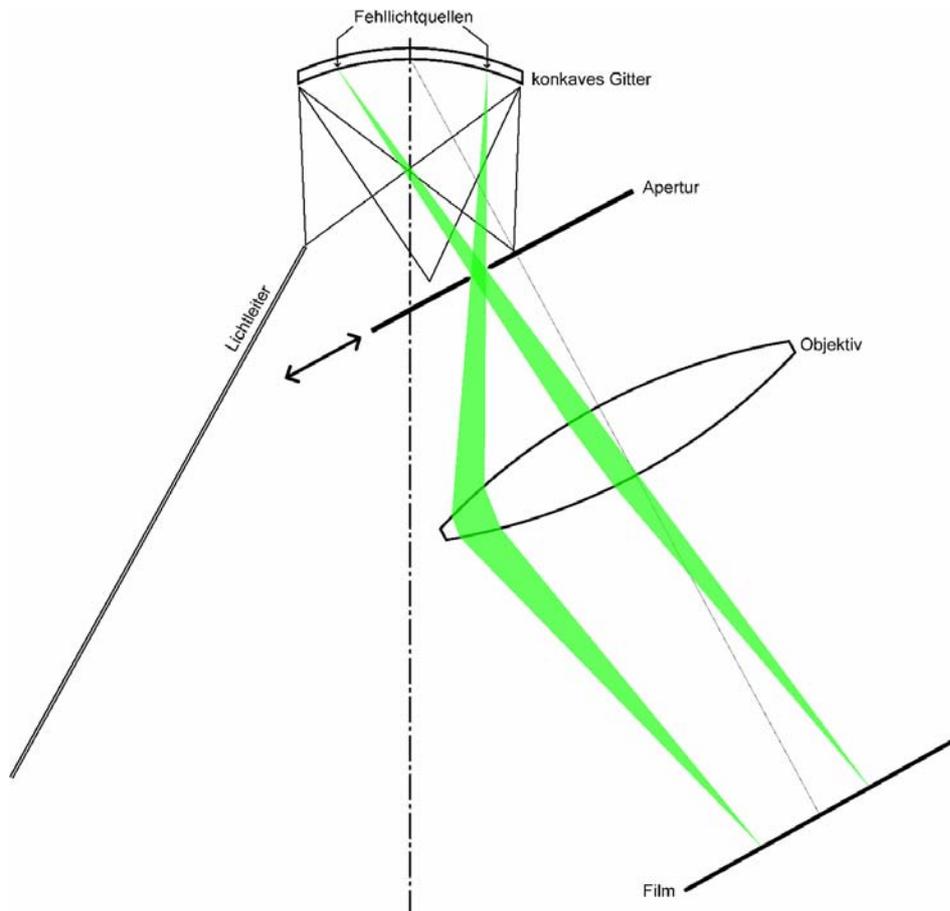


Abbildung 5-9: Strahlengang bei den Aufnahmen des Fehllichtuntergrunds an Mikrospektrometern

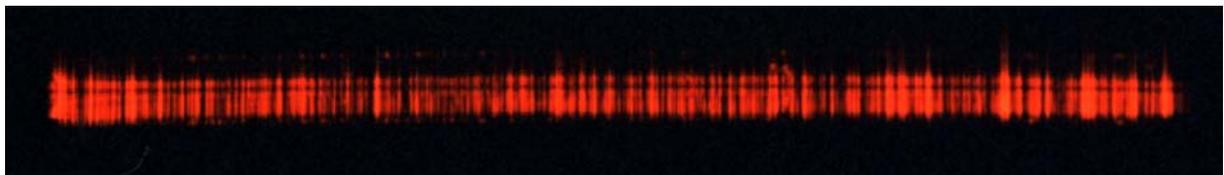


Abbildung 5-10: Foto des Fehllichtuntergrunds bei $\lambda=650$ nm am abgeformten Spektrometer ohne Deckel, Layout 0603-00-A0, Losnummer 01502-03

5.5.6 Gekrümmter Film in der Fokusebene

Eine Aufnahme mehrerer Beugungsordnungen eines Mikrospektrometers erhält man, indem man den Aufnahmefilm so krümmt, dass er den Durchmesser des Rowland-Kreises hat. Man positioniert den Film auf der Fokuskurve des ungedeckelten Mikrospektrometers und beleuchtet mit einem Lichtleiter mit $50 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser, der oberhalb des Faserschachts liegend auf das Gitter gerichtet ist (Abbildung 5-11). Auf Grund der leicht gekippten Beleuchtung des Gitters tritt in diesen Aufnahmen eine gewisse Verzerrung auf, die der Deutung der Fotos jedoch nicht im Wege steht.

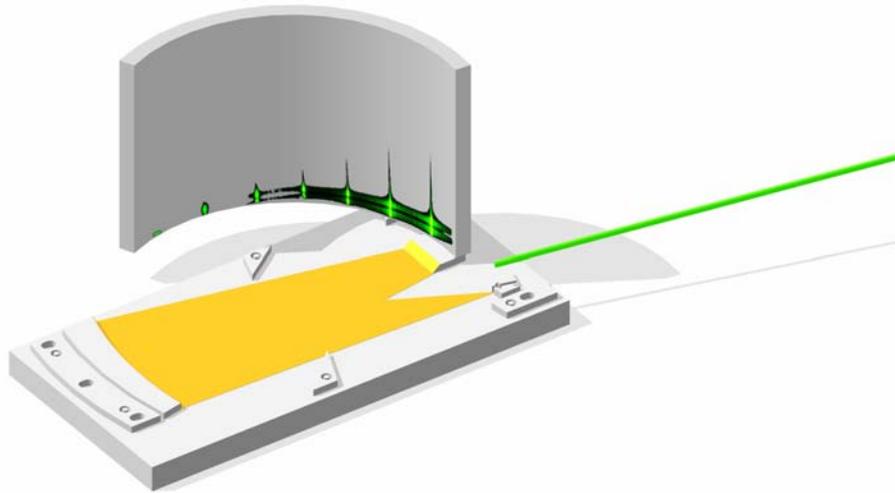


Abbildung 5-11: Position des gekrümmten Films und Lage des Spektrums bei monochromatischer Einkopplung bei 550 nm

5.5.7 Fehllichtuntergrund im Spektrum

Für eine Aufnahme wie in Abbildung 5-12 wird ein Mikrospektrometer so über einem Film positioniert, dass die Fokuslinie des Spektrometers auf dem Film liegt. Dann koppelt man in das Mikrospektrometer nacheinander alle Wellenlängen beispielsweise von 400 nm (blau) bis 800 nm (rot) in 5 nm-Schritten monochromatisch ein und verschiebt das Spektrometer nach jeder Wellenlänge um die Breite des Auskoppelspiegels parallel zum Film und senkrecht zum Auskoppelspiegel. Der Film wird folglich streifenweise belichtet.

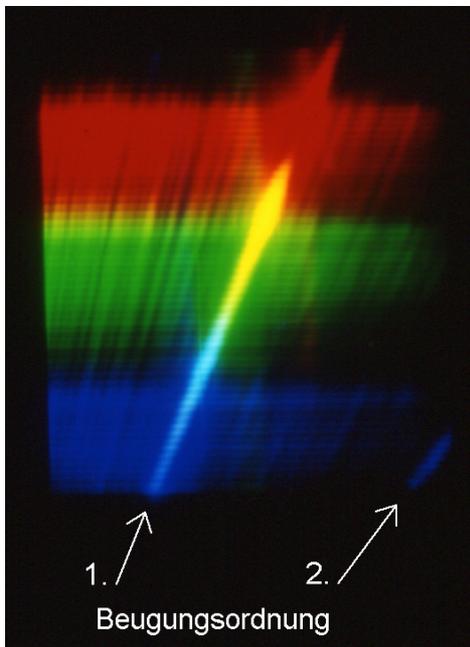


Abbildung 5-12: Fotografische Aufnahme des Fehllichtuntergrundes an einem abgeformten Spektrometer; Layout 0471

Das Ergebnis ist eine Aufnahme, in der das eigentliche Spektrum erster Beugungsordnung als diagonale, helle Linie erscheint. Das Spektrum zweiter Ordnung ist in Abbildung 5-12 unten rechts erkennbar. Alle anderen belichteten Flächen in der Aufnahme wurden von Fehllicht getroffen.

Die heute verwendeten Farbfilme enthalten nur drei beziehungsweise vier verschiedene Farbstoffe (blau, grün, rot und gelegentlich ein gelb-orange zur besseren Darstellung von Hautfarbtönen). Bei Beleuchtung mit monochromatischem Licht können sie auch nur diese wenigen Farben darstellen. Koppelt man monochromatisch Wellenlänge für Wellenlänge in ein Spektrometer ein, so findet man folglich in dem fotografierten Spektrum nur drei oder vier Farben mit abrupten Farbwechsellern dazwischen. Eine realistische Darstellung beispielsweise eines Weißlichtspektrums ist daher mit fotografischen Farbaufnahmen nicht möglich. Da Farbfilme nicht für alle Wellenlängen sensibel sind, ergeben sich zwischen den

einzelnen Farben einer solchen Aufnahme unter Umständen dunkle Streifen (in Abbildung 5-12 zwischen blau und grün). Zur Interpretation solcher Aufnahmen siehe auch Kapitel 6.5.3 und vergleiche mit Abbildung 6-33.

5.5.8 Beugungsbilder bei Laserbeleuchtung

Beleuchtet man das Gitter oder andere reflektierende Oberflächen mit einem Laser (beispielsweise mit einem Helium-Neon-Laser der Wellenlänge 632,8 nm), so erhält man auf einem gegenüberstehenden Schirm ein Beugungsbild, das Informationen über die Struktur der beleuchteten Oberfläche enthält (siehe Abbildung 5-13). Das Beugungsbild lässt sich mit Hilfe der fourieroptischen Betrachtung in Kapitel 4 beschreiben. Es sind Rückschlüsse auf die unterschiedlichen Fehllichtquellen möglich.

Ein analoges Verfahren der Strukturanalyse ist aus der Kristallographie bekannt. Dort werden Aufnahmen der Beugung von Röntgenlicht an Kristallen fourieroptisch interpretiert, um die Struktur eines Kristalls zu analysieren [Ber 1992, Eva 1976]. Ein nahezu fehlerfreier Kristall mit völlig periodischer Gitterstruktur resultiert in einer klaren Aufnahme mit scharf abgegrenzten Punkten im Beugungsbild. Um so mehr Gitterfehler der Kristall aufweist, um so unschärfer werden die Beugungsbilder. Periodizitäten (und Abweichungen davon) lassen sich mit Beugungsaufnahmen also sehr gut darstellen.

Die Größe der Amplitude der Abweichungen, die zu einem Beugungsbild führen, lässt sich aus einer fotografischen Aufnahme nur grob abschätzen. Quantitative Angaben über die Größe der verursachenden Abweichungen lassen sich nur machen, wenn das Beugungsbild mit einem geeigneten Detektor (beispielsweise einer Elektronenvervielfacherröhre) Punkt für Punkt vermessen wird.

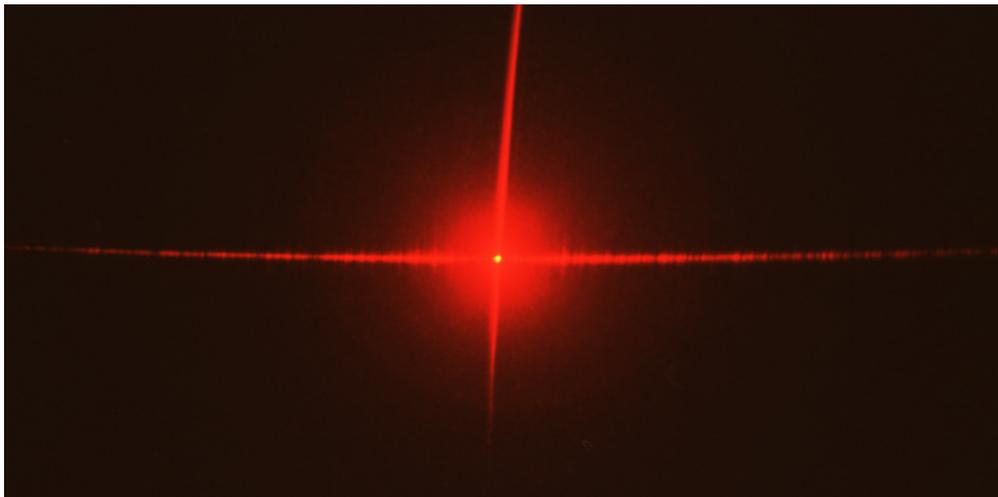


Abbildung 5-13: Beugungsbild eines Gitters bei direkter Laserbeleuchtung

„Red is that which emits a light more clear than usual but interrupted by shady interstices. Blue is that which discharges a rarefied light, as in bodies which consist of white and black particles arranged alternately. Green is nearly allied to blue. Yellow is a mixture of much white and a little red: and purple consists of a great deal of blue mixed with a small portion of red. The blue color of the sea arises from the whiteness of the salt it contains, mixed with the blackness of the pure water in which the salt is dissolved; and the blueness of the shadows of bodies, seen at the same time by candle and daylight, arises from the whiteness of the paper mixed with the faint light of blackness of twilight.“

Dr. Isaac Barrow, Lucasian Professor of Mathematics at Cambridge University in „Lectiones Opticae“, 1786

6 Analyse der Ursachen für Fehllicht

In diesem Kapitel wird anhand der Messergebnisse untersucht, welchen Ursprung das Fehllicht in LIGA-Mikrospektrometern hat.

Wurde die Quelle des Fehllichts erkannt, ist zu klären, welcher Mechanismus zu dieser Fehllichtentstehung führt. Anschließend ist die Frage zu beantworten, in welchem Fertigungsschritt der festgestellte Fehler verursacht wurde. Diese Frage ist oft schwierig zu beantworten, da der Herstellungsprozess von der Belichtung des Zwischenmaskenresists bis hin zum abgeformten, verspiegelten LIGA-Spektrometer drei Galvanik- und drei Kopierschritte umfasst (Zwischenmaskengalvanik, röntgenlithografische Kopie in den Arbeitsmaskenresist, Arbeitsmaskengalvanik, röntgenlithografische Kopie, Galvanik des Abformwerkzeugs, Abformung und Verspiegelung des Spektrometers), die jeweils viele Prozessschritte beinhalten. Viele dieser Schritte sind einer direkten Untersuchung nicht zugänglich. Oft sind dennoch Aussagen möglich, die auf der Feststellung beruhen, in welchem Fertigungsschritt ein Fehler erstmals auftritt beziehungsweise in welchem Schritt er sich vergrößert hat.

In den folgenden Abschnitten werden die mit den in Kapitel 5 beschriebenen Untersuchungsmethoden erlangten Erkenntnisse dargestellt. Dabei werden die Ergebnisse anhand der einzelnen Strukturen der Spektrometer entsprechend Kapitel 3 dargestellt.

6.1 Allgemeine Aussagen und statistische Daten

Ein Vergleich der Fehllichtanteile bei verschiedenen Spektrometerbauformen oder bei unterschiedlich prozessierten Spektrometern kann Rückschlüsse auf den Ursprung des Fehllichts zulassen. Dabei sind die möglichen Aussagen meist auf Grund statistischer prozesstechnischer Schwankungen mit erheblichen Fehlern behaftet. Einige dieser Untersuchungen sollen dennoch hier erwähnt werden.

Im Allgemeinen haben direktlithografisch gefertigte Spektrometerbauteile einen um etwa 20% niedrigeren Fehllichtanteil als abgeformte Bauteile.

Spektrometer in Hohlwellenleiterbauweise haben einen um 5-10% geringeren Fehllichtanteil als Folienwellenleiter. Bei den Folienwellenleitern können Verunreinigungen oder Schwankungen der Eigenschaften der wellenleitenden Kunststoffschicht zu einer Erhöhung des Streulichtanteils gegenüber einem Hohlwellenleiter führen. Im Hohlwellenleiter wird dafür Fehllicht, das unter großen Winkeln zum Wellenleiter auftritt, noch im Wellenleiter geführt. Beim Folienwellenleiter werden solche Fehllichtanteile nicht mehr durch Totalreflexion geleitet und werden daher den Detektor nicht erreichen.

Spektrometer mit 40°-Auskoppelspiegel haben einen geringeren Fehllichtanteil als Spektrometer mit einem 45°-Auskoppelspiegel. Dieser Effekt war in der Vergangenheit von großen prozesstechnischen Schwankungen überlagert (siehe Abbildung 6-1).

Ein Werkzeug des Folienwellenleiter-Layout 0471 enthält vier Formnester; jede Abformung ergibt also vier Spektrometerbauteile. Innerhalb dieser vier Teile weisen im statistischen Mittel die beiden Teile, die in der Mitte des Werkzeugs liegen, jeweils den geringsten Fehllichtanteil auf. Ob dieser Unterschied mit dem Abformprozess zusammenhängt oder mit der Lage der einzelnen Spektrometer auf den LIGA-Masken, ist nicht zu ersehen.

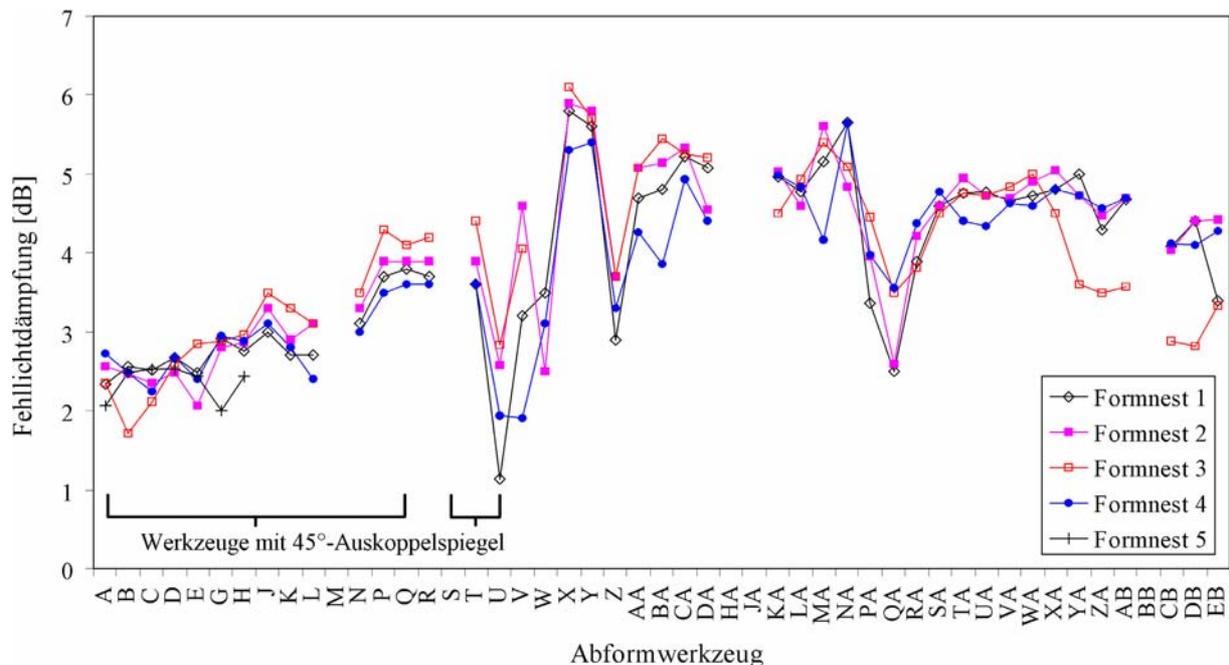


Abbildung 6-1: Entwicklung der Fehllichtdämpfungseigenschaften bei Abformwerkzeugen des Layout 0471; die Werkzeuge A bis Q und S bis U haben einen 45°-Auskoppelspiegel; die Werkzeuge A bis H hatten fünf Formnester; bei abgebrochener Fertigung eines Werkzeugs fehlen die Angaben; Ordinatenwerte nach Formel (4-1) bei Beleuchtung mit einer ungefilterten Halogenlampe [Las 1997a]

Wird mit einem neuen Abformwerkzeug abgeformt, so verbessern sich die Fehllichteigenschaften der geprägten Spektrometer bis etwa zur 200. Abformung um etwa 20%. Danach waren in einer Versuchreihe mit 350 Abformungen keine weiteren statistisch signifikanten Änderungen erkennbar [Las 1997b]. Die Verbesserung während der ersten 200 Abformungen wird auf eine mechanische Glättung der Werkzeugoberflächen im Laufe des Abformprozesses zurückgeführt.

Da alle diese allgemeinen Beobachtungen nur bedingt Rückschlüsse auf die Ursachen des Fehllichtanteils zulassen, werden in den nächsten Abschnitten die einzelnen Elemente der Mikrospektrometer genauer betrachtet.

6.2 Eintrittsspalt

Die Breite des Eintrittsspalts bestimmt in LIGA-Spektrometern das Auflösungsvermögen. Wenn nun bei monochromatischer Einkopplung die gemessene Spektrallinie breiter ist, als es das Auflösungsvermögen des Spektrometertyps erwarten lässt, kann man die Intensitätsanteile, welche die Verbreiterung ergeben, als Fehllichtbeitrag nahe der Hauptlinie interpretieren.

Der Eintrittsspalt wird bei den Spektrometern in Hohlwellenleiter-Bauweise durch verspiegelte LIGA-Wände gebildet. Diese Wände bilden zugleich den mechanischen Anschlag für die Stirnfläche der Lichtleitfaser beim Einlegen in den Faserschacht. Es kommen zwei mögliche Ursachen vor, die zu einem schlechteren Auflösungsvermögen führen.

Erstens kann es vorkommen, dass die Lichtleitfaser nicht richtig in den Faserschacht eingelegt wurde und so Licht über den Eintrittsspalt hinweg in den Wellenleiter eingestrahlt wird (siehe Abbildung 6-2). Durch die Abbildung des Eintrittsspalt auf den Detektor entsteht auf dem Detektor ein deformiertes, breiteres Bild des Eintrittsspalt, was zu einer Verschlechterung der Auflösung führt. Dieser Fehler lässt sich durch korrektes Einlegen der Faser in den Faserschacht verhindern.

Zweitens kann es passieren, dass die Wände, die den Eintrittsspalt bilden, nicht ausreichend verspiegelt sind. Dann tritt Licht durch die transparenten Wände rechts und links des Eintrittsspalt in den Wellenleiter ein und wie oben sinkt die Auflösung des Systems.

Damit die Wände, welche den Eintrittsspalt bilden, vollständig verspiegelt werden können, muss ein Faserschacht wie in Abbildung 6-3 links in der Bedampfungsanlage genau parallel zur Bedampfungsrichtung eingebaut werden. Tritt das aufgedampfte Metall nicht parallel zum Faserschacht auf, so schattet immer eine der beiden Seitenwände des Faserschachtes einen Teil der Stirnfläche ab. Diesen Fehler vermeidet man durch eine Aufweitung des Faserschachts direkt vor den Spaltwänden (siehe Abbildung 6-3 rechts), die solche Abschattungen verhindert. Vollständig umgehen kann man die Problematik durch die Verwendung eines undurchsichtigen Kunststoffes für die Abformung der Spektrometer. Dann braucht der Eintrittsspalt überhaupt nicht mehr verspiegelt zu werden.

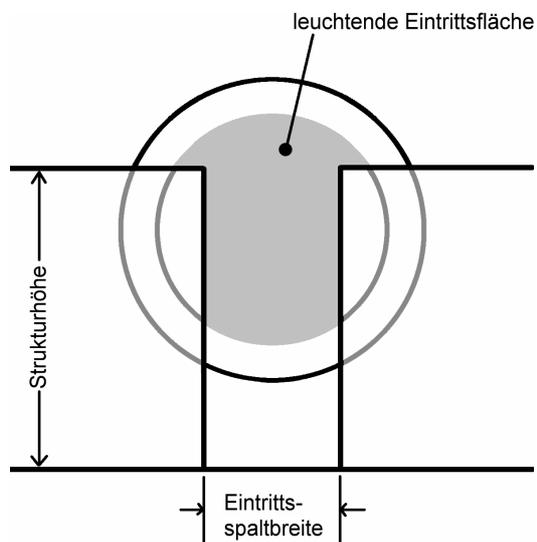


Abbildung 6-2: Skizze zur Überstrahlung des Eintrittsspalt durch mangelhaftes Einlegen des Lichtleiters

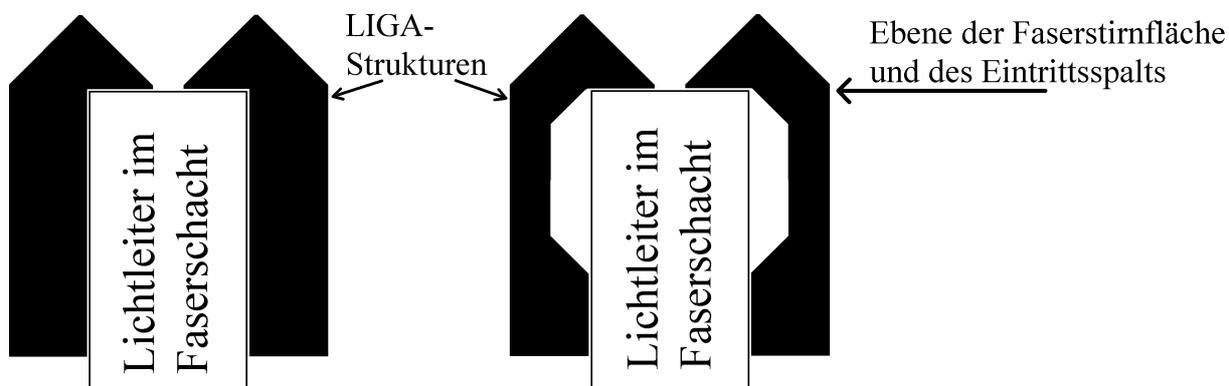


Abbildung 6-3: Beispiele für Faserschachtformen: links ein kritisches Design, rechts ein Design, das Abschattungen durch die Seitenwände beim Verspiegeln verhindert

6.3 Hilfsstrukturen

In einem LIGA-Mikrospektrometer finden sich neben den in Kapitel 3 beschriebenen Strukturen, die eine direkte optische Funktion haben, auch Hilfsstrukturen. Da sich diese teilweise im oder nahe dem optischen Strahlengang befinden, können sie durch Reflexionen oder Streuung an ihren Seitenwänden zur Fehllichtentstehung beitragen. In den folgenden Abschnitten werden diese Fehllichtbeiträge und die Qualität der optisch relevanten Seitenwände untersucht. Die Aussagen zur Qualität der LIGA-Wände treffen sinngemäß auf alle senkrechten Wände zu, also zum Beispiel auch auf das Gitter.

6.3.1 Hilfsstrukturen von Folien- und Wellenleiterspektrometern

Beim **Folienwellenleiter** muss die Kontur des Folienwellenleiters so geformt sein, dass die seitlichen Begrenzungen des Wellenleiters möglichst kein Fehllicht auf den Detektor reflektieren. Dazu sind sogenannte Streulichtfallen (siehe Abbildung 6-4) strukturiert. Diese sollen Licht, das die Seitenwände trifft, aus der Kernschicht des Wellenleiters durch Vielfachreflexionen auskoppeln. Der Folienwellenleiter wird mit einem niedrigbrechenden UV-härtenden Klebstoff (30X148, Firma Threebond) überschichtet. Durch den verringerten Brechungsindexunterschied zwischen der Kernschicht und der Umgebung wird die Fehllichtauskopplung verbessert. Wenn sich allerdings beim Aufbringen des Klebstoffes kleine Luftblasen in den Streulichtfallen festsetzen, wird die Fehllichtauskopplung behindert. Abbildung 6-5 zeigt senkrecht zum Wellenleiter aus einem Folienwellenleiter in Richtung der Kamera gestreutes Licht. Man erkennt an Partikeln im Bereich des Wellenleiters gestreutes Licht und unterhalb der Bildmitte eine helle Linie, die von Luftbläschen erzeugt wird, die sich in den Streulichtfallen festgesetzt haben. An der unteren Bauteilkante werden die minus erste und minus zweite Beugungsordnung reflektiert. Auf den Originalnegativen ist erkennbar, dass die Ränder der Galvanikstartschicht und die Fräsriefen auf der Kernschichtoberseite besonders vor der Überschichtung der Folienwellenleiter Streuzentren bilden.

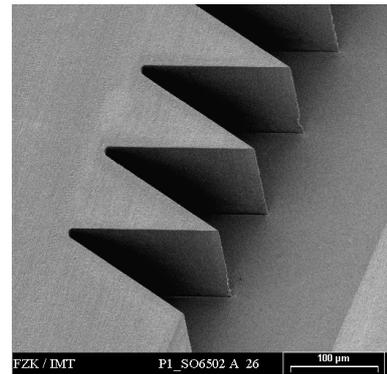


Abbildung 6-4: REM-Aufnahme der Streulichtfallen der seitlichen Begrenzung im Folienwellenleiter

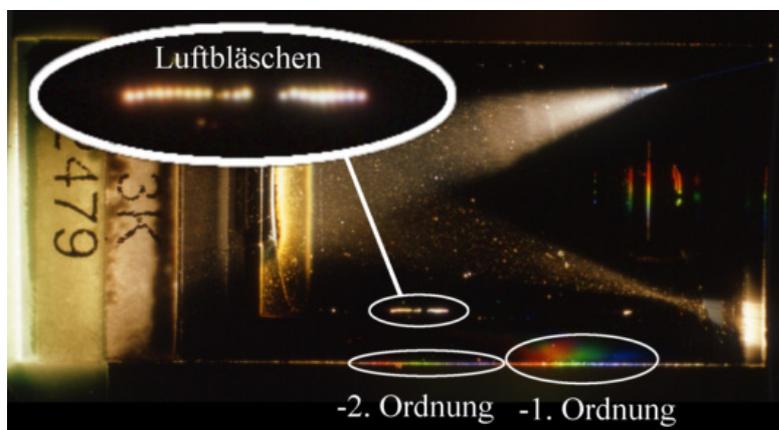


Abbildung 6-5: Langzeitaufnahme einer Mikrospektrometeroberseite; Layout 0471, Losnummer 3K2479

Der Bereich, in dem das Licht der nullten Beugungsordnung die seitliche Begrenzung des Wellenleiters trifft, ist so gestaltet, dass das Licht nicht wieder in den Wellenleiter zurückgespiegelt wird. Das Licht fällt dabei unter großen Winkeln auf die seitliche Wellenleiterbegrenzung, so dass keine Totalreflexion stattfindet.

Um die Wirksamkeit der Streulichtfallen zu prüfen, wurden diese versuchsweise

mit einem Klebstoff (Vitalit 7104, Firma Panacol) aufgefüllt, der einen ähnlichen Brechungsindex hat wie das Material des Wellenleiters. Dadurch wurde Licht, welches die seitliche Begrenzung des Wellenleiters erreichte, fast vollständig ausgekoppelt. Abbildung 6-6 zeigt den gemessenen Fehllichtuntergrund bei monochromatischer Einkopplung. Gegenüber der ersten Messung am Bauteil mit lose eingelegter Faser und ohne jede Übersichtung sinkt der Fehllichtuntergrund mit dem Verkleben der Einkoppelfaser und dem Übersichten von Gitter und Auskoppelspiegel leicht ab. Dieser Effekt ist auf das Absinken des an der Stirnfläche der Faser abgestrahlten Streulichts durch die Indexanpassung zwischen Faser und Wellenleiter zurückzuführen. Die Übersichtung der Streulichtfallen mit einem Klebstoff, der einen ähnlichen Brechungsindex wie der Wellenleiter hat, führt zu einer starken Abnahme des Fehllichtuntergrunds. Bringt man die niedrigbrechende Schutzschicht auf den Wellenleiter auf, so sinkt der Fehllichtuntergrund noch einmal geringfügig. Werden sowohl der Wellenleiter als auch die Streulichtfallen mit dem niedrigbrechenden Klebstoff beschichtet, so sinkt der Fehllichtuntergrund in der Summe nicht ganz so stark. Die Übersichtung der Streulichtfallen reduziert den Fehllichtanteil also wesentlich stärker als die Übersichtung des restlichen Wellenleiters. Die hochbrechende Übersichtung der Streulichtfallen bringt einen weiteren geringen Vorteil, ist aber aufwendig. Im letzten Schritt wird die Unterseite der Mantelschicht geschwärzt, was zu einer weiteren deutlichen Reduzierung des Fehllichtanteils, besonders nahe der Hauptlinie, führt.

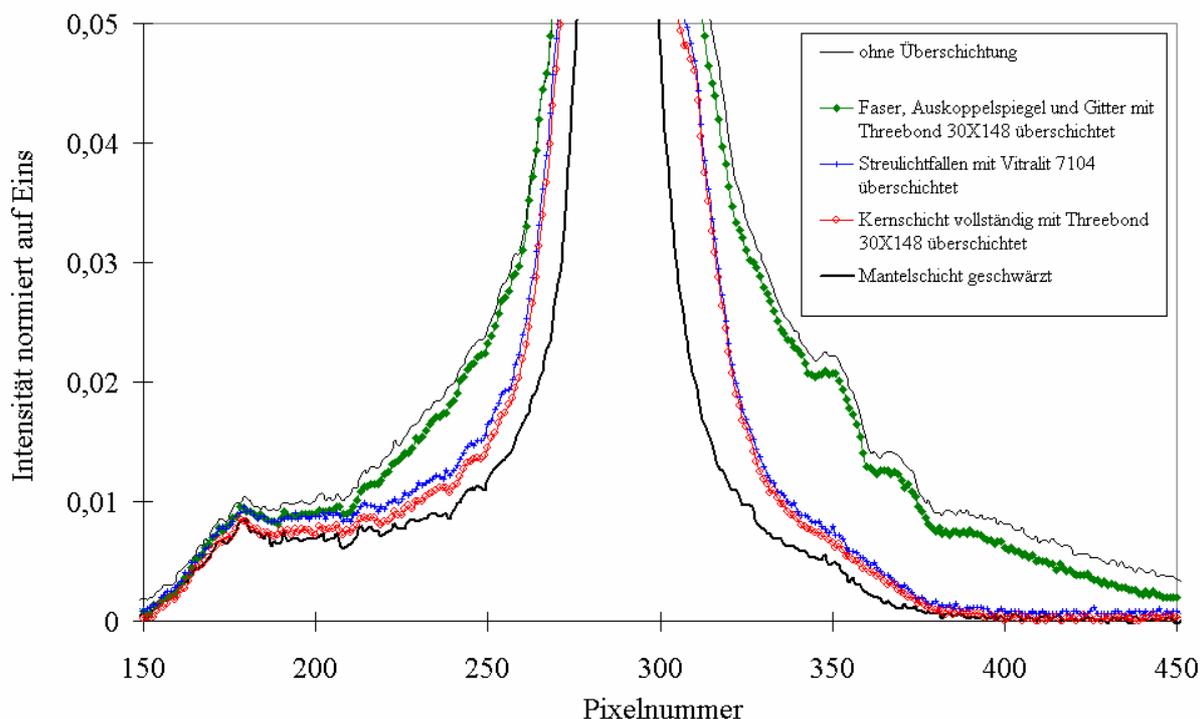


Abbildung 6-6: Fehllichtuntergrund mit verschiedenen Übersichtungen des Folienwellenleiters Losnummer 2R3575 bei monochromatischer Beleuchtung mit 650 nm; der Klebstoff Threebond 30X148 hat einen niedrigeren Brechungsindex als die Kernschicht des Wellenleiters, der Klebstoff Vitalit 7104 einen ähnlichen Brechungsindex wie die Kernschicht des Wellenleiters

In einem weiteren Versuch wurde der Wellenleiter hinter dem unverspiegelten Gitter und seitlich der Streulichtfallen mit dem indexangepassten Klebstoff verlängert. In diesem Fall sind diese Strukturen optisch praktisch nicht mehr sichtbar und das Licht sollte sich ungehin-

dert hinter dem Gitter ausbreiten und nicht zum Auskoppelspiegel gelangen. Der gemessene Fehllichtuntergrund lag in diesem Fall bei $5 \cdot 10^{-4}$ der Detektorvollaussteuerung, einem Wert, der etwa zwanzigmal niedriger liegt als der Fehllichtuntergrund bei vergleichbaren Bauteilen. Daraus lässt sich schließen, dass der Fehllichtanteil, der erst auf dem Lichtweg vom Gitter und den seitlichen Streulichtfallen zurück zum Detektor entsteht, sehr gering ist. Da die Mechanismen der Fehllichtentstehung auf dem Hinweg von der Einkoppelfaser zum Gitter dieselben sind wie auf dem Rückweg, wird auf diesem Weg auch kaum Fehllicht entstehen. Zusammen mit der Erkenntnis, dass auch mit einer indexangepassten Übersichtung der Streulichtfallen der Fehllichtanteil nicht deutlich unter ein Prozent sinkt, bleibt nur der Schluss, dass der Hauptanteil des Fehllichts aus dem Gitter kommen muss.

Bei **Hohlwellenleitern** werden die Hilfsstrukturen gebraucht, um den Deckel und die Lichtleitfaser mechanisch zu stützen, zu positionieren und zu verkleben. Die Strukturen müssen so angeordnet und geformt werden, dass sie erstens den Strahlengang nicht stören und zweitens möglichst wenig Licht durch Reflexionen und Mehrfachreflexionen auf den Detektor spiegeln. Abbildung 6-7 zeigt einen Ausschnitt aus Abbildung 5-5 mit dem Einkoppelspalt rechts oben und einer dreieckigen Hilfsstruktur links oben im Bild. Die Winkel der Wände der Hilfsstruktur sind so gewählt, dass beispielsweise kein Licht aus dem Eintrittsspalt direkt in Richtung Detektor reflektiert wird.

Im Bildausschnitt ist direkt vom Eintrittsspalt kommendes Licht zu sehen, das zum Teil an einer dreieckigen Hilfsstruktur reflektiert wird. Das an der Seitenwand der Hilfsstruktur reflektierte Licht hat eine andere Intensitätsverteilung als das Licht, das nicht reflektiert worden ist (unten links im Bild). Aus diesem Unterschied lässt sich auf Unebenheiten der reflektierenden Wand zurückschließen. Die äquidistanten Streifen in dem reflektierten Lichtstrahl weisen in diesem Fall auf periodische Störungen in der schräg zur Maskenkante verlaufenden Seitenwand der Hilfsstruktur in Abständen von $565 \mu\text{m}$ hin.

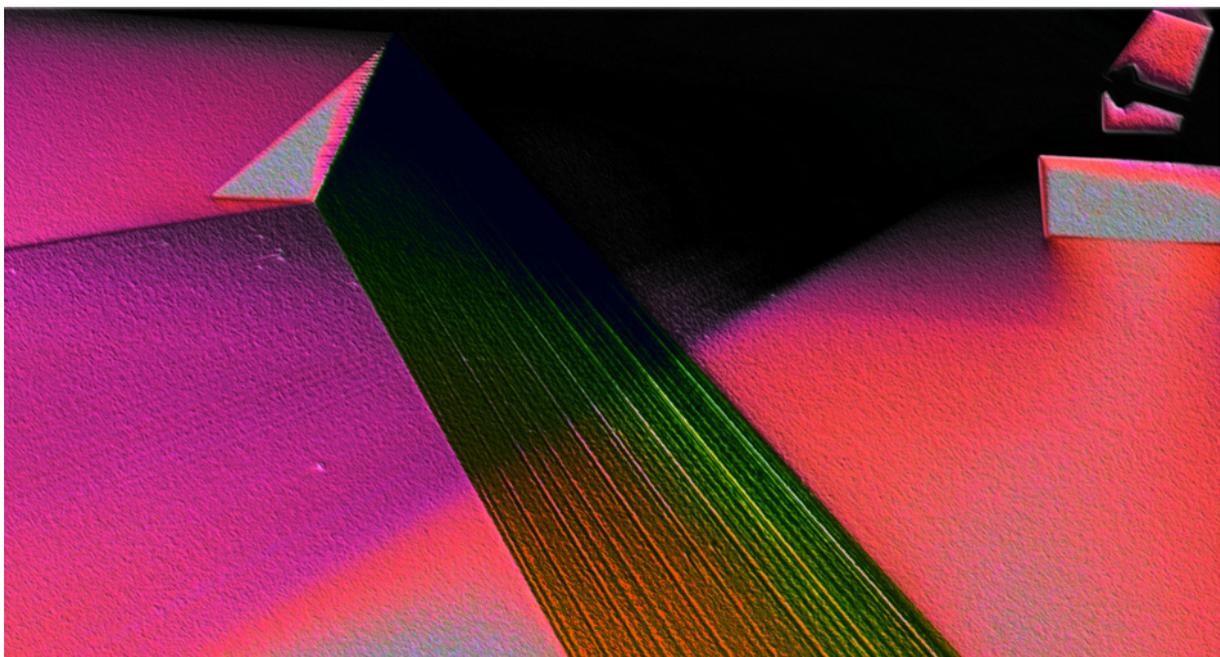


Abbildung 6-7: Riefen in der Seitenwand einer dreieckigen Stützstruktur (grau) verursachen bei der Reflexion (unten orange-grün markiert) Streifen; Ausschnitt in Falschfarben aus Abbildung 5-5, S. 45

Die fotografische Aufnahme in Abbildung 5-7, S. 46 zeigt die gleiche Hilfsstruktur wie Abbildung 6-7. Die Unebenheiten der Seitenwand dieser Hilfsstruktur sind auch dort als periodische Störungen deutlich erkennbar (siehe auch Abschnitt 6.3.3).

Die Kenntnis des Strahlengangs in Mikrospektrometern hat zur Optimierung der Lage und Form der Hilfsstrukturen beigetragen. So wird beispielsweise mittlerweile der Bereich, in dem die Lichtleitfaser mit dem Spektrometerbauteil verklebt wird, anders gestaltet. In diesem Bereich wird viel Licht aus dem Mantel des Lichtleiters ausgekoppelt (siehe Abbildung 5-5). Dieses konnte bisher unkontrolliert durch Reflexionen in den Hohlwellenleiter gelangen. Durch eine Veränderung der Form der Hilfsstrukturen wird dieses Licht jetzt an einem Eintritt in den Hohlwellenleiter gehindert (Abbildung 6-8).

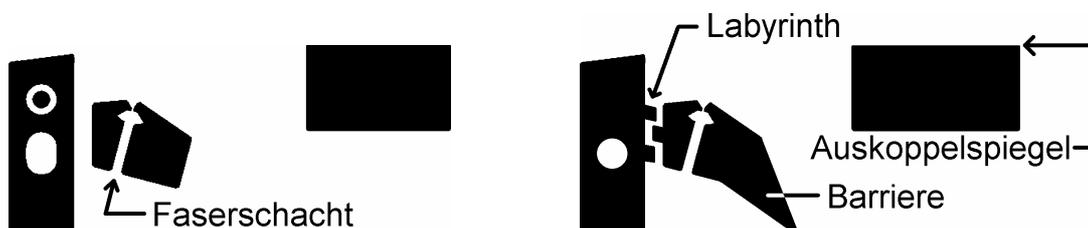


Abbildung 6-8: Umgestaltung der Hilfsstrukturen im Bereich der Lichteinkopplung; links bisherige Form, rechts die geänderte Form

Die Spitzen der Hilfsstrukturen haben Verrundungsradien von $10\ \mu\text{m}$. Dies ist notwendig, damit die Strukturen im Abformprozess sauber entformt werden können. Durch diese Verrundungsradien wird Licht unter großen Winkeln reflektiert und kann als Fehllicht auf den Detektor gelangen. Zur Abschätzung der Intensität, die auf den Detektor gelangt, betrachte man eine einzeln stehende, spiegelnde Säule von $20\ \mu\text{m}$ Durchmesser mit beispielsweise $8\ \text{mm}$ Abstand von Eintrittsspalt und Detektor. Sie reflektiert auf einem Detektorpixel von $25\ \mu\text{m}$ Breite eine Intensität von höchstens $5 \cdot 10^{-6}$ der Intensität, die den Eintrittsspalt passiert, wenn die Einkoppelfaser eine Numerische Apertur von $NA = 0,22$ hat. Dieser Wert ist um zwei Größenordnungen kleiner als der real vorhandene Fehllichtuntergrund von einem Promille der maximalen Intensität in erster Beugungsordnung und damit unbedeutend.

6.3.2 Rasterkraftmikroskopische Überprüfung der Seitenwandform

Bei der Bestimmung der Abweichungen der LIGA-Seitenwände von einer vorgegebenen Form bieten sich der Einfachheit halber gerade verlaufende Seitenwände an. Um Abweichungen über mehrere Millimeter kontrollieren zu können, werden viele rasterkraftmikroskopische Einzelmessungen aneinander gesetzt. Abbildung 6-9 zeigt eine AFM-Messung eines $1850\ \mu\text{m}$ langen Ausschnitts einer geraden Seitenwand eines abgeformten Spektrometerbauteils. Auf dieser Messstrecke sind Abweichungen mit einer Gesamthöhe von etwa $700\ \text{nm}$ von dem geraden Sollverlauf der Seitenwand festzustellen. Dabei treten sowohl lokale Abweichungen auf einer Breite von einigen bis zu einigen Dutzend Mikrometern, als auch Schwankungen über einige hundert Mikrometer auf. Ausgeprägte periodische Fehler sind nicht zu erkennen. Eine leichte Welligkeit mit einer Periode von $50\ \mu\text{m}$ ist vorhanden. Diese entsteht durch die Einzellänge der aneinandergereihten AFM-Messungen.

Bildet eine solche Seitenwand einen optischen Spiegel, so treten bei den an ihr reflektierten Lichtwellen Gangunterschiede zu den einfallenden Lichtwellen von bis zu über einem Mik-

rometer auf. Für sichtbares Licht sind das unter Umständen Gangunterschiede von mehreren Wellenlängen, die zu deutlichen, beugungsbedingten Richtungsabweichungen von der gewünschten Strahlrichtung führen.

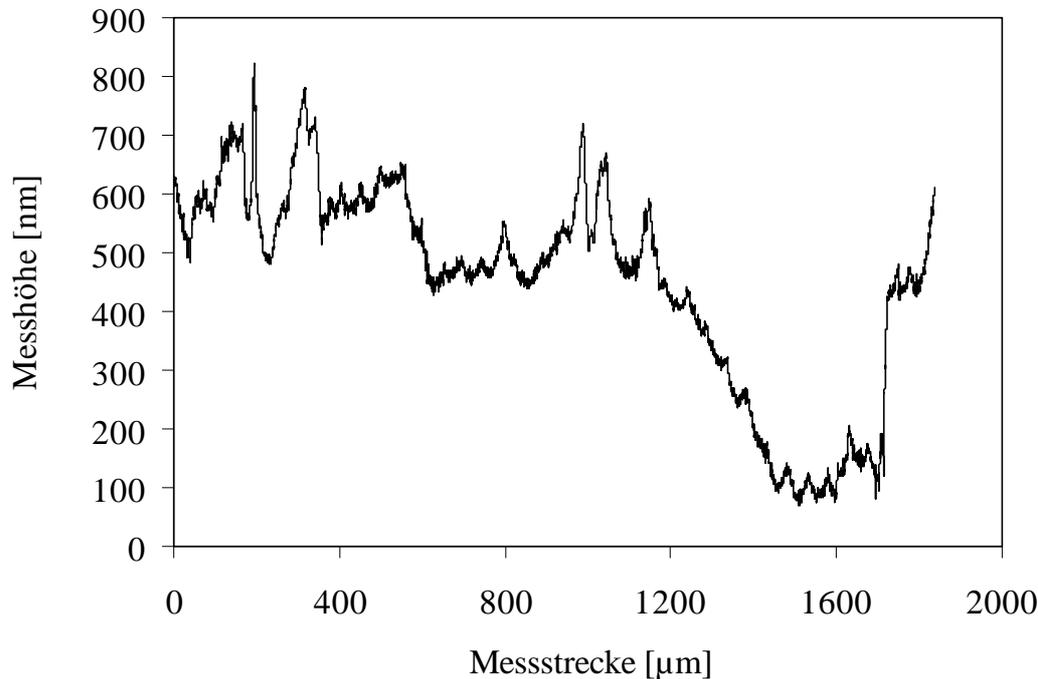


Abbildung 6-9: AFM-Messung an einer geraden (parallel zum ebeam-Tisch) Seitenwand (Rückseite der Auskoppelspiegelstruktur) eines abgeformten Bauteils; Layout 0471, Werkzeug DA, Formnest 3; aus 37 Einzelmessungen à 50 µm Länge zusammengesetzt

6.3.3 Rauigkeit der Seitenwand

Aus AFM-Messungen ergeben sich an direktlithografischen Strukturen bei Messflächen von 5 µm bis 10 µm Kantenlänge Seitenwandrauigkeiten von $R_a = 8 \pm 3$ nm und $R_z = 12 \pm 4$ nm bei Autokorrelationslängen von $a = 25 \pm 10$ nm. Diese Werte hängen vom verwendeten Resist, der Entwicklungsmethode (mit oder ohne Megaschalleinwirkung), der Entwicklungstemperatur und der Messfeldgröße ab. Je größer das Messfeld ist, um so größer werden auch die Rauigkeitswerte. Daraus lässt sich auf Störungen der Seitenwände schließen, deren Abstände größer sind als die Messlänge von einigen Mikrometern. Abbildungen 6-10 und 5-7 zeigen, dass es periodische und nicht-periodische Störungen gibt, die sich teilweise erst nach mehreren hundert Mikrometern wiederholen.

Eine generelle Angabe zur Rauigkeit von LIGA-Seitenwänden ist demnach nicht sinnvoll. Die lokale Rauigkeit, welche die derzeitigen Grenzen der erreichbaren Seitenwandgüte aufzeigt, liegt etwa zwischen 5 nm und 10 nm. Zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften der Seitenwände sind jedoch weitere Angaben zu den Störungen mit größeren Reichweiten notwendig.

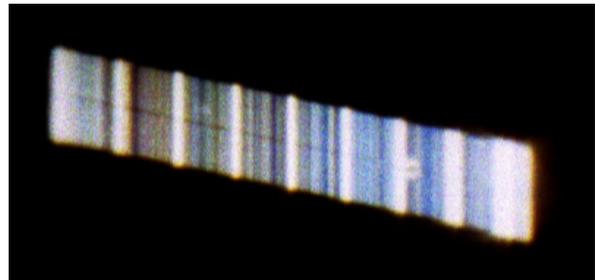


Abbildung 6-10: Foto der Riefen auf Seitenwänden des direktlithografischen Spektrometerbauteils Layout 0603-00-A0, Losnummer 01156-06; (die waagerechte dunkle Linie in der Bildmitte markiert die Grenze zwischen der Struktur oben und deren Spiegelung unten im Bild)

6.3.4 Beugung an Seitenwänden

Ein an einer geraden Seitenwand (ohne Gitterzähne!) eines Goldabsorbers auf einer Arbeitsmaske reflektierter Laserstrahl erzeugt auf einem Schirm ein Beugungsbild wie in Abbildung 6-11.

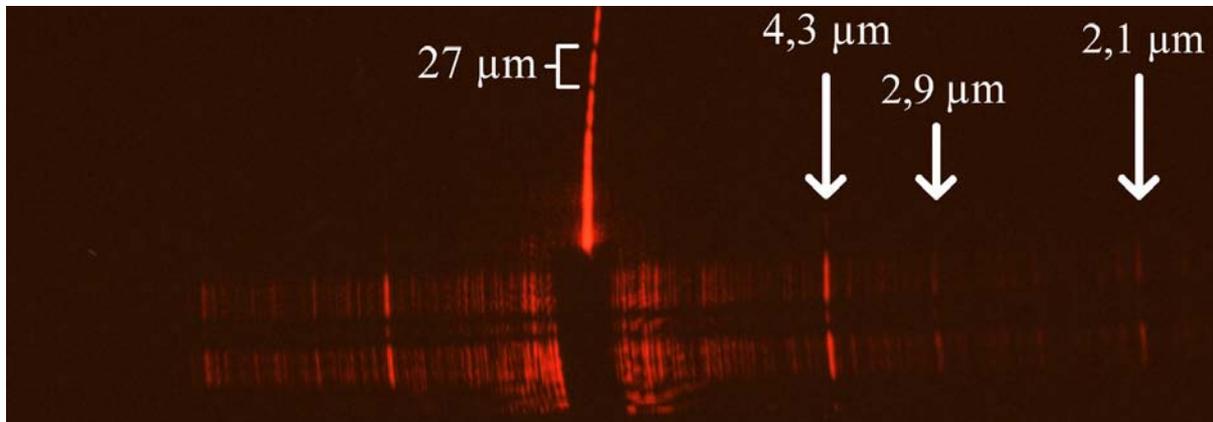


Abbildung 6-11: Beugungsbild bei Laserbeleuchtung (Durchmesser des beleuchteten Abschnitts etwa 2 mm) an der Kante der Absorberstruktur des Auskoppelspiegels an der Arbeitsmaske Layout 0641-00-A0, Losnummer 01115: Gras und Geister von Fehlern mit Periodizitäten von 4,3 µm und 2,9 µm; senkrecht dazu Einzelspaltbeugung (Goldabsorberstärke: 28 µm)

In der Bildmitte findet man den Reflex des Laserstrahls, hier durch eine Maske aus schwarzem Papier abgedeckt, um eine Überbelichtung der Aufnahme zu verhindern. Die vertikale, helle Linie durch die Bildmitte entspricht erwartungsgemäß der Beugung des Lichts an einen Einzelspalt, der durch die bei dieser Arbeitsmaske 28 µm hohe Goldstruktur gebildet wird.

Das obere waagerechte helle Band aus Linien kommt durch Beugung des Lichts an senkrechten, parallelen Riefen in der Seitenwand des Goldabsorbers zustande. Die untere Hälfte des Bandes ist die Spiegelung des Beugungsbildes im Wellenleiter. Der streifige Untergrund der waagerechten Linien wird durch Gras gebildet, stammt also von nichtperiodischen, kurzreichweitigen Abweichungen der Kante des Goldabsorbers von einer Geraden. Die mit Pfeilen markierten hellen Linien auf dem waagerechten Band werden durch Beugung an Riefen mit periodischen Abständen verursacht. Aus dem Abstand der Linien voneinander und dem Abstand der beugenden Struktur von der Aufnahmeebene lässt sich die Periodizität der Riefen in der Kante des Goldabsorbers über die Beugungsgleichung (3.1) bestimmen. In diesem Fall finden sich mehrere Linien, die von Fehlern zeugen, die sich alle 4,3 µm und 2,9 µm wiederholen. Bei der Linie bei 2,1 µm handelt es sich höchstwahrscheinlich um die zweite Beugungsordnung des 4,3 µm-Fehlers. Diese Fehler müssen schon auf der Zwischenmaske vorhanden sein, da periodisch wiederkehrende, senkrechte Riefen in der Seitenwand der Goldabsorber der Arbeitsmaske weder beim Umkopieren am Synchrotron noch bei der anschließenden Galvanik entstehen können. Die Periode von 4,3 µm deckt sich sehr gut mit der verwendeten maximalen Trapezfeldgröße des Elektronenstrahlschreibers, die zu 4,33 µm bestimmt wurde (siehe „Anhang A: Belichtung des Zwischenmaskenresists“). Dies deutet darauf hin, dass an den Grenzen der Trapezfelder kleine Strukturstörungen auftreten.

Es wurden nicht an allen Absorberkanten so ausgeprägte periodische Fehler festgestellt. Auch war die Periode der Störungen nicht überall völlig konstant. An Strukturkanten, die nicht parallel zum Maskenfenster verlaufen, finden sich unterschiedliche Störungsperioden.

Die Zwischenmaske ist in dieser Form nicht vermessbar, da ihre Goldabsorber nur $2,2\ \mu\text{m}$ hoch sind und nicht genug Licht reflektieren.

Die Perioden von Fehlern, die sich in deutlich größeren Abständen wiederholen, etwa alle paar hundert Mikrometer, sind in dieser Aufnahme nicht gut zu bestimmen, da sie zu Linien führen, die sehr eng beieinander liegen. Solche Linien sind zwar erkennbar, aber es ist keine Periodenlänge eindeutig zu bestimmen.

Die Größe der Amplitude der Abweichungen, die zu diesen Beugungsbildern führen, lässt sich aus einer fotografischen Aufnahme nicht oder nur sehr ungenau ermitteln. Quantitative Angaben über die Größe der verursachenden Abweichungen lassen sich nur machen, wenn das Beugungsbild mit einem geeigneten Detektor Punkt für Punkt vermessen wird.

Abbildung 6-12 zeigt eine Aufnahme an einer senkrechten Wand eines abgeformten Spektrometerbauteils. Der Hauptreflex in der Mitte der Aufnahme wurde nicht abgedeckt. Es sind keine Linien zu erkennen, die auf kurzreichweitige, periodische Fehler hinweisen. Der Hauptanteil des Fehllichts in dieser Aufnahme stammt von Gras. Streulicht zeichnet sich in dieser Aufnahme als schwacher Schein rund um den Hauptreflex ab. Der Anteil des Streulichts ist in dieser Aufnahme im Vergleich zur Fehllichtintensität durch Gras sehr gering.

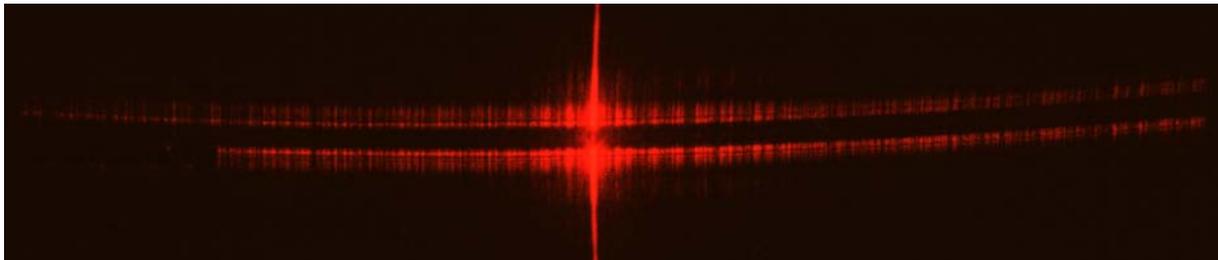


Abbildung 6-12: Beugungsbild bei Laserbeleuchtung einer senkrechten Wand (Rückseite der Struktur, die den Auskoppelspiegel trägt) am abgeformten Spektrometerbauteil Layout 0603-00-A0, Losnummer 01156-06

6.4 Wellenleiter

Die Hohlwellenleiter sollten aus zwei parallelen, völlig glatten und perfekt spiegelnden Wänden bestehen. Wenn die Wellenleiter Unebenheiten, Rauigkeiten oder Kratzer aufweisen, entsteht Streulicht und die Lichtwellen werden auf ihrem Weg vom Gitter zum Detektor abgelenkt und treffen nicht am vorgesehenen Ort auf den Detektor.

6.4.1 Rauigkeit der Wellenleiteroberflächen

In diesem Abschnitt wird der Zusammenhang zwischen Oberflächenrauigkeit und Streulichtentstehung untersucht. Rauigkeiten der Oberflächen führen im Wellenleiter ebenso zur Streuung von Licht wie an allen anderen optischen Oberflächen. Im Wellenleiter der Hohlwellenleiter entsteht Streulicht einerseits an Kratzern und Partikeln, andererseits an Mikrorauigkeiten der Oberfläche. Als Mikrorauigkeiten werden hier Oberflächenunebenheiten bezeichnet, deren Abmessungen sehr viel kleiner als die Beleuchtungswellenlänge sind. Bei verspiegelten Oberflächen hängt die Mikrorauigkeit der Verspiegelung auch von der Rauigkeit der unter der Verspiegelung liegenden Oberfläche ab (siehe Abbildung 6-13).

Die Deckel der Hohlwellenleiter-Spektrometer werden bisher aus Silizium geätzt und sind sehr glatt (R_a unter $3\ \text{nm}$ bei $5 \times 5\ \mu\text{m}^2$ Messfläche). Die Wellenleiter abgeformter Spektrometerbauteile weisen dagegen größere Rauigkeiten auf. Mit dem üblichen Politurverfahren

wurden Rauigkeiten von $R_a = 15 \text{ nm}$ und $R_z = 65 \text{ nm}$ erzielt. Seit Anfang 2002 werden mit einer Nachrüstung der Poliereinheit und mit einer neuen Politur (mit 60 nm Korngröße) Werte von $R_a = 6 \text{ nm}$ und $R_z = 28 \text{ nm}$ über $5 \mu\text{m}$ Messstrecke erreicht.

An Spektrometerbauteilen, deren Wellenleiter aufgrund einer Störung des Verspiegelungsprozesses einen hohen Streulichtanteil aufwiesen, wurden Untersuchungen zur Qualität der Aluminiumverspiegelung durchgeführt [Las 2000b]. Die verspiegelten Wellenleiteroberflächen erschienen bei intensiver, streifender Beleuchtung leicht milchig und bläulich. Der bläuliche Farbton kommt durch die λ^{-4} -Abhängigkeit der Streuung zustande (siehe Kapitel 4.4.6). Die mit einer solchen Verspiegelung gefertigten Spektrometer wiesen eine zu geringe Empfindlichkeit, einen zu hohen Fehllichtanteil und eine zu geringe optische Auflösung auf.

Die fotografischen Aufnahmen in Abbildung 6-13 machen deutlich, dass Oberflächenrauigkeiten der Wellenleiter Streulicht verursachen.

Das unverspiegelte Silizium-Substrat direktlithografischer Bauteile (siehe Kapitel 3) erscheint bei streifender Beleuchtung vor einem dunklem Hintergrund schwarz: es streut fast kein Licht zur Kamera (Bild 6-13 a). Ein verspiegelter Silizium-Deckel (Bild 6-13 b) weist eine leicht bläulich-milchige Färbung auf, wobei ein kleiner rechteckiger Bereich (mit „A“ markiert) an der rechten Kante des Deckels schwarz erscheint: dieser Bereich war während der Verspiegelung mit einem Klebestreifen abgedeckt.

Ein mit Aluminium und einer dünnen Quarzschuttschicht verspiegeltes direktlithografisches Bauteil (Bild 6-13 c) zeigt neben der bläulich streuenden Oberfläche auch ein weißliches Aufleuchten auf. Die breiten, waagerechten Streifen (mit „B“ markiert) im Bereich zwischen dem Auskoppelspiegel und dem Gitter decken sich mit den Bereichen, die bei den Röntgenbestrahlungen zum Schutz der 40° -Kante bei der senkrechten Bestrahlung durch Blenden abgedeckt waren (siehe Kapitel 3). Daraus lässt sich schließen, dass die Siliziumoberfläche nach der Bestrahlung und Entwicklung nicht mehr die Reinheit der ursprünglichen Siliziumoberfläche hat. Bei einem abgeformten Spektrometerbauteil ist die verspiegelte Oberfläche deutlich milchiger (Bild 6-13 d). Dies lässt sich auf die Rauigkeit der mechanisch polierten Oberfläche des Abformwerkzeugs zurückführen. Der Kratzer (mit „C“ markiert) in der Mitte dieses Bauteils finden sich im Werkzeug wieder. Einzelne helle Punkte werden durch Partikel auf der Oberfläche verursacht.

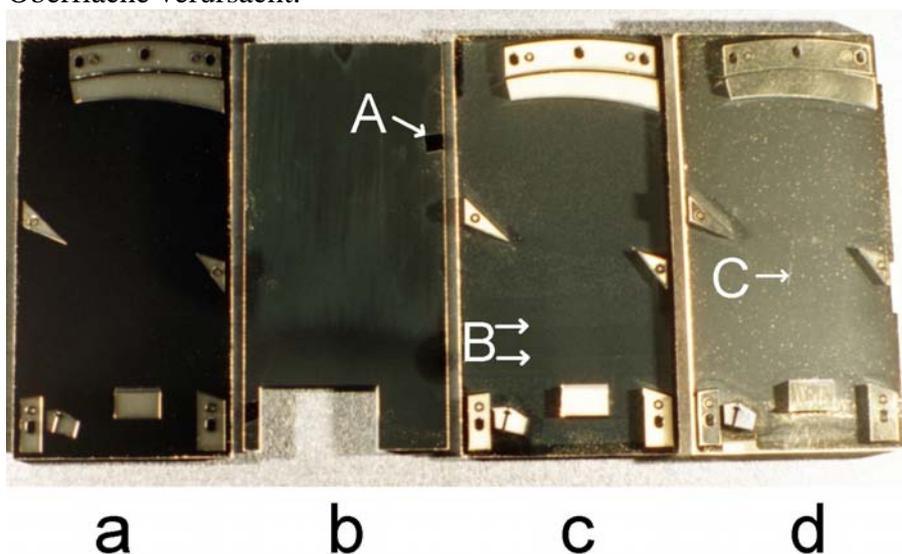


Abbildung 6-13: Bei streifendem Lichteinfall: a) unverspiegelter, direktlithografisches Bauteil Layout 0603-00-A0, b) Silizium-Deckel mit Aluminium verspiegelt, c) direktlithografisches Bauteil mit Aluminium verspiegelt (Bauteil c wird an der rechten Kante von Bauteil d abgeschattet), d) abgeformtes Bauteil mit Aluminium verspiegelt

Rasterkraftmikroskopische Untersuchungen ergaben eine deutlich höhere Rauigkeit der verspiegelten gegenüber den unverspiegelten Substraten, sowohl bei Silizium-Substraten als auch bei abgeformten Bauteilen. Abbildung 6-14 zeigt die Unterschiede in der Rauigkeit zwischen unverspiegelter Siliziumoberfläche und verschiedenen rauen Verspiegelungen. Treten Oberflächenrauigkeiten der Verspiegelungen mit maximalen Erhebungen von über 50 nm auf, so führt dies zu einer merklichen Verschlechterung aller optischen Eigenschaften der Spektrometerbauteile.

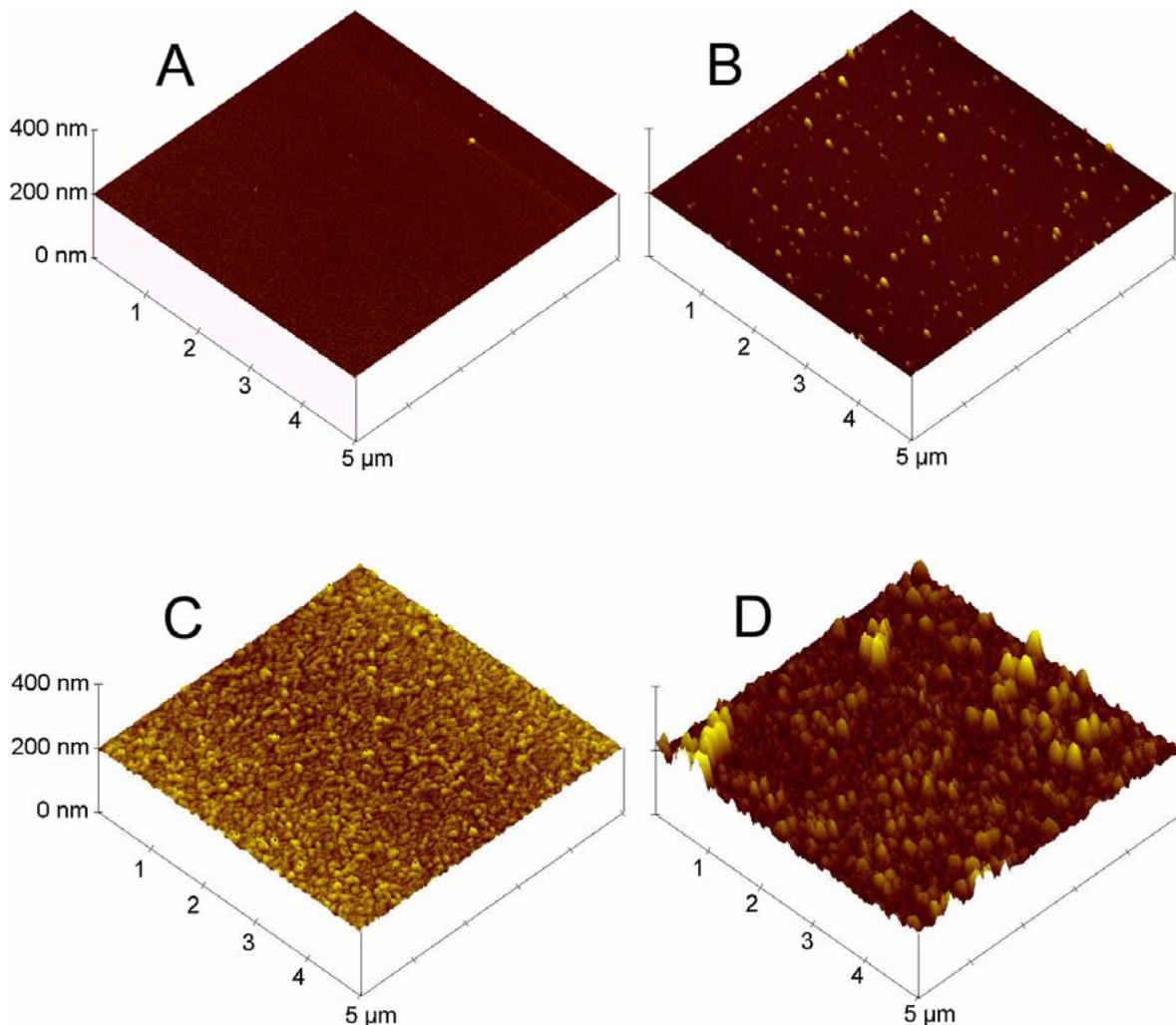


Abbildung 6-14: Oberflächenvergleich ($5 \times 5 \mu\text{m}^2$ Fläche): A) unverspiegeltes Si-Substrat nach Entwicklung der Spektrometerstruktur ($R_a = 0,23$ nm und $R_z = 0,31$ nm); B) unverspiegeltes Si-Substrat mit hoher Partikelbelastung (etwa zehn Partikel zwischen 5 nm und 20 nm Höhe pro μm^2 ; $R_a = 3$ nm und $R_z = 9$ nm); C) gute Aluminium-Verspiegelung (höchste Erhebungen etwa 20 nm, $R_a = 3,5$ nm und $R_z = 11$ nm); D) mangelhafte Aluminium-Verspiegelung (höchste Erhebungen etwa 80 nm; $R_a = 17$ nm, $R_z = 55$ nm)

6.4.2 Führung von Streulicht im Wellenleiter

Koppelt man monochromatisches Licht in ein Hohlwellenleiter-Spektrometer mit und ohne Deckel ein, so ergeben sich Spektren wie in Abbildung 6-15.

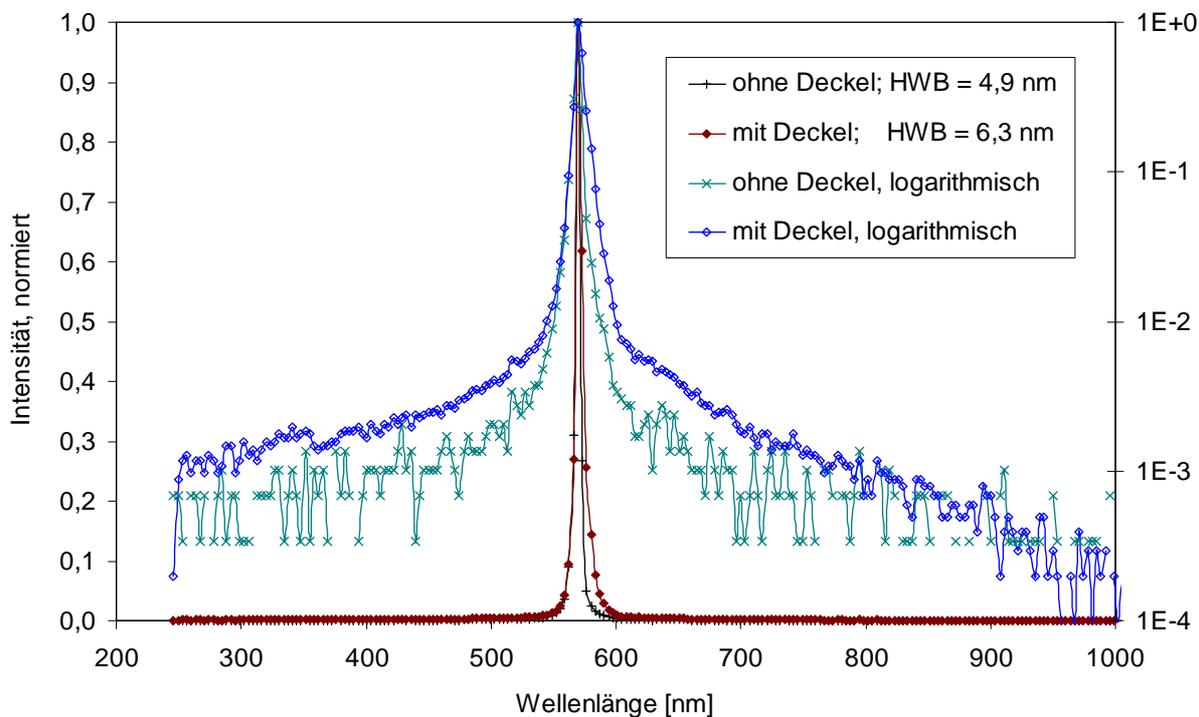


Abbildung 6-15: Messung eines Spektrometers mit und ohne Deckel; ohne Deckel gelangen nur Fehllichtanteile auf den Detektor, die parallel zum Wellenleiter laufen; abgeformtes Spektrometerbauteil Layout 0603-00-A0, Losnummer 01533-06 bei $\lambda=570$ nm

In der linearen Auftragung der Spektren fällt die Modenverbreiterung auf der langwelligen Seite der Spektrallinie auf (siehe Abschnitt 4.4.2). In der logarithmischen Auftragung erkennt man, dass der Fehllichtuntergrund in den Spektren, die ohne Deckel gemessen wurden, nur halb so groß ist wie in den Spektren, die an demselben Bauteil mit gedeckeltem Hohlwellenleiter gemessen wurden. Dieser Unterschied kommt dadurch zustande, dass Fehllicht ohne Deckel nur auf den Detektor gelangen kann, wenn es parallel zum Wellenleiter läuft. Streulicht beispielsweise tritt unter beliebigen Winkeln im Wellenleiter auf und wird ohne Deckel nur zu einem sehr geringen Teil zum Detektor geleitet.

Wichtig ist hier die Feststellung, dass auch wenn Streulicht praktisch nicht auf den Detektor gelangt, der Fehllichtuntergrund noch bei einem Wert von etwa $0,5 \cdot 10^{-3}$ liegt. Der überwiegende Anteil des Fehllichts ist also nicht auf Streulicht zurückzuführen.

6.4.3 Dellen im abgeformten Wellenleiter

In einigen Fällen wurden dellenartige Vertiefungen in abgeformten Hohlwellenleitern erkannt [Las 1999c].

Beleuchtet man diese vergoldeten Wellenleiter der abgeformten NIR-Spektrometer (Layout 0555, Abformwerkzeug G2033) mit einer Punktlichtquelle und fängt das reflektierte Licht auf einem Schirm auf (siehe Abbildung 6-16), so erkennt man Unregelmäßigkeiten im Wellenleiter an einer ungleichmäßigen Lichtverteilung auf dem Schirm (siehe Abbildung 6-17).

Die länglichen Dellen in den abgeformten Wellenleitern wirken wie fokussierende Hohlspiegel und führen zu den hellen Linien links in Abbildung 6-17. Die dunklen Flecken geben die Lage der Strukturen (Gitter, Faserschicht und Stützstrukturen) wieder. Die Lage der Dellen ist bei jeder Abformung unterschiedlich. Da das Abformwerkzeug keine Dellen aufweist, entstehen die Dellen folglich erst im Abformprozess.

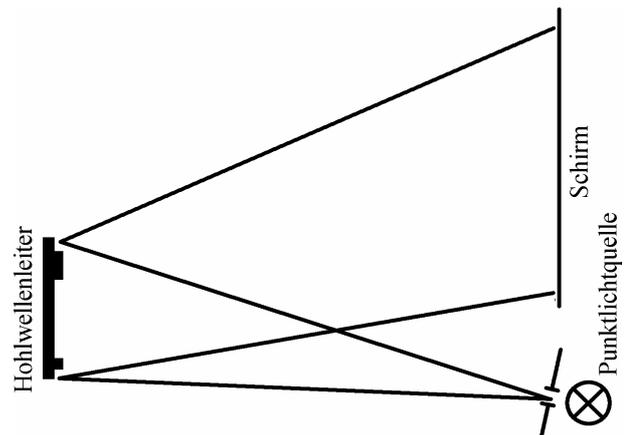


Abbildung 6-16: Abbildungsanordnung zur Erkennung von Dellen im Wellenleiter

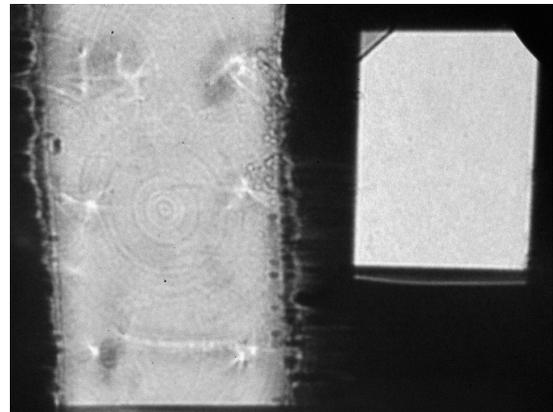
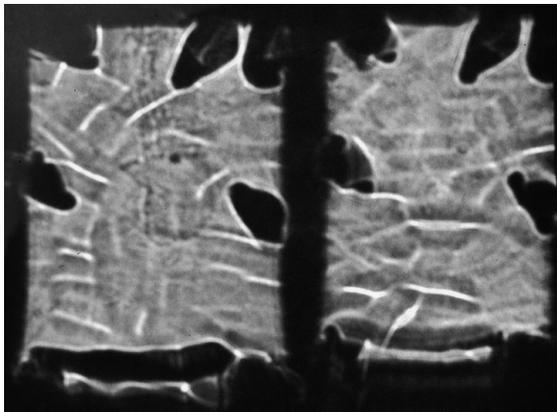


Abbildung 6-17: Fotos der Reflexionsbilder zweier abgeformter Hohlwellenleiter Layout 0600 (links) und des Abformwerkzeugs G2033 (rechts der Mitte) und zum Vergleich eines glatten, verspiegelten Siliziums-Deckels (ganz rechts)

Nimmt man in grober Näherung an, dass die etwa einen Millimeter breiten Dellen einen kreissegmentförmigen Querschnitt (Kreisdurchmesser R) haben und so als Hohlspiegel wirken, lässt sich ihre Tiefe abschätzen (siehe Abbildung 6-18).

Bei einem Abstand R vom Hohlwellenleiter zum Schirm und zur Lichtquelle zwischen 0,7 m und 1,25 m wird die Schärfe der Bilder am größten.

Bei einem Hohlspiegel mit kreisförmigem Querschnitt ist die Brennweite f für achsnahe Strahlen in guter Näherung $f = R/2$. Bei einer Abbildung, bei der Gegenstandsweite g (hier der Abstand von der Lichtquelle zur reflektierenden Oberfläche) und Bildweite b (hier der Abstand von der reflektierenden Oberfläche zum Schirm) gleich sind, gilt: $g = b = 2f = R$.

Damit ist

$$(R - x)^2 + r^2 = R^2 \quad \text{oder} \quad x = R - \sqrt{R^2 - r^2} \quad (6.1)$$

Die gemessenen Werte für r liegen zwischen 1 mm und 2 mm.

Mit $R \approx 1 \text{ m}$ und $r = 1 \text{ mm}$ wird die Tiefe der Delle zu $x \approx 0,5 \text{ }\mu\text{m}$. Für $r = 2 \text{ mm}$ ergibt sich $x \approx 2 \text{ }\mu\text{m}$. Die Tiefe der Dellen liegt also ungefähr bei einem Mikrometer. Dies wird durch eine Messung mit einem Tastschnittmessgerät bestätigt (siehe Abbildung 6-19). Die optische Kontrolle ist schneller und macht im Gegensatz zum Tastschnittgerät alle Unebenheiten auf einmal erkennbar.

Dellen im Wellenleiter in dieser Tiefe und Form können sich in einer Verschlechterung der Auflösung der Spektrometer bemerkbar machen. Diese Verschlechterung kommt durch eine Abweichung der Richtung des Lichts auf der Strecke von Gitter zum Detektor durch die Reflexion an den örtlich nicht parallelen Wellenleiterflächen zustande. Bei jeder Reflexion an der Flanke einer Delle im Wellenleiter wird der Strahl höchstens um $2 \arctan(r/R)$ abgelenkt. Mit $r = 1 \text{ mm}$, $R \approx 1 \text{ m}$ ergibt sich etwa eine Ablenkung von $0,11^\circ$. Bei einem Lichtweg von beispielsweise 35 mm vom Gitter zum Detektor ergibt sich auf dem Detektor eine Abweichung von etwa $70 \text{ }\mu\text{m}$. Dies entspräche in dem Beispiel an einem Spektrometer mit einer Dispersion von $0,14 \text{ }\mu\text{m}/\text{nm}$ einer Abweichung von knapp 10 nm , die ebenso groß ist wie die Auflösung des Systems. Unter ungünstigen Umständen könnte die Abweichung wegen der Vielfachreflexionen des Lichts im Wellenleiter auch deutlich größer ausfallen.

Sollten die Dellen auch im Bereich der Gitterstruktur auftreten, wo sie nicht so einfach zu beobachten sind, so werden sie dort erhebliche Folgen haben (siehe Kapitel 4.4).

Eine mögliche Ursache für die Ausbildung der beobachteten Dellen beim Abformprozess können Schwankungen der Molekularmasse des zur Herstellung verwendeten PMMA-Granulats (Firma Degussa, „Degalan® G7E“) sein, die zu lokal unterschiedlichen Schrumpfungen beim Abkühlen des Abformlings führen würden. Um dies zu verifizieren, wurden gel-permeations-chromatografische Untersuchungen der lokalen Molekularmasse des PMMA in Dellen im Vergleich mit Messungen in Bereichen ohne Dellen und an Granulatkörnern durchgeführt.

Das Monomer Methylmetacrylat (MMA, $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) hat eine Molekularmasse von 100 g/mol . Im Bereich unter 1000 g/mol traten bei den Messungen mehrere Peaks bei Vielfachen der Molekularmasse des Monomers auf, was auf die Anwesenheit von kurzkettigen Oligomeren hinweist. Im Bereich der Dellen im Wellenleiter wurde ein höherer Anteil an kurzkettigen Oligomeren festgestellt als in glatten Bereichen des Wellenleiters. Zwischen einzelnen Granulatkörnern, aber auch innerhalb eines Kornes traten deutliche Unterschiede in der Moleku-

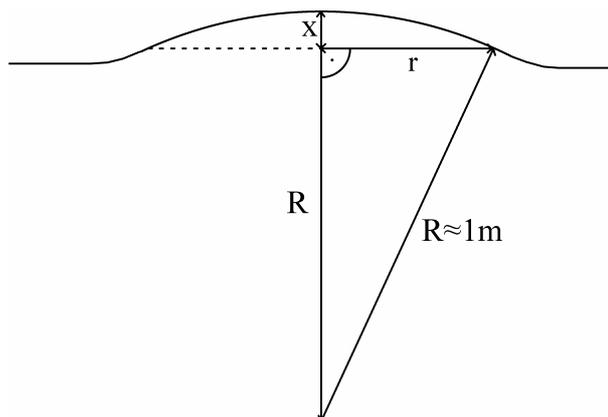


Abbildung 6-18: Skizze zur Abschätzung der Tiefe der Dellen

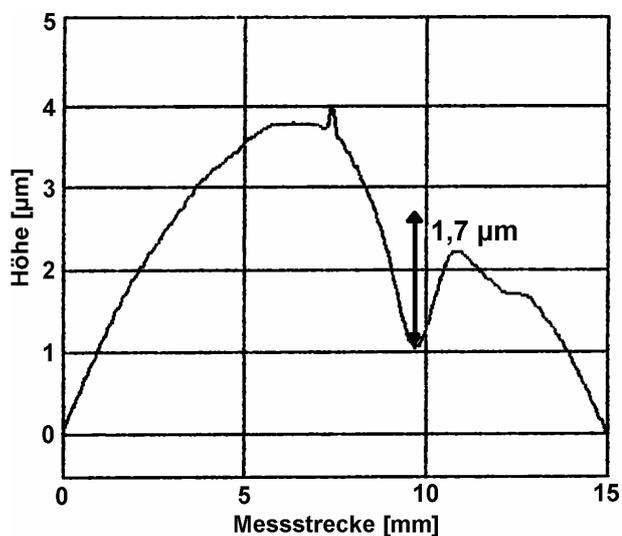


Abbildung 6-19: Profilmessung einer Wellenleiteroberfläche mit einer $1,7 \text{ }\mu\text{m}$ tiefen Delle

larmassenverteilung auf. Das Auftreten von Dellen im Wellenleiter muss durch eine geeignete Materialauswahl vermieden werden.

6.5 Auskoppelspiegel

6.5.1 Defekte des Auskoppelspiegels

Rauigkeiten, Kratzer und Riefen auf dem Auskoppelspiegel führen zu einer Erhöhung des Fehllichtanteils in der näheren Umgebung der Hauptlinie. Der Abstand zwischen Auskoppelspiegel und Detektor beträgt, je nach Spektrometertyp, etwa zwei Millimeter. Selbst wenn das Licht auf dem Spiegel um große Winkel abgelenkt wird, trifft das Fehllicht auf Grund des geringen Abstands zum Detektor nur nahe der Hauptlinie mit nennenswerter Intensität auf den Detektor.

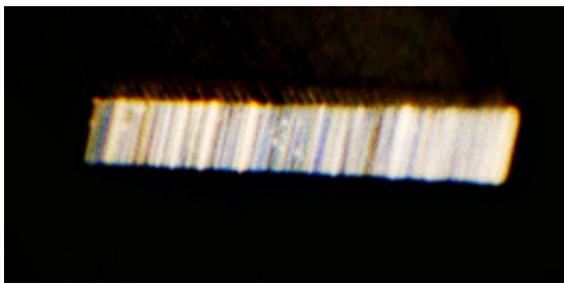


Abbildung 6-20: Foto der Riefen auf dem Auskoppelspiegel des abgeformten Spektrometerbauteils Layout 0603-00-A0, Losnummer 01156-06

Ein typischer Fehler, der am Auskoppelspiegel zu beobachten ist, sind Riefen, die sich über die ganze Höhe des Spiegels erstrecken (siehe Abbildung 6-20). Die Riefen verlaufen parallel zur Richtung der Synchrotronbestrahlung wie schon die Riefen, die in Abschnitt 6.3 an den Seitenwänden beschrieben wurden. Sie werden dadurch verursacht, dass bei der Schrägbestrahlung über die Arbeitsmaske die Kontur der Goldabsorber nicht senkrecht beleuchtet wird, sondern über die Grenzschicht zwischen Goldabsorber und der Trägerfolie aus Titan belichtet wird. Diese Grenzschicht weist dieselbe Un-

ebenheit auf wie die Oberfläche der gesputterten Titanfolie, auf welche die Goldabsorber aufgalvanisiert werden. Die Kante, über die bei der Schrägbestrahlung belichtet wird, ist deutlich rauer als die Kanten der Goldabsorberstrukturen bei senkrechter Bestrahlung. Daher sind auch die Riefen auf dem Auskoppelspiegel stärker ausgeprägt als an den anderen Seitenwänden.

Rasterkraftmikroskopische Messungen am Auskoppelspiegel ergeben, dass die lokalen Abweichungen von der Soll-Linie des Spiegels meist unter 100 nm liegen (siehe Abbildung 6-21). Vereinzelt treten auch größere Abweichungen auf. Die lokalen Abweichungen des Spiegels von einer Geraden haben eine ähnliche Größe wie die in Abschnitt 6.3 festgestellten Abweichungen der LIGA-Wände.

Über die gesamte Breite des Auskoppelspiegels ist eine globale Abweichung der Form des Auskoppelspiegels von einer Geraden festzustellen. Diese kommt zum Teil durch einen großflächigen Verzug der Arbeitsmaske (siehe Abschnitt 6.6.4) zustande, zum Teil aber vermutlich auch durch ein „Durchhängen“ der Maskenfolie, was bei Schrägbestrahlungen zu der beschriebenen Abweichung führt. Diese Verzüge führen zu einem leicht gekrümmten Auskoppelspiegel. Diese Krümmung hat nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Lage der Fokuslinie des Spektrometers.

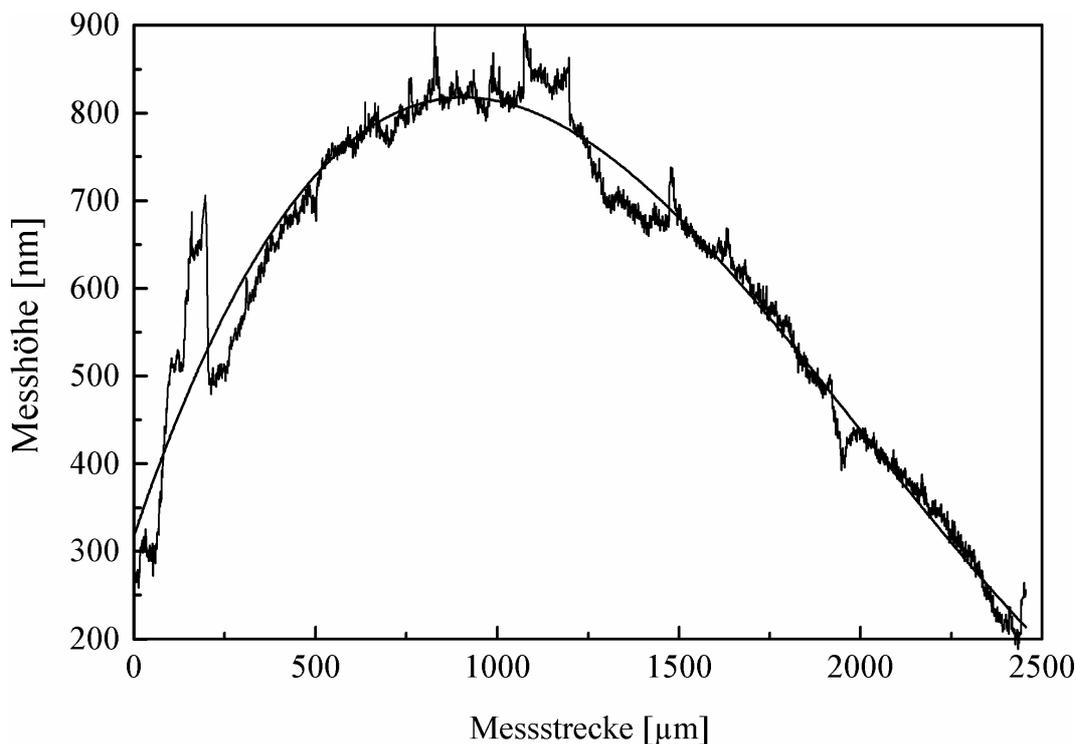


Abbildung 6-21: AFM-Vermessung des Auskoppelspiegels eines abgeformten Folienwellenleiterspektrometers, Layout 0471, Werkzeug DA, Formnest 4; ein Fit-Polynom dritter Ordnung ist zur Verdeutlichung des großflächigen Verzugs angegeben; aus 62 Einzelmessungen à 50 µm Länge zusammengesetzt

Abbildung 6-22 zeigt analog zu Abbildung 6-11 (S. 59) das Beugungsbild bei Beleuchtung eines etwa 2 mm breiten Abschnitts eines Auskoppelspiegels eines Abformwerkzeugs mit einem Laser. Die Strukturen in dem Abformwerkzeug haben eine Seitenwandhöhe von 130 µm. Die allgemeinen Aussagen aus Abschnitt 6.3.4 gelten hier sinngemäß.

In der Bildmitte ist der Reflex des Laserstrahls wiederum ausgeblendet. Der diffuse Fleck in der Mitte entsteht durch eine Überbelichtung des Films durch den sehr hellen Fleck in der Bildmitte und zu einem geringen Teil aus Streulicht.

Die waagerechte helle Linie dagegen kommt durch Beugung des Lichts an senkrechten, parallelen Riefen in der Seitenwand des Goldabsorbers zustande. Der streifige Untergrund der waagerechten Linie wird durch Gittergeister und durch Gras gebildet. Die Geister müssen dabei durch langreichweitige, periodische Fehler verursacht werden. Das Gras stammt von nichtperiodischen, kurzreichweitigen Abweichungen der Kante des Goldabsorbers von einer Geraden. Die mit Pfeilen markierten hellen Punkte auf der waagerechten Linie werden durch Beugung an Riefen mit kurzen, periodischen Abständen verursacht. Aus dem Abstand der Punkte von einander und dem Abstand der beugenden Struktur von dem Bildschirm lässt sich die Periodizität der Riefen in der Kante des Goldabsorbers zu etwa 4,0 µm bzw. 5,8 µm bestimmen.

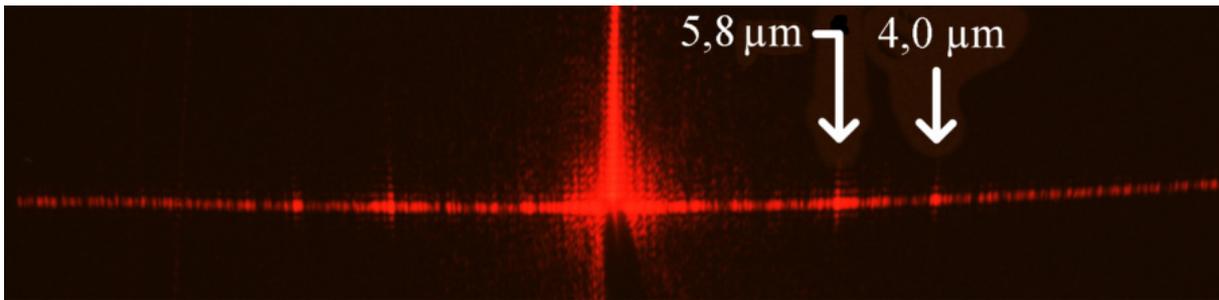


Abbildung 6-22: Beugungsbild bei Laserbeleuchtung des Auskoppelspiegels an dem Abformwerkzeug Layout 0471, Losnummer 01347: Geister mit Gitterperiodizitäten von $4,0\ \mu\text{m}$ und $5,8\ \mu\text{m}$

6.5.2 Überstrahlung des Auskoppelspiegels

Ein Teil des ankommenden Lichts trifft den Auskoppelspiegel gar nicht und verlässt den Wellenleiter entsprechend der Numerischen Apertur der Einkoppelfaser unter Winkeln bis zu $12,4^\circ$ (siehe Abbildung 6-23, Abbildung 3-6 und Auswirkungen in Abbildung 6-46). Der vom Nutzlicht verlorene Anteil η des Lichts lässt sich bei Auskopplung über einen $\varphi = 40^\circ$ -Spiegel bei $NA = 0,22$ und unter der Annahme, dass der Wellenleiter unter allen Winkeln die gleiche Intensität führt, nach Formel (6.2) auf 17% abschätzen.

$$\eta = \frac{NA \cdot H / \tan \varphi}{H + 2 NA \cdot H / \tan \varphi} \quad (6.2)$$

Dabei wird vereinfachend von einem rechteckigen, gleichmäßig ausgeleuchteten Brennpunkt ausgegangen. Bei Messungen mit einer Flächenfotodiode ergaben sich Werte zwischen 15% und 20%. Dieser Lichtanteil ist für die Nutzung verloren. Wenn dieses Licht auf Oberflächen trifft, die es in Richtung des Detektors reflektieren, kann es teilweise zu Fehllicht werden.

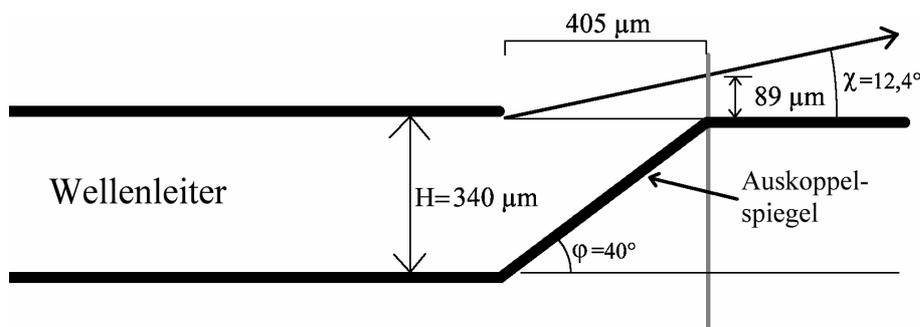


Abbildung 6-23: Skizze zur Überstrahlung des Auskoppelspiegels im Hohlwellenleiter

6.5.3 Rückreflexion über den Auskoppelspiegel

In Abbildung 6-24 ist ein gemessenes Einlinien-Spektrum dargestellt. Aus solchen Spektren lassen sich einige interessante Rückschlüsse auf die Quellen von Fehllicht ziehen. In diesem Abschnitt werden solche Spektren nicht nur deshalb ausführlicher betrachtet, weil sie Hinweise auf eine Fehllichtquelle im Zusammenhang mit dem Auskoppelspiegel geben, sondern auch, weil es übersichtlicher ist, diese Überlegungen zusammenhängend darzustellen und in späteren Abschnitten darauf zu verweisen.

Betrachtet man den Fuß des Spektrums (rechts in Abbildung 6-24), so findet man einen leichten Abfall des Fehllichtuntergrundes zu längeren Wellenlängen und ein kleines Nebenmaxi-

mum an der kurzwelligen Flanke der Hauptlinie. Messungen bei kleineren Wellenlängen ergeben ebenfalls einen leichten Abfall des Fehllichtuntergrundes zu längeren Wellenlängen. Das kleine Nebenmaximum wechselt jedoch bei kleineren Wellenlängen auf die langwellige Flanke der Hauptlinie und ändert seinen Abstand zur Hauptlinie (siehe Abbildung 6-25). Das Nebenmaximum ist also nicht einfach eine statistische Störung, sondern ein Hinweis darauf, dass es im Fehllichtuntergrund Strukturen gibt, deren Analyse Rückschlüsse auf die Entstehung der entsprechenden Fehllichtbeiträge liefern können.

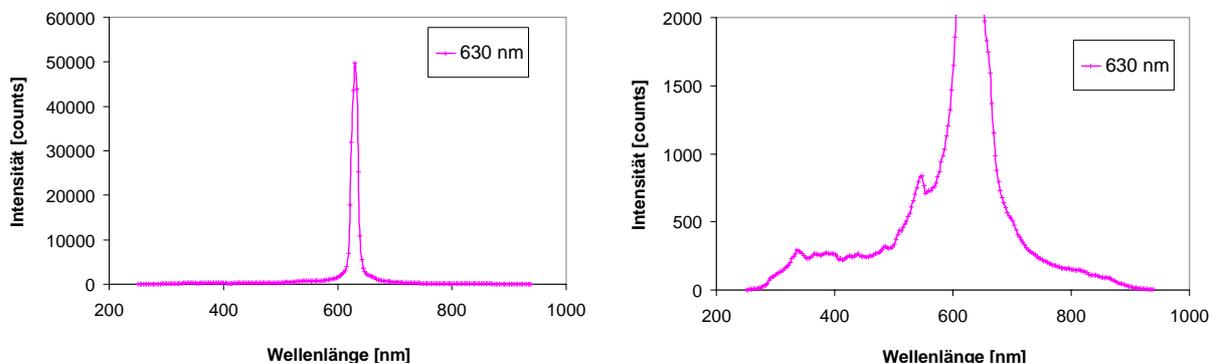


Abbildung 6-24: Gemessenes Signal bei schmalbandiger Einkopplung (2 nm Bandbreite) bei 630 nm in ein Folienwellenleiter-Spektrometer (Losnummer 1Q3363, Layout 0471 mit 45°-Auskoppelspiegel; rechts der Fuß des Peaks im Detail)

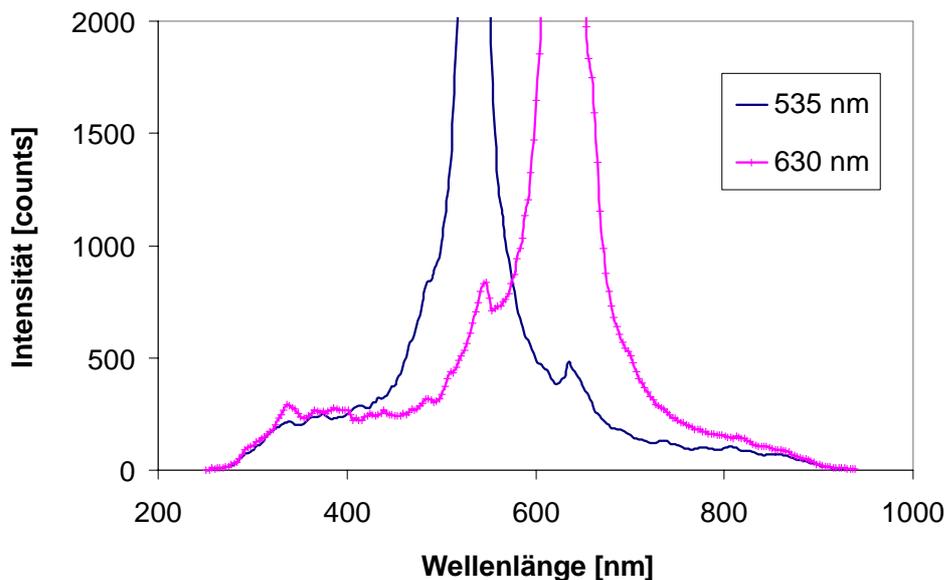


Abbildung 6-25: Gemessene Signale bei schmalbandiger Einkopplung (2 nm Bandbreite) bei 535 nm und bei 630 nm in ein Folienwellenleiter-Spektrometer (Losnummer 1Q3363, Layout 0471).

Misst man viele solche Einlinien-Spektren in geringen Wellenlängenabständen von beispielsweise 5 nm und trägt sie über einer Wellenlängenachse auf, ergibt sich ein Bild ähnlich Abbildung 6-26.

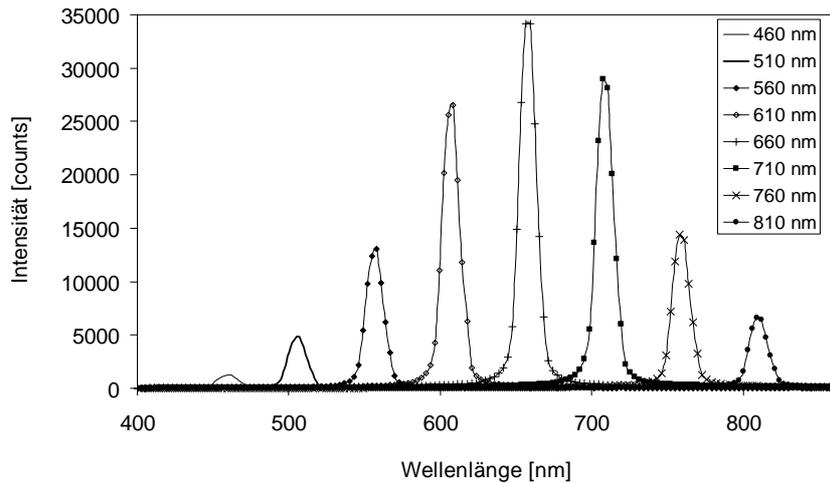


Abbildung 6-26: Spektren bei monochromatischer Einkopplung in 50 nm Schritten (Bauteil 3T3414, Layout 0471)

Der Abfall der maximalen Intensitäten im Roten und Blauen hat seine Ursachen in der Intensitätsverteilung der Monochromatorlampe, der wellenlängenabhängigen Effizienz des Spektrometerbauteils und dem Empfindlichkeitsverlauf der Detektorzeile.

Eine geschickte, dreidimensionale Auftragung solcher Einlinien-Spektren über der Achse der eingekoppelten Wellenlänge und der Achse der Detektorpixelnummer ergibt eine Darstellung wie in Abbildung 6-27.

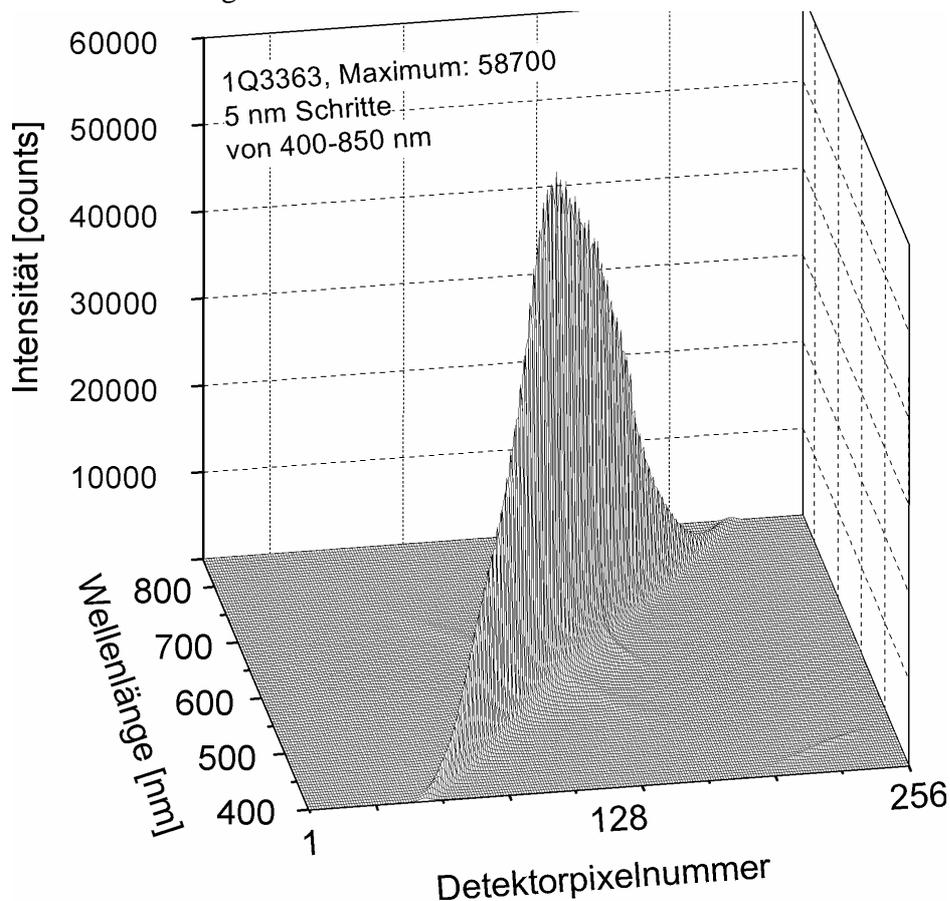


Abbildung 6-27: Dreidimensional aufgetragenes Spektrum, gemessen von 400 nm bis 850 nm in 5 nm Schritten an einem abgeformten Folienwellenleiter Spektrometer, Layout 0471, Bauteilnummer 1Q3363

Neben dem Spektrum erster Ordnung erkennt man vorne rechts das Spektrum zweiter Beugungsordnung. Es verläuft etwa unter halbem Winkel zur Achse der Detektorpixelnummer wie das Spektrum erster Ordnung. Betrachtet man nur den Fuß des Spektrums, findet man auf beiden Seiten des Spektrums erster Ordnung eine Struktur, die durch die Summe aller Fehllichtbeiträge zustande kommt:

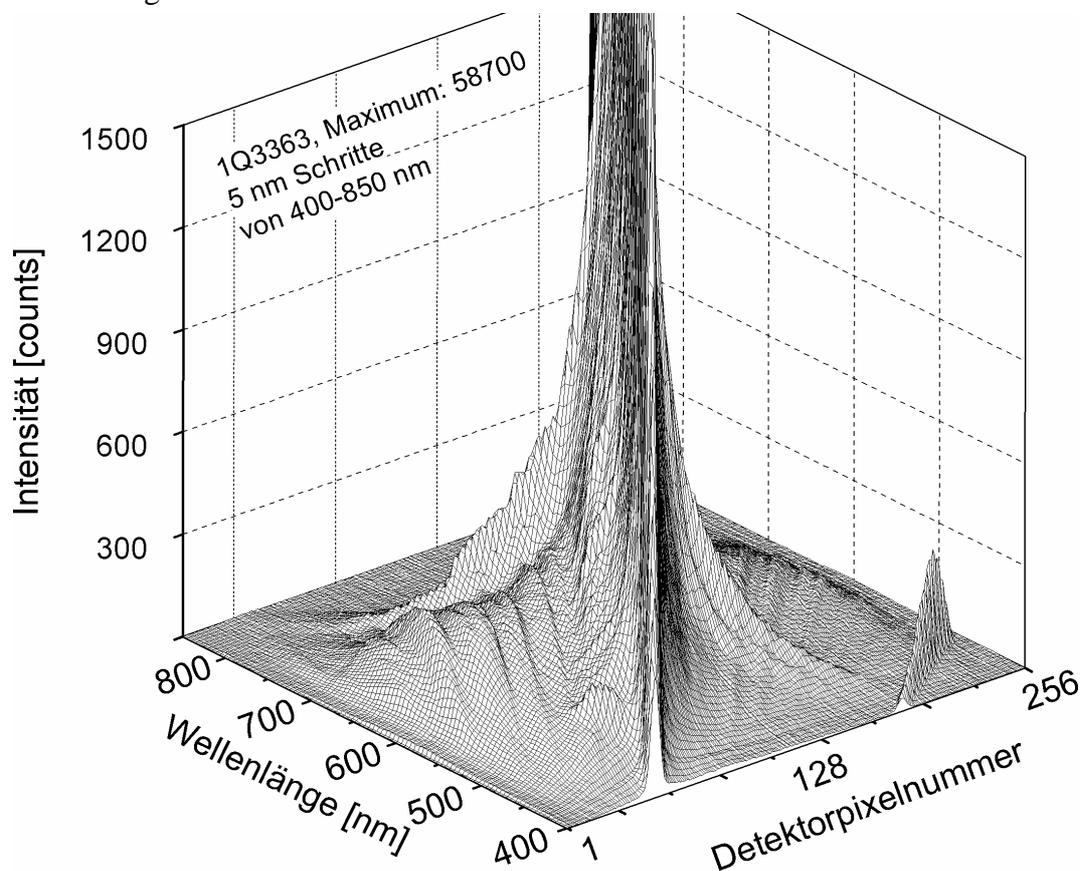


Abbildung 6-28: Fuß des in Abbildung 6-27 dargestellten Spektrums unter leicht geänderter Blickrichtung; das abgeformte Spektrometer Losnummer 1Q3363, Layout 0471 hat einen 45°-Auskoppelspiegel

Abbildung 6-29 zeigt die Intensitäten aus Abbildung 6-28 in einer Aufsicht mit Höhenlinien. In der Skizze sind zur Verdeutlichung im Fehllichtuntergrund erkennbare Muster eingezeichnet.

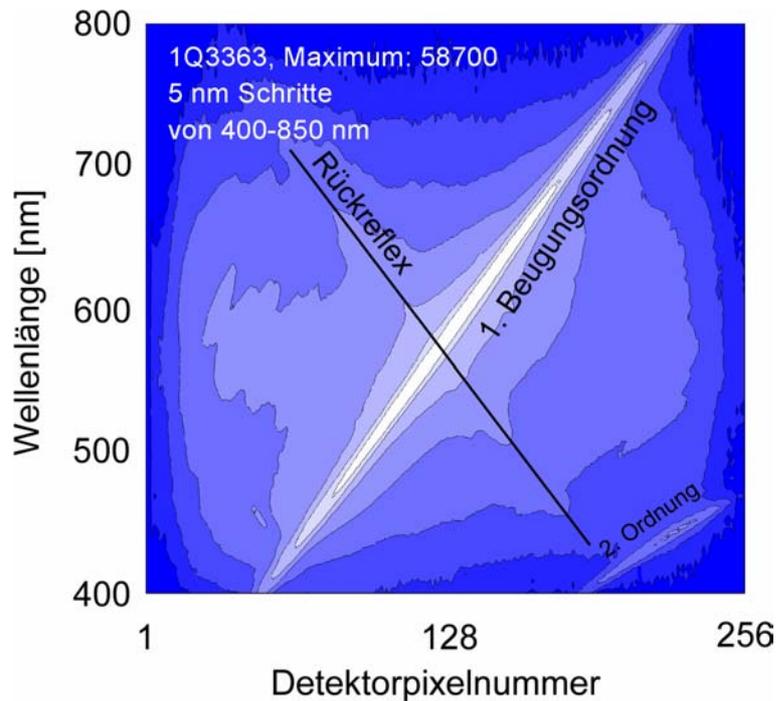


Abbildung 6-29: Aufsicht auf Abbildung 6-28 mit Höhenlinien

Markiert man in Abbildung 6-29 alle lokalen Maxima der dreidimensionalen Oberfläche, so werden die Muster im Fehllichtuntergrund besonders deutlich:

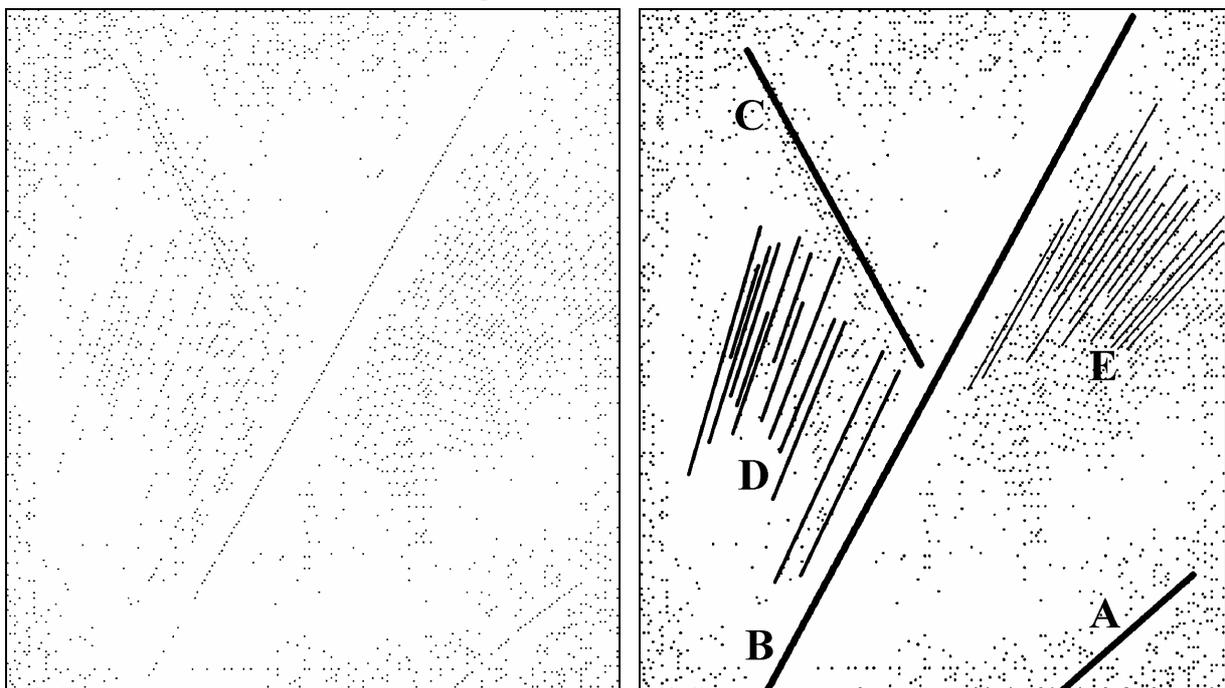


Abbildung 6-30: Die Auftragung aller lokalen Maxima aus Abbildung 6-28 verdeutlicht die Strukturen im Fehllichtuntergrund; rechts mit Beschriftungen

Die Abbildung 6-30 zeigt die wichtigsten Strukturen im Fehllichtuntergrund eines Spektrums. Mit **B** ist das Spektrum erster Beugungsordnung markiert. Linie **A** hebt die Lage der zweiten Beugungsordnung hervor und hat folglich etwa die halbe Steigung wie Linie **B**. Der zugängliche Wellenlängenbereich der VIS-Spektrometer des Layout 0471 reicht von 380 nm bis

850 nm. Wird Licht ab der Wellenlänge 380 nm eingekoppelt, so fällt dies in zweiter Beugungsordnung als Fehllicht auf die Pixel der Diodenzeile, auf die auch das Licht aus erster Beugungsordnung ab 760 nm fällt.

Die Winkelhalbierende zwischen den Linie **C** und **B** ist – je nach Sichtweise – eine Waagerechte beziehungsweise eine Senkrechte. Linie **C** ist eine Spiegelung von Linie **B**, weil Linie **C** die Lage eines Rückreflexes angibt. Dabei wird auf die Diodenzeile treffendes Licht aufgrund des hohen Brechungsindex der Siliziumoberfläche der Diodenzeile über den 45°-Auskoppelspiegel in das Spektrometer zurück reflektiert und gelangt, über das Gitter gespiegelt, an einem anderen Punkt wieder auf die Diodenzeile:

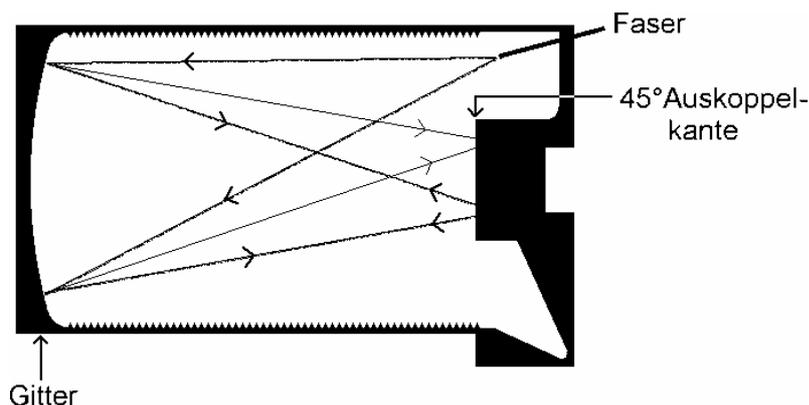


Abbildung 6-31: Lichtweg beim Rückreflex an einem 45°-Auskoppelspiegel; Layout 0471

Der Rückreflex lässt sich unterdrücken, indem man dem Auskoppelspiegel einen Winkel von z. B. 40° gibt. Dadurch gelangt das an der Diodenzeile zurück reflektierte Licht nicht wieder auf den Auskoppelspiegel und damit auch nicht wieder in das Spektrometer. Abbildung 6-32 zeigt wie Abbildung 6-28 den Fehllichtuntergrund eines Spektrometers, diesmal jedoch an einem Spektrometer mit 40°-Auskoppelspiegel. Es ist kein Rückreflex mehr zu erkennen.

Die Einführung des 40°-Spiegels hat eine Verbesserung der Fehllichtkennzahl nach Messvorschrift C (siehe Abschnitt 3.1) etwa von 3,5 dB auf 4,5 dB gebracht, wobei dieser Wert von prozesstechnischen Schwankungen überlagert ist.

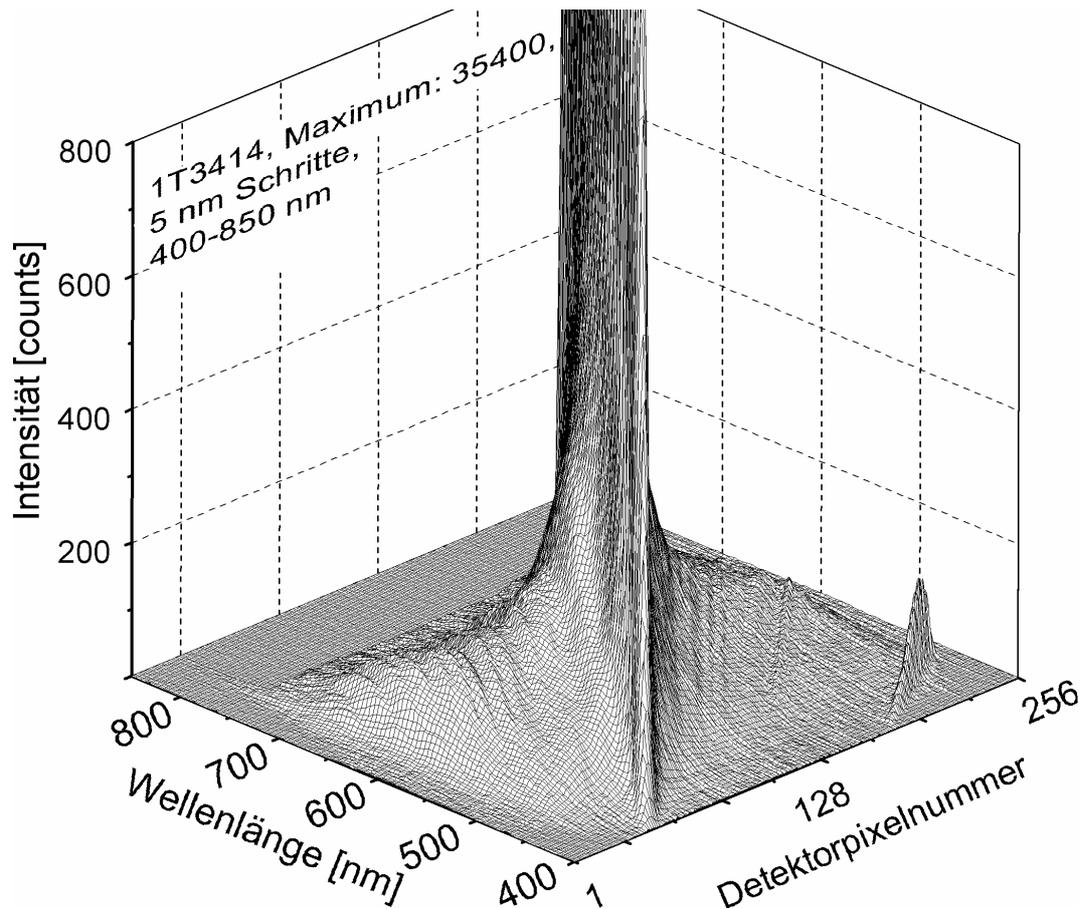


Abbildung 6-32: Darstellung des Fehllichtuntergrundes eines Spektrometers mit 40°-Auskoppelspiegel ohne Rückreflex, Spektrometer Losnummer 3T3414, Layout 0471

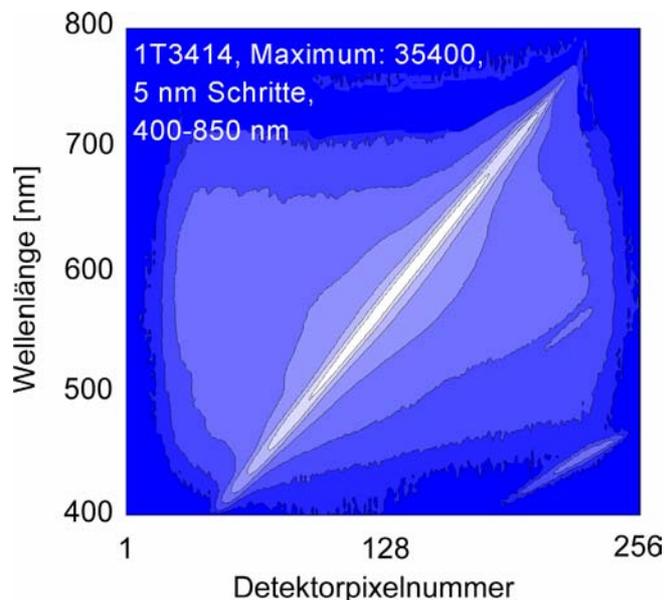


Abbildung 6-33: Darstellung des Fehllichtuntergrundes aus Abbildung 6-32 mit Höhenlinien

Die in Abbildung 6-28, 6-30 und 6-32 gut erkennbaren wellenförmigen Muster im Fehllichtuntergrund bei **D** und **E** bilden einen wichtigen Anteil des Fehllichts. Sie werden in nächsten Abschnitt näher untersucht.

6.6 Gitter

6.6.1 Wellenlängenabhängigkeit des Fehllichts

In Abbildung 6-34 sind die an unterschiedlichen Spektrometertypen bei unterschiedlichen Wellenlängen monochromatisch gemessenen Einlinienspektren auf denselben Maximalwert normiert und übereinander aufgetragen. Es ist eine deutliche Abhängigkeit der Höhe des Fehllichtuntergrundes von der eingestrahlichten Wellenlänge erkennbar. Der Vergleich erscheint statthaft, da die verglichenen Mikrospektrometer alle in LIGA-Technik gefertigte Bauteile sind, die eine vergleichbare Qualität der Gitterwand haben sollten.

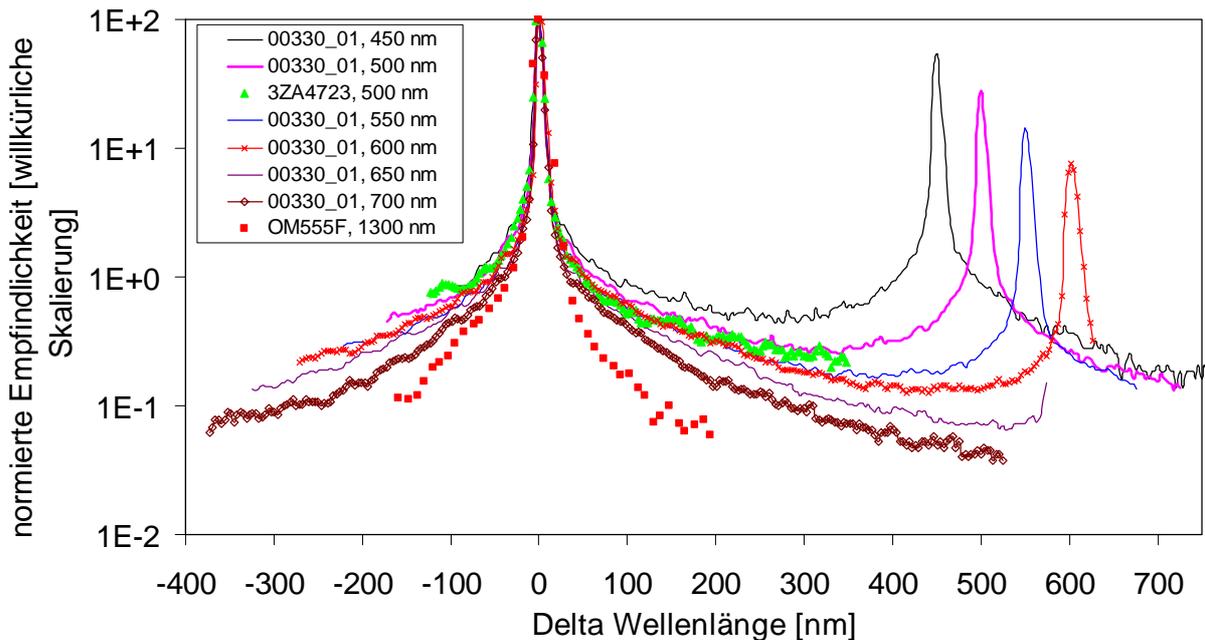


Abbildung 6-34: Wellenlängenabhängigkeit des Fehllichtuntergrundes: alle monochromatisch gemessenen Peaks wurden auf eine Zentralwellenlänge verschoben; die Peaks rechts im Bild entstehen durch die zweite Beugungsordnung; gemessen an: direktlithografischer Hohlwellenleiter Losnummer 00330-01, Layout 0600; abgeformtes VIS-Folienspektrometer Losnummer 3ZA4723, Layout OM0471K und abgeformtes NIR-Spektrometer Layout OM555F

Wenn man versucht, die Abhängigkeit der Höhe des Fehllichtuntergrundes vom Abstand $\Delta\lambda$ von der Hauptlinie in Abbildung 6-34 in die Form a/λ^x zu bringen, dann ergibt sich für x ein Wert von etwas mehr als zwei ($x = 2,16$ im Beispiel des Bauteils Layout 0600, Losnummer 00330-01). Der Wert x schwankt allerdings stark von Bauteil zu Bauteil. Nach Kapitel 4.4.3, Formel (4.30), verhält sich der Anteil des Fehllichts, der auf Gittergeister zurückzuführen ist, proportional zu $1/\lambda^2$. Der Fehllichtanteil, der auf Streulicht zurückzuführen ist, verhält sich nach Kapitel 3.4.6 proportional zu $1/\lambda^4$. Der für x ermittelte Wert von etwas über zwei lässt sich also als Hinweis interpretieren, dass das Fehllicht zum größten Teil durch Gittergeister und Gras und nur zu einem geringeren Anteil durch Streulicht verursacht wird.

6.6.2 Hinweis auf periodische Gitterfehler aus Einlinienspektren

Die in Abbildung 6-28 gut erkennbaren wellenförmigen Muster im Fehllichtuntergrund bilden einen wichtigen Anteil des Fehllichts. In Abbildung 6-30 ist die Richtung der wellenförmigen Strukturen mit **D** und **E** markiert. Die Amplitude der Wellenmuster nimmt von **D** über **E** nach **A** hin ab. Die Verlängerungen der Linien der Gruppe **D** zwischen der nullten und ersten Beugungsordnung und der Linien der Gruppe **E** zwischen der ersten und zweiten Ordnung

schneiden sich links unten außerhalb des Bildes in einem Punkt mit den Verlängerungen der Linien **A** und **B**. Ein solch linearer Zusammenhang zwischen der eingestrahlenen Wellenlänge und dem Ort, an dem das Fehllicht den Detektor trifft, besteht nur für Fehllicht, das durch periodische Gitterstörungen entsteht. Die Strukturen im Fehllichtuntergrund in Abbildung 6-28 deuten daher darauf hin, dass ein nennenswerter Anteil des Fehllichts aufgrund von periodischen Gitterfehlern entstehen. Es handelt sich um den Beitrag der in Kapitel 4.4.3 beschriebenen Gittergeister. Der unter den wellenförmigen Mustern in Abbildung 6-28 liegende unstrukturierte Anteil des Fehllichtuntergrundes kommt durch überwiegend unperiodische Gitterfehler zustande und stellt im Wesentlichen die Summe der Beiträge aus Gras und Streulicht dar (siehe Kapitel 4).

Die fotografischen Aufnahmen des Fehllichtuntergrundes (siehe Abbildung 5-12, S. 49) entsprechen der Abbildung 6-33 und bestätigen die oben beschriebene Winkelabhängigkeit.

6.6.3 Rasterkraftmikroskopische Gitterformbestimmung

Aufnahmen am Rasterkraftmikroskop ermöglichen eine genaue Analyse der Topographie eines Gitters. Vermisst man den selben Ausschnitt zweier direktlithografischer Gitter, die mit der selben Arbeitsmaske in unterschiedliche Resistarten belichtet wurden, so stellt man eine gute Wiedergabe der Absorberform der Arbeitsmaske fest. In Abbildung 6-35 sind zwei solche Messungen untereinander dargestellt. Es wurde ein Gitterausschnitt gewählt, in dem die Arbeitsmaske eine große lokale Störung aufweist (Bildmitte), die eine genaue Zuordnung der Messbereiche in beiden Proben vereinfacht. Die gute Übereinstimmung der Zahnform in den beiden Proben zeigt, dass die Abweichungen der Form der einzelnen Gitterzähne von der Sollform zum großen Teil durch Abweichungen auf der Arbeitsmaske verursacht werden.

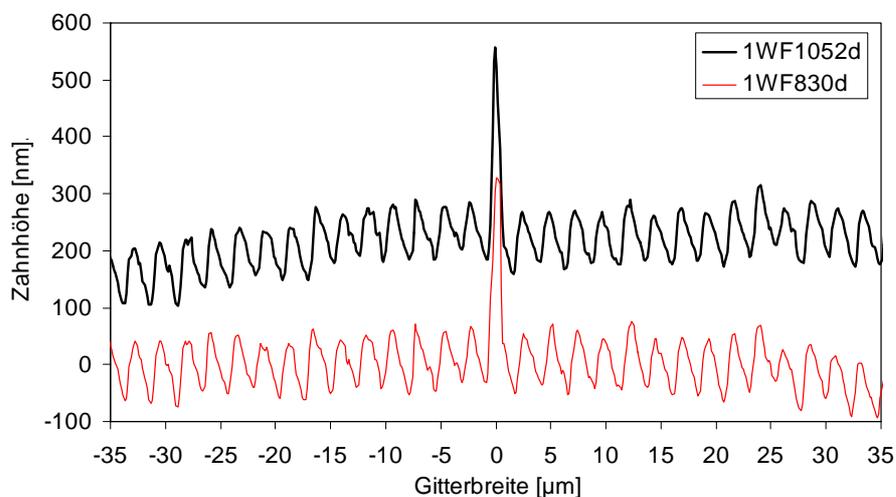


Abbildung 6-35: Vergleich der AFM-Messungen an zwei direktlithografischen Gittern Layout 0552, die mit der selben Arbeitsmaske belichtet wurden; bei Losnummer 1WF1052d wurde das PMMA aufgeschleudert und sechs Stunden mit Anisol (zur Spannungsrisssreduzierung) behandelt, bei Losnummer 1WF830d wurde das PMMA gegossen

Die lokalen Abweichungen der einzelnen Gitterzähne erlauben es, mehrere überlappende Messungen positionsrichtig zu einem längeren Gitterabschnitt zusammenzusetzen. Abbildung 6-36 zeigt eine solche Messung über einen Bereich von fast 1500 µm Länge, die aus 50 µm langen Einzelmessungen zusammengesetzt ist.

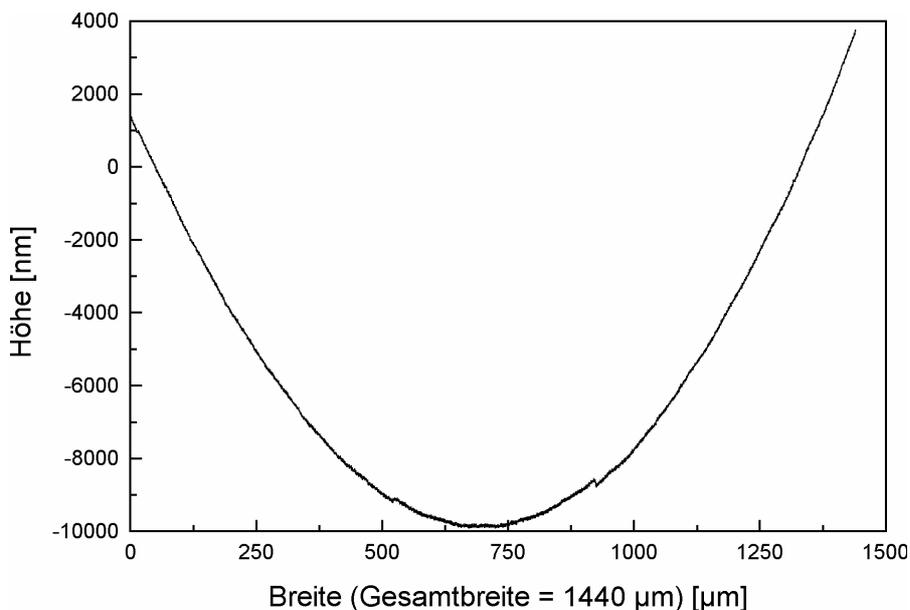


Abbildung 6-36: Aus Einzelmessungen zusammengesetzte AFM-Aufnahme des Gitterabschnitts eines direktlithografischen UV-VIS-Spektrometers Layout OM552A, Losnummer W7067 (mit Arbeitsmaske OM552BE1A01T)

Die Krümmung des Gitters ist deutlich zu erkennen. Der Gittergrundkreisradius ergibt sich aus einem Höhenunterschied von etwa $\Delta H = 13 \mu\text{m}$ bei einer Messlänge von $L = 1,44 \text{ mm}$ in näherungsweise zu $R_{\text{Gittergrundkreis}} = (\Delta H^2 + (L/2)^2) / 2\Delta H = 19,945 \text{ mm}$. Der im Layout vorgesehene Gittergrundkreisradius von $19,419 \text{ mm}$ deckt sich gut mit diesem Wert.

Zieht man von der in Abbildung 6-36 dargestellten Messung ein geeignet gewähltes Polynom fünfter Ordnung ab (siehe Kapitel 3.5), so fällt die Krümmung des Gittergrundkreises weg und man erhält eine Abbildung, die nur die lokalen Abweichungen der gemessenen Gitterlinie von der Solllinie wiedergibt (siehe Abbildung 6-37).

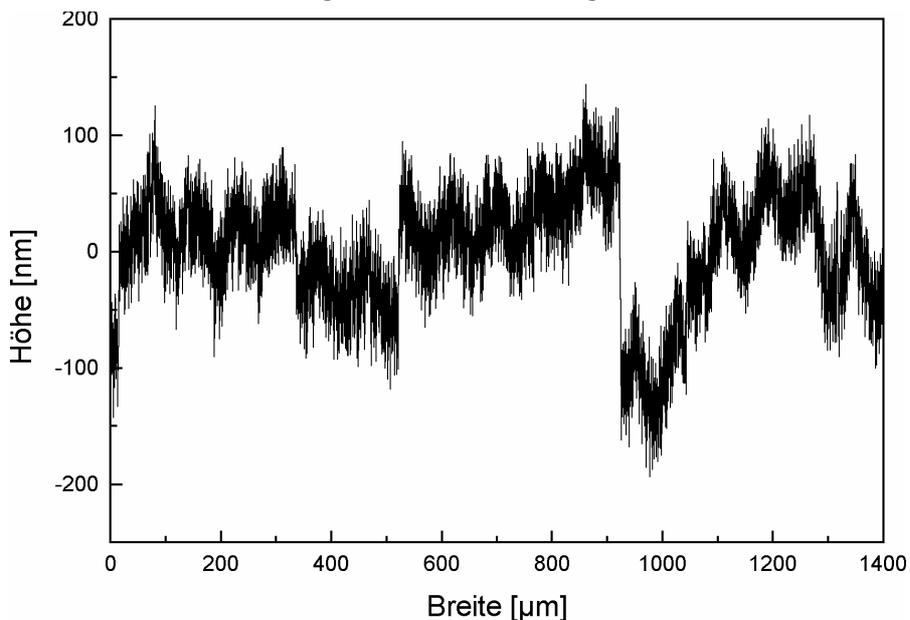


Abbildung 6-37: Darstellung wie in Abbildung 6-36 jedoch abzüglich eines Fit-Polynoms fünfter Ordnung, um die Krümmung des Gittergrundkreises zu entfernen

Die schon in Abbildung 6-36 erkennbaren Sprünge im Verlauf der Gitterlinie werden hier noch deutlicher. Die einzelnen Gitterzähne sind hier als dunkles Band erkennbar. Periodische Schwankungen mit einer Länge, die der Einzelmesslänge entspricht (hier: 50 μm) werden durch ein nicht einwandfrei kalibriertes Rasterkraftmikroskop verursacht: die Einzelbilder „hängen“ in der Mitte etwas durch.

An einzelnen Stellen sind deutliche Abweichungen von der gewünschten Form des Gittergrundkreises zu erkennen. Abbildung 6-38 zeigt einen Ausschnitt aus Abbildung 6-36, in dem eine solche Stelle im Detail zu sehen ist. Hier werden auch die Schwankungen in der Form der einzelnen Gitterzähne sichtbar. Die Höhe der einzelnen Gitterzähne schwankt bei diesem auf einem Silizium-Wafer direktlithografisch strukturierten Gitter mit einer Strukturhöhe von 125 μm um bis zu 100 nm. Bei einem abgeformten Gitter mit gleicher Strukturhöhe sind die Schwankungen noch ausgeprägter und die Höhe der einzelnen Gitterzähne ist geringer.

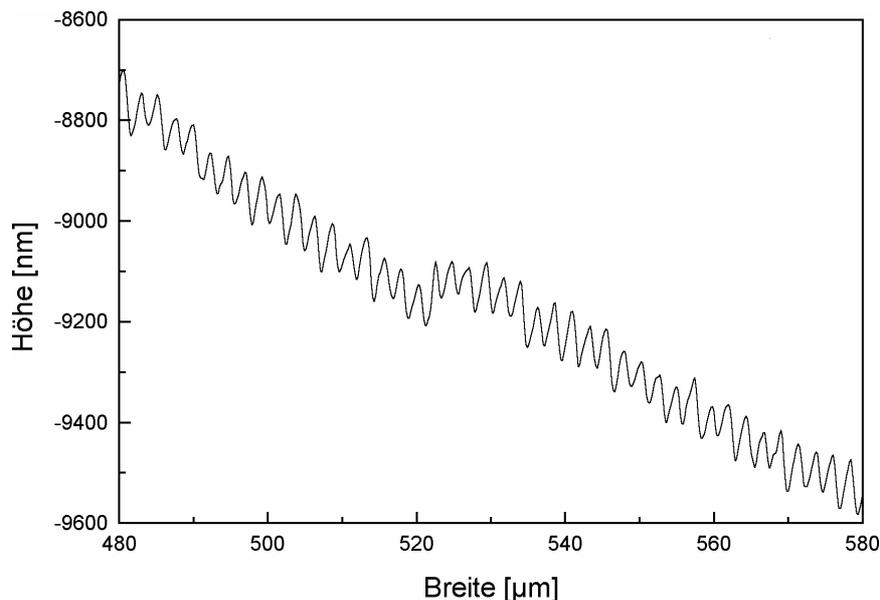


Abbildung 6-38: Ausschnitt aus Abbildung 6-36 mit einem Sprung von etwa 100 nm Höhe

Eine Untersuchung der Höhe der Gitterzähne an verschiedenen prozessierten Mikrospektrometern ergibt eine Abnahme der Gitterzahnhöhe mit jedem weiteren Prozessschritt. In Tabelle 6-1 sind die ermittelten Zahnhöhen (bei gleichen Entwicklungsbedingungen) aufgelistet.

Prozessschritt	Zahnhöhe [nm]
CAD-Sollwert der Designs OM552A, OM 530A und 0471	190 ± 2
Arbeitsmaske (Design: OM530A E1A04T, Substrat ME996) über 800 μm Länge gemessen	120 ± 15
direktlithografische Hohlwellenleiterbauteile (Design OM552A), direkt über die Zwischenmaske belichtet	105 ± 19
direktlithografische Hohlwellenleiterbauteile (Design OM552A), über die Arbeitsmaske belichtet und über 1000 μm Länge gemessen	82 ± 20
geprägter Folienwellenleiter (Design 0471) über 2200 μm gemessen	67 ± 20

Tabelle 6-1: Rasterkraftmikroskopisch gemessene Zahnhöhen

Bei der Arbeitsmaske wird der Winkel der langen Flanke eines Gitterzahns, der für den Blazewinkel verantwortlich ist, in etwa eingehalten, die kurze Flanke ist jedoch viel zu flach. Der Apex-Winkel (siehe Abbildung 3-1) ist mit etwa 22° (Design-Soll sind 80° bis 83°) viel zu klein, die Zähne sind also stark verrundet. Beim abgeformten Bauteil ist der Zahnschneidwinkel mit etwa 11° noch kleiner als bei der Arbeitsmaske.

Es gibt nur geringe Unterschiede in der Zahnhöhe oder der Flankenwinkelverteilung zwischen Ober- und Unterkante der direktlithografischen und der abgeformten Gitter mit Strukturhöhen von $125\ \mu\text{m}$. Die Vermutung, dass die Zahnhöhen an der Oberkante der Strukturen höher sind als an der Unterkante der Strukturen, weil die Oberkante bei der nasschemischen, stundenlangen Entwicklung der Strukturen dem Entwickler viel länger ausgesetzt ist als die Strukturunterkante, hat sich somit für $125\ \mu\text{m}$ hohe Strukturen nicht bestätigen lassen. Bei höheren Strukturen wurden Unterschiede zwischen der Ober- und Unterkante von Gitterstrukturen gemessen und der Einfluss unterschiedlicher Resisttypen und verschiedener Entwicklungsmethoden untersucht [Ach 2000, ab S. 90].

An der Unterkante eines direktlithografischen Gitters tritt ein weiterer Effekt auf, der am Rasterkraftmikroskop untersucht wurde [Jan 2002]:

Der zu strukturierende Resist kann bei Schichtdicken bis zu etwa $150\ \mu\text{m}$ auf das Substrat gegossen und dann auspolymerisiert oder als fertiges Plättchen aufgeklebt werden. Bei größeren Resistdicken wird üblicherweise ein auf die gewünschte Dicke gefrästes Plättchen aufgeklebt. Bei den aufgeklebten PMMA-Plättchen ($200\ \mu\text{m}$ starkes GS 233-Material) verhält sich der Klebstoff bei der Bestrahlung und in der Entwicklung anders als das Material des Plättchens. Nach der Entwicklung eines Gitters des Layout 0471-00-A0 in GG-Entwickler (nach den Patentinhabern, Glashauser und Ghica, benanntes Entwicklungsverfahren) bei 23°C mit 100%-Megaschallleistung findet man beispielsweise bei der Kombination PMMA-Plättchen mit einem kaltpolymerisierenden Kleber auf Methylmetacrylat-Basis nach der FZK/IMT-Arbeitsanweisung AA621 [Hah 2001] auf Silizium-Substrat eine Stufe von etwa $140\ \text{nm}$ zwischen dem Plättchen und dem Klebstoff. Die Klebstoffschicht ist in diesem Fall etwa $13\ \mu\text{m}$ dick und wurde bei der Entwicklung stärker angegriffen als das Material des PMMA-Plättchens (siehe Abbildung 6-39). Wird diese Stufe mitgalvanisiert, so hat das Abformwerkzeug später einen Hinterschnitt von $140\ \text{nm}$. Dieser kann bei der Entformung der Abformlinge zu einer Beschädigung der Gitterstruktur führen und muss daher vermieden werden.

Die Stirnseite der Abformwerkzeuge wird üblicherweise nach der Trennung von der Galvanikgrundplatte aus Kupfer poliert. Dabei wird ein kleiner Teil der durch die Klebstoffschicht entstandenen Stufe wieder abgetragen.

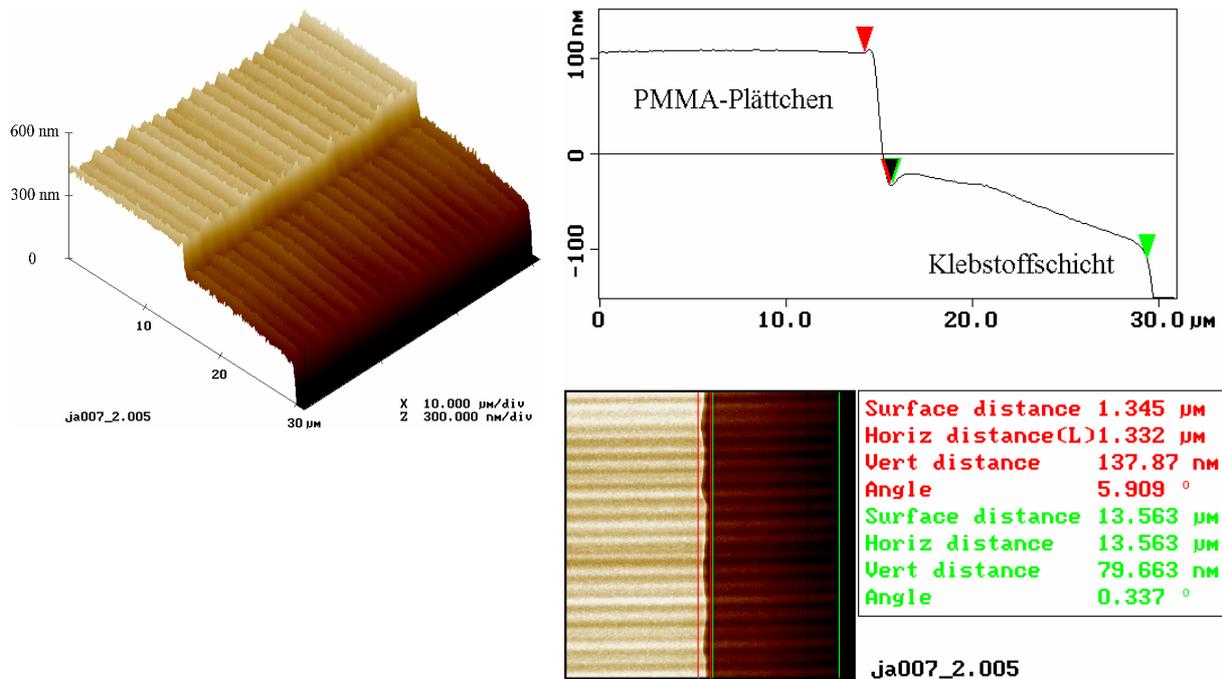


Abbildung 6-39: Unterschiedliche Entwicklungsraten von PMMA-Plättchen und Klebstoff führen zu einer Stufe im Gitter; Layout 0471, Losnummer JA007, [Jan 2002]

Abbildung 6-39 ist unter einem weiteren Aspekt interessant. Die wellenartigen Abweichungen von der Gittersollform, die sich über mehrere Gitterzähne erstrecken, sind sowohl im PMMA-Plättchen als auch in den Gitterzähnen in der Klebstoffschicht an gleicher Stelle zu erkennen. Daraus lässt sich schließen, dass diese Abweichungen nicht durch lokale Materialunterschiede innerhalb des Polymers während des Entwicklungsprozesses entstehen, sondern schon durch die Röntgen-Belichtung auf Grund von Fehlern der Maske in den Polymer abgebildet werden.

6.6.4 Elektronenmikroskopische Gitterformbestimmung

Unter Verwendung des Elektronenstrahlschreibers als Rasterelektronenmikroskop wurden nach der in Kapitel 5.4 „Messungen am Elektronenstrahlschreiber“ dargestellten Messmethode LIGA-Masken in drei Fertigungsstadien vermessen [Hein 2002a]: die galvanisierte, aber noch nicht abgehobene Zwischenmaske auf Silizium-Wafer; die galvanisierte, aber noch nicht abgehobene Arbeitsmaske auf einem Silizium-Wafer und die fertige Arbeitsmaske. Die fertige Zwischenmaske kann nicht vermessen werden, da auf die im 6 mm starken Invar-Rahmen liegenden Goldabsorber der Maske im REM-Modus des Elektronenstrahlschreibers nicht fokussiert werden kann.

Es wurde alle 100 µm ein Messpunkt aufgenommen, so dass die Vermessung einer vollen Gitterbreite von 15 mm etwa 150 Messpunkte ergab. Für das Test-Layout wurden drei Gitter aus Layout 0603-00-A0 auf einer Maske angeordnet. Dabei wurden zwei Maskenlayouts geschrieben: in dem einen lagen die drei Gitter parallel zur langen Maskenkante (Layout 0617-01-A1 und 0600-00-A0) in dem anderen lagen die Gitter parallel zur kurzen Maskenkante (Layout 0617-00-A0). Von den drei Gittern einer Maske wurde jeweils eines mit einer Hauptablenkfeldgröße von 125 µm, eines mit 250 µm und eines mit 500 µm Hauptablenkfeldgröße geschrieben. Zwischen den sechs Varianten (drei Hauptablenkfeldgrößen und je zwei Orientierungsrichtungen des Gitters zum Tisch des Elektronenstrahlschreibers) konnten keine signifikanten Unterschiede bezüglich der Einhaltung der Gitterlinie festgestellt werden.

Bei diesen Messungen ergeben sich Abweichungen der Ist-Ortskurve des Gitters von der Soll-CAD-Kurve (siehe Abbildung 5-3, S. 43). Die Abweichungen lassen sich in zwei Anteile unterteilen: die sogenannten globalen Abweichungen und die lokalen Abweichungen. Als globale Abweichung wird die Differenz zwischen Ist- und Soll-Ortskurve des Gitters bezeichnet. Zur Ermittlung der lokalen Abweichungen wird an die Kurve der globalen Abweichungen eine Ausgleichsparabel zweiter Ordnung angepasst. Die Differenz zwischen dieser Parabel und der globalen Abweichung wird hier lokale Abweichung genannt.

Als wesentliche Ursache für die ermittelten globalen Abweichungen wird die Spannungsverteilung im Verbund Titanfolie / Goldabsorber angesehen. Beim Abheben beziehungsweise Freiätzen der Titanfolie vom Silizium-Trägerwafer werden die Spannungen frei und verziehen die Maske [Heid 1991]. Bei den nicht abgehobenen Zwischenmaskenvorstufen wurden nur geringe globale Abweichungen von etwa 150 nm gemessen. Bei Arbeitsmasken wurden maximale globale Abweichungen von einigen Mikrometern gemessen. Die globale Abweichung der Ortskurve bedeutet eine Deformation des Rowland-Kreises. Im einfachsten Fall ist damit nur eine Änderung des Krümmungsradius und damit eine geringfügige Änderung der Fokusslänge des Gitters verbunden. Dies hat auf den Fehllichtanteil im Spektrum einen geringen Einfluss.

Lokale Störungen können während der Elektronenstrahlolithografie entstehen. Eine unzulässige Verdrehung der elektromagnetischen Ablenkfelder verursacht zum Beispiel einen sogenannten Rotationsfehler. Dieser hat zur Folge, dass bei der Belichtung an den Grenzen der Hauptablenkfelder typische Unstetigkeiten durch Lücken oder Überlappungen entstehen können („stitching error“). Bei einer Beschleunigungsspannung von 100 kV liegt die Spezifikation des Elektronenstrahlschreibers bezüglich dieses Fehlers je nach Hauptablenkfeldgröße (HF) beispielsweise bei $\delta_{\text{HF}=500 \mu\text{m}} = 60 \text{ nm}$ oder bei $\delta_{\text{HF}=250 \mu\text{m}} = 50 \text{ nm}$.

Diese systematischen Fehler sollten lokal an den Rändern der Hauptablenkfelder auftreten und sie müssten sich jeweils im Abstand einer Hauptablenkfeldgröße wiederholen. Um diese Fehler festzustellen, ist ein Messpunktabstand notwendig, der kleiner ist als die räumliche Ausdehnung der lokalen Fehler. In den durchgeführten Messungen mit Punktabständen von 100 μm (siehe Abbildung 6-40) ist eine Periodizität in der Größe des Hauptablenkfeldes daher nicht festzustellen.

Eine Messung mit einem Messpunktabstand von 10 μm wurde über eine Länge von nur einem Millimeter durchgeführt, was wiederum eine zu kurze Messstrecke ist, um auf Periodizitäten im Bereich einiger hundert Mikrometer zu schließen (siehe Abbildung 6-41). Eine Messung mit 10 μm Messpunktabstand über die ganze Gitterbreite von 15 mm würde 22 Stunden manueller Messung erfordern und ist ohne Automatisierung nicht durchführbar.

Die mittlere lokale Abweichung lag bei den nicht abgehobenen Zwischenmaskenvorstufen bei 23 nm, bei den fertigen Arbeitsmasken bei 32 nm. Damit liegen diese Abweichungen im Mittel unter den Fehlertoleranzen des Elektronenstrahlschreibers, und eine Verringerung der Abweichungen erscheint ohne eine Reduzierung der Fehlertoleranzen des Elektronenstrahlschreibers nicht möglich.

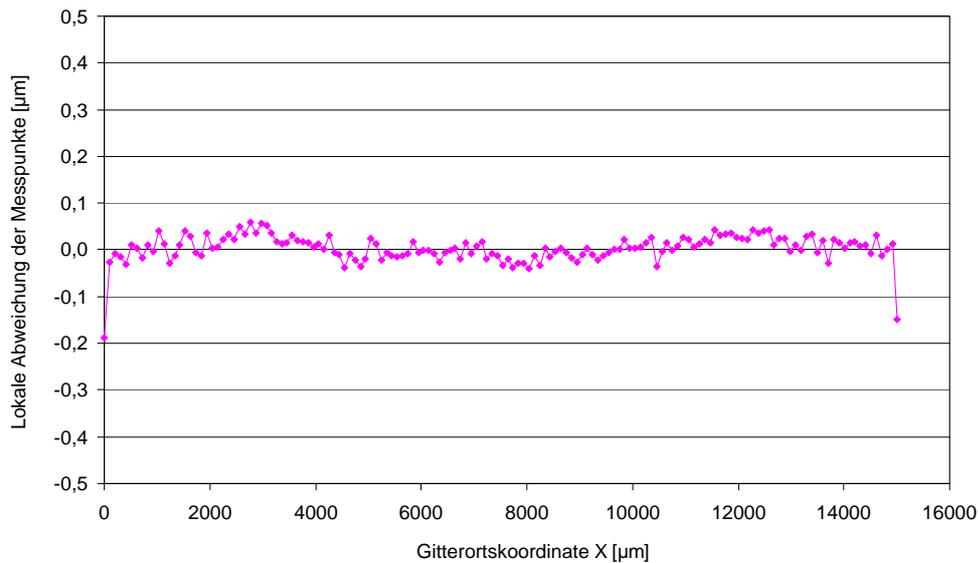


Abbildung 6-40: Verlauf der lokalen Abweichungen bei einer Arbeitsmaske (Layout 0617-00-A0, Losnummer 00717, Hauptablenkfeldgröße 250µm); die deutliche Abweichung des ersten und letzten Messpunktes wurde an allen freitragenden Titanmasken beobachtet und ist vermutlich eine Folge von Verzügen der Goldabsorber an den geometrisch exponierten Ecken des Gitters.

Aus der großen Streuung benachbarter Messpunkte in den Abbildungen 5-3 und 6-40 könnte man auf einen großen statistischen Fehler in den Messungen schließen. Die kleinen Abweichungen vieler benachbarter Messpunkte in Abbildung 6-41 zeigen jedoch, dass der Messfehler deutlich kleiner ist. Die Schwankungen in den anderen Abbildungen sind reale Abweichungen von der Soll-Ortskurve, und deren scheinbar statistische Schwankungen kommen durch den großen räumlichen Abstand der einzelnen Messpunkte zustande.

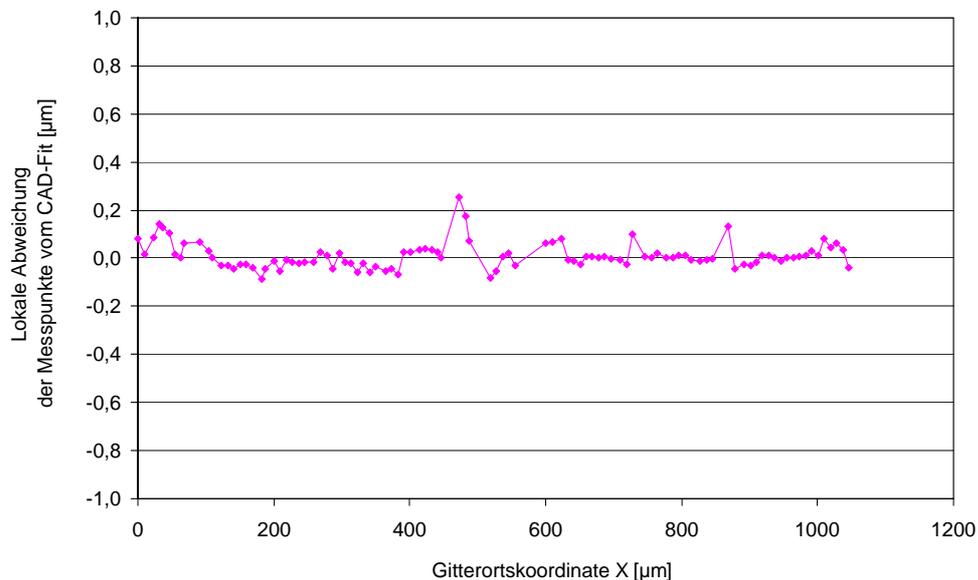


Abbildung 6-41: Detaillierte Messung an der Arbeitsmaske Layout 0600-01-A1, Los 00117, Hauptablenkfeldgröße 500 µm (siehe auch Abbildung 5-3), mit einem Inkrement von 10 µm, sodass in etwa jeder zweite Gitterzahn gemessen wurde. Fehlende Messpunkte treten an Orten auf, an denen lokale Partikel eine Messung verhinderten.

Zu lokaler Abweichung führt auch die sogenannte Hyperstruktur [Hein 1993, Mül 1995]. Diese Hyperstruktur hat ihre Ursache in der Approximation aller Begrenzungslinien eines

Layouts, die nicht parallel zu den Achsen der Tischkoordinaten des Elektronenstrahlschreibers verlaufen. Solche Begrenzungslinien können nur durch Stufenlinien angenähert werden („Trepchenkanten“), wobei die kleinste Höhe der Stufen von der Strahlschrittweite abhängt (siehe Abbildung 9-2 in „Anhang A: Belichtung des Zwischenmaskenresists“).

Lokale Störungen können auch durch Strukturdefekte im Resist oder durch innere Spannungen im Absorber entstehen, ohne dass die Ursachen und Wirkungen im Einzelnen aufgeklärt werden können.

Die lokalen Störungen der Gitterfront wirken sich direkt auf die Entstehung von Fehllicht aus: an Stellen, die von der Sollgitterform abweichen, wird auf die Gitterwand treffendes Licht phasenverschoben reflektiert und somit in eine unerwünschte Richtung gebeugt. Die optischen Auswirkungen werden im folgenden Kapitel deutlich.

6.6.5 Fotografische Aufnahmen zu den Fehllichteigenschaften

Abbildung 6-42 zeigt eine Aufnahme, in der das vom Gitter in die nullte Ordnung reflektierte Licht eine streifige Intensitätsverteilung aufweist. Die Streifen wurden selten beobachtet und deuten auf eine ungleichmäßige Verspiegelung des Gitters oder auf großflächige Gitterdefekte hin.

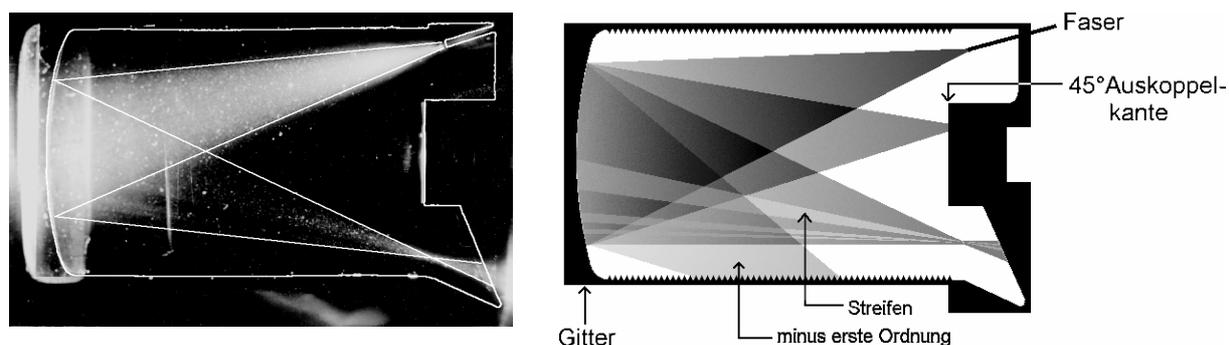


Abbildung 6-42: Langzeitaufnahme einer Mikrospektrometeroberseite (Layout 0471, Losnummer 4L2713) links und Skizze zur Erläuterung rechts

Die Aufnahmen des Strahlengangs bei Hohlwellenleiter-Spektrometern geben ebenfalls Hinweise auf Entstehungsorte von Fehllicht:

In Abbildung 5-5 (S. 45) ist unterhalb des Gitters ein schwaches Leuchten zu erkennen. Dieses Licht muss vom Gitter abgestrahlt worden sein, da dem vom Einkoppelspalt kommenden Licht durch die untere Dreiecksstruktur der Weg in diesen Bereich abgeschnitten ist. Das Licht wurde also im Gitter um große Winkel abgelenkt.

Abbildung 6-43 zeigt den Bildausschnitt der nullten Beugungsordnung aus Abbildung 5-5. Hinter dem Brennpunkt des Gitters läuft die nullte Beugungsordnung fächerförmig auseinander. In dieser fächerförmigen Intensitätsverteilung sind dunkle Streifen zu sehen. Diese deuten auf periodische Störungen im Gitter hin. Verlängert man die dunklen Streifen bis auf das Gitter, ergibt sich ein Abstand der Störungen auf der Gitterwand von etwa $485 \pm 20 \mu\text{m}$. Das Licht, das in den dunklen Streifen fehlt, hat eine andere Richtung genommen als die vorgesehene. Es trägt somit direkt zum Fehllicht bei.

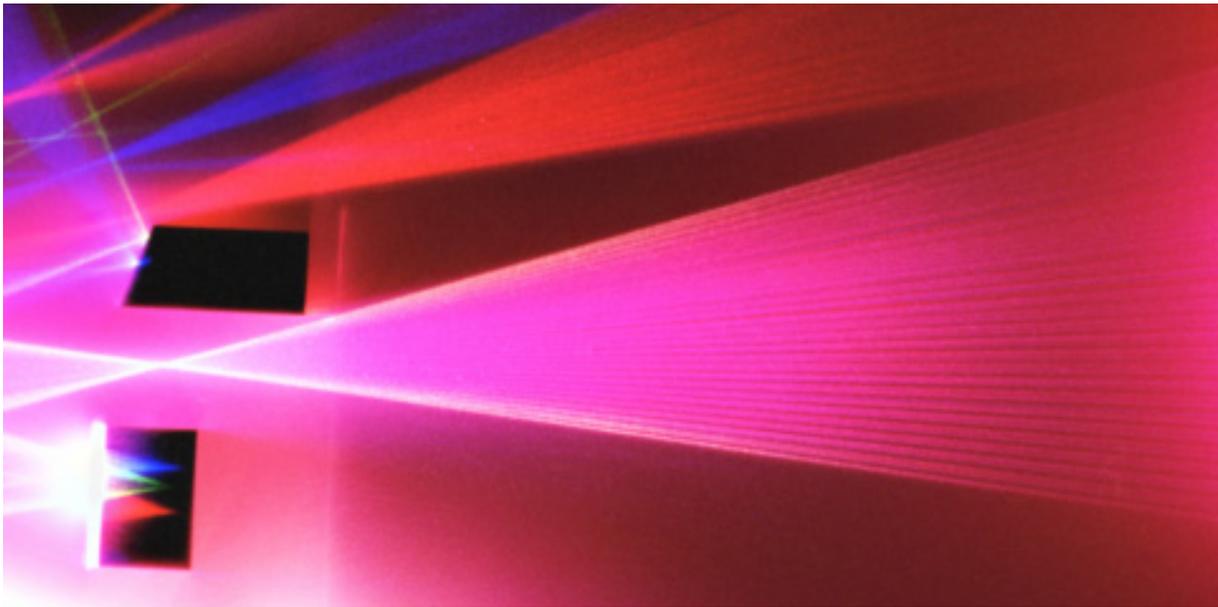


Abbildung 6-43: Ausschnitt der nullten Beugungsordnung aus Abbildung 5-5

Die in Aufnahmen nach Abschnitt 5.5.4 mit einfachen Mitteln erkennbaren Linienstrukturen im Gitter lassen sich mit einer Aufnahmetechnik wie in Abschnitt 5.5.5 beschrieben klar darstellen. Abbildung 6-44 zeigt drei solche Aufnahmen an einem abgeformten, nicht gedeckelten Hohlwellenleiter-Spektrometer bei drei Wellenlängen. Die Abbildung ist bei allen hier gezeigten Aufnahmen über den Auskoppelspiegel erfolgt. Bei den Aufnahmen ist die Apertur so positioniert, dass nur Fehllicht den Film erreichen kann. Bei einem technisch perfekten Spektrometer wäre Abbildung 6-44 vollständig dunkel. Da die Aufnahmen wiedergeben, an welchen Orten im Gitter Fehllicht entsteht, kann man daraus Rückschlüsse auf die Art der Fehllichtentstehung ziehen. Würde die Gitterwand hauptsächlich eine statistische Mikrorauigkeit aufweisen, ergäben sich bei diesen Aufnahmen ein gleichmäßig helles Rechteck in der Form des Gitters und dessen Spiegelung im Wellenleiter. In Falle gleichmäßig verteilter Dellen und Beulen von einigen zehn Mikrometern Durchmesser ergäbe sich eine Verteilung von hellen Punkten oder Flecken innerhalb der rechteckigen Gitterfläche.

Tatsächlich findet man hauptsächlich helle, senkrechte Streifen innerhalb der Gitterfläche. Das im Gitter entstehende Fehllicht wird also hauptsächlich durch Störungen verursacht, die sich über die ganze Gitterhöhe erstrecken. Solche Störungen können weder bei der Entwicklung der Strukturen noch bei der Röntgenbestrahlung oder in der Galvanik entstehen: sie müssen ein Abbild der Form des Goldabsorbers auf der verwendeten Maske sein. Dies wird auch dadurch bestätigt, dass sich die Muster in Aufnahmen zweier mit denselben Masken gefertigter Spektrometer ähnlich sind.

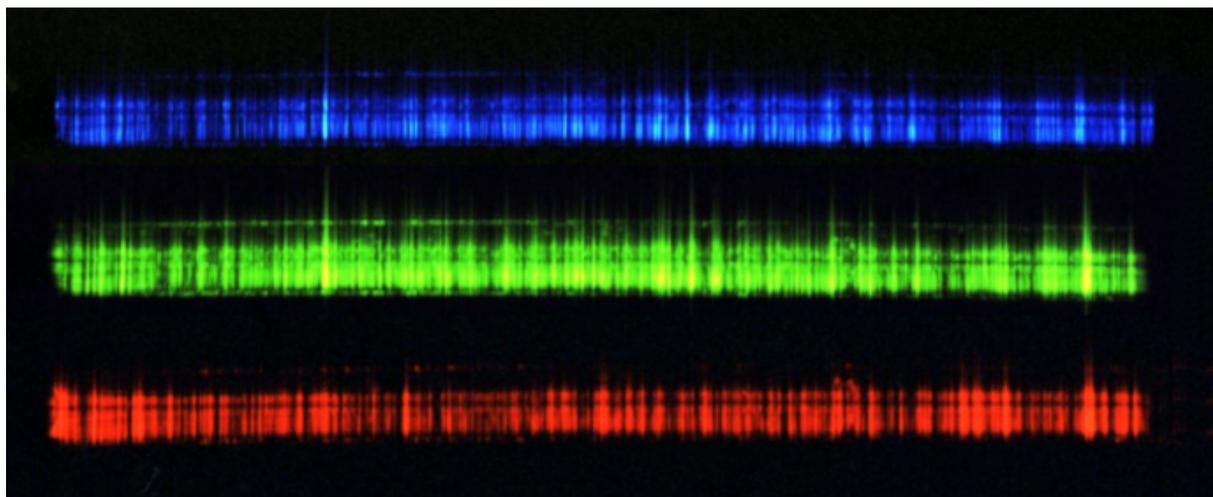


Abbildung 6-44: Fotos des Fehllichtuntergrunds (nach Kapitel 4.6.5) bei $\lambda=450$ nm, 550 nm und 650 nm am abgeformten Spektrometer, Layout 0603-00-A0, Losnummer 01502-03, ohne Deckel

Wird in der gleichen Aufnahmeanordnung die Apertur so positioniert, dass die Hauptlinie genau auf die Apertur fällt, so erhält man eine Aufnahme, in der das gesamte Gitter hell leuchtet und die Orte, an denen Fehllicht entsteht, als dunklere Strukturen erscheinen.

In Abbildung 6-45 wurde die Position der Apertur so gewählt, dass die Hauptlinie zum Teil die Apertur noch passiert. Links im Bild ergibt sich dadurch ein helles Feld mit dunkleren Strukturen an Orten, in denen Fehllicht entsteht, und rechts im Bild sind durch die relativ kurze Belichtungszeit nur die intensivsten Fehllichtbeiträge erkennbar. Der periodische Abstand von etwa $500 \mu\text{m}$ der Linien rechts im Bild wird hier besonders deutlich. Dieser Abstand deckt sich mit der Größe des Hauptablenkfeldes von $500 \mu\text{m}$ beim Elektronenstrahlschreiben der verwendeten Zwischenmaske. Die Übereinstimmung dieser beiden Größen zeigt, dass die in Abbildung 6-45 erkennbaren Linien durch Fehler beim Aneinandersetzen der Hauptablenkfelder des Elektronenstrahlschreibers verursacht werden. Dieser Fehler wird beim Elektronenstrahlschreiben als „Stitching-Error“ bezeichnet und ist bei dem verwendeten Gerät bei einer Hauptablenkfeldgröße von $500 \mu\text{m}$ kleiner als 60 nm spezifiziert.

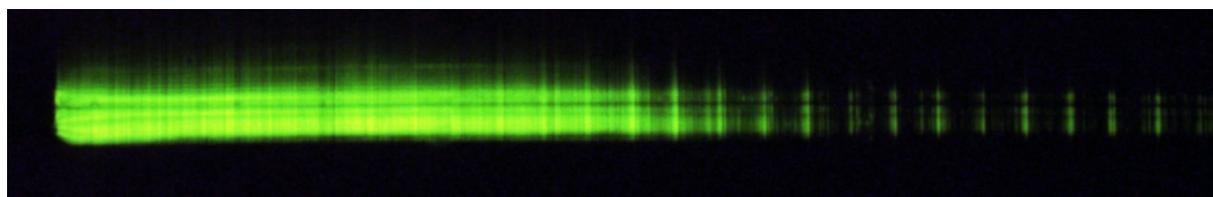


Abbildung 6-45: Aufnahme des Fehllichtuntergrunds (nach Kapitel 4.6.5) bei $\lambda=550$ nm am abgeformten Spektrometer, Layout 0603-00-A0, Losnummer 01502-03, ohne Deckel; links im Bild der helle Bereich der Hauptlinie, rechts im Bild die hellen Linien zeigen die Orte der höchsten Intensität des Fehllichtuntergrunds

Wenn man eine Aufnahme wie in Abbildung 6-44 von einem gedeckelten Spektrometer macht, ergibt sich ein auf den ersten Blick überraschendes Bild (Abbildung 6-46). In den Aufnahmen ohne Deckel findet man nur die leuchtende Fläche des Gitters und deren Spiegelung im Wellenleiter. Das restliche in das Spektrometer eingekoppelte Licht trifft den Auskoppelspiegel nicht und gelangt somit auch nicht auf den Film. Wird der Wellenleiter durch

den Deckel komplettiert, so wird alles von der lichtleitenden Faser abgestrahlte Licht bis zum Auskoppelspiegel geführt und gelangt auf die Aufnahme.

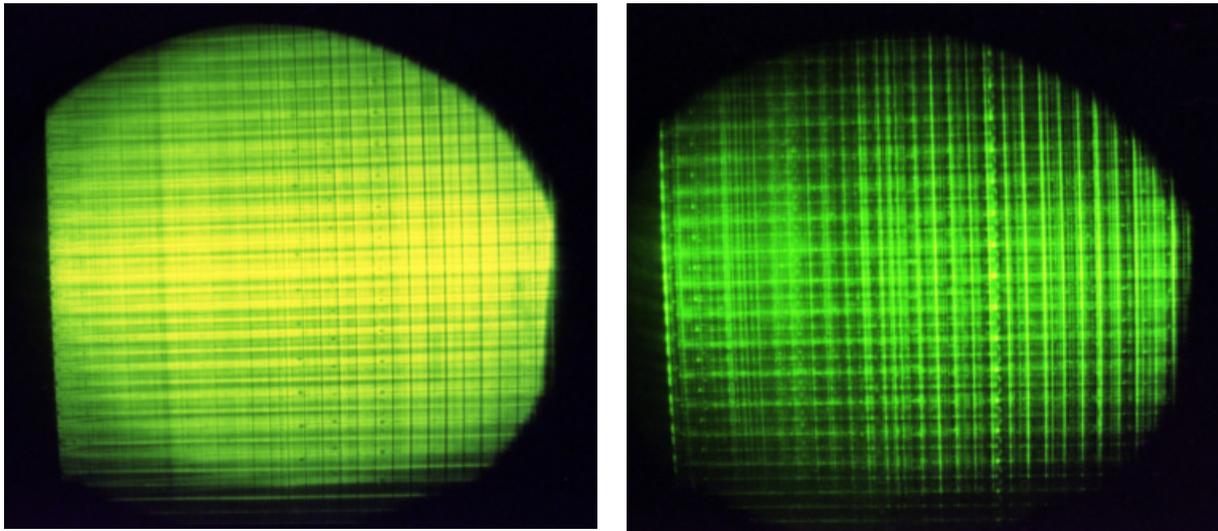


Abbildung 6-46: Fotos (nach Kapitel 4.6.5) bei $\lambda=550$ nm am abgeformten, gedeckelten Spektrometer, Layout 0603-00-A0, Losnummer 01502-03, mit Deckel: links mit der Apertur genau vor der Hauptlinie (3 s belichtet); rechts mit der Apertur außerhalb der Hauptlinie (32 s belichtet)

Das Ergebnis sieht ähnlich aus, als würde man ein mit einem Lichtleiter freistrahloptisch ausgeleuchtetes Gitter mit großer Gitterhöhe fotografieren. Die runde Form der hellen Fläche im Bild entspricht der Fläche, die vom Lichtleiter ausgeleuchtet wird. Dabei sind der linke und rechte Rand der hellen Fläche beschnitten, weil ein Teil des von der lichtleitenden Faser abgestrahlten Lichts das Gitter nicht trifft (siehe Abbildung 5-5). Der linke Bildrand ist stärker beschnitten, weil die Faser nicht genau auf die Mitte des Gitters gerichtet ist. Das am linken Bildrand fehlende Licht trifft eine dreieckige Hilfsstruktur (siehe Abbildung 6-7) und wird von dieser aus dem Spektrometer herausreflektiert. Der untere Rand des hellen Flecks ist leicht abgeschattet. Diese Abschattung wird durch die in Abschnitt 6.5.2 beschriebene Überstrahlung des Auskoppelspiegels verursacht. Die seitlichen Kanten des hellen Flecks sind nicht parallel, weil die Aufnahme über den 40° -Auskoppelspiegel dazu führt, dass die Fotografie unter einem Winkel von 10° zur Gitternormalen aufgenommen wird.

Die Intensitätsverteilung des von dem Lichtleiter in das Spektrometer eingekoppelten Lichts ist kreissymmetrisch. In Abbildung 6-46 ist jedoch eine deutliche Abnahme der Intensität von der Bildmitte nach oben und unten zu erkennen. Die Lichtanteile, die im Wellenleiter unter größeren Winkeln geführt werden, werden öfter reflektiert und erleiden entsprechend höhere Reflexionsverluste. Dadurch ergibt sich die beobachtete Intensitätsabnahme. Wenn man ähnliche Aufnahmen bei verschiedenen Wellenlängen betrachtet, fällt auf, dass diese Intensitätsabnahme für kürzere Wellenlängen zunimmt. Dies spiegelt die für kürzere Wellenlängen leicht abnehmende Reflektivität der Wellenleiterverspiegelung wieder.

Links in Abbildung 6-46 steht die Apertur so, dass die Hauptlinie auf den Film abgebildet wird. Dunklere Strukturen in dem ansonsten hellen Bild geben Orte an, in denen das Licht vom Gitter in unerwünschte Richtungen gebeugt worden ist. In der rechten Hälfte der Abbildung 6-46 ist die Apertur weit von der Hauptlinie entfernt positioniert, so dass nur Fehllicht den Film erreichen kann. Hier zeigen helle Strukturen auf dem ansonsten dunklen Untergrund

auf Orte im Gitter hin, die zum Fehllicht beitragen. In beiden Aufnahmen fallen die senkrechten und waagerechten Linien auf.

Die waagerechten Linien wiederholen sich im Abstand der Gitterhöhe beziehungsweise der doppelten Gitterhöhe. Diese waagerechten Linien weisen auf Abweichungen der Gitterform hin, die sich über die ganze Gitterbreite erstrecken und parallel zur Gitterfront verlaufen. Die Wiederholungen im Abstand der doppelten Gitterhöhe sind intensiver als die waagerechten Linien im Abstand der einfachen Gitterhöhe. In Abbildung 6-44 leuchtet die Oberkante des Gitters (sie bildet den oberen Rand und als Spiegelung im Wellenleiter den unteren Rand der Aufnahmen) stärker auf als die Unterkante. Aus diesem Vergleich lässt sich schließen, dass die hellen, waagerechten Linien in Abbildung 6-46 durch Störungen an der Oberkante des Gitters, also an der Kante, auf die der Deckel aufgelegt wird, erzeugt werden.

Auf der linken Seite des rechten Bildes fällt unter anderem eine senkrecht verlaufende Reihe von hellen Punkten auf, die den doppelten Abstand der Gitterhöhe voneinander haben. Diese Punkte weisen auf einen punktförmigen Defekt an der Unterkante des Gitters hin. Je nachdem, in welcher Höhe im Gitter sich ein Defekt befindet, wird er in Abbildung 6-46 rechts eine Reihe heller Punkte mit Abständen zwischen der einfachen und der doppelten Gitterhöhe erzeugen.

Die bisher beschriebenen waagerechten Linien und sich senkrecht dazu wiederholenden Störungen können durch Schwankungen bei der Entwicklung oder in der Galvanik verursacht werden, aber auch durch Schwankungen der Materialeigenschaften im verarbeiteten Polymer oder durch die in Abbildung 6-39 gezeigte Klebeschicht.

Die Anmerkungen zu den senkrechten Linien in den Abbildungen 6-44 und 6-45 gelten hier sinngemäß. Der Anteil an echtem Streulicht durch eine raue Gitteroberfläche ist im Vergleich zu den senkrechten und waagerechten Linien sehr gering und macht sich durch einen diffusen hellen Untergrund geringer Intensität bemerkbar.

Direkte Aufnahmen monochromatischer Spektren wie in Abbildung 6-47 (entsprechend Abschnitt 5.5.6) decken sich gut mit der Beschreibung der Gitterbeugung und deren Fehler (siehe Abschnitt 4.4.8, Abbildung 4-22). Die Wirkung des Blaze-Effekts zeigt sich hier deutlich in der höheren Intensität der ersten gegenüber der minus ersten Beugungsordnung. Die senkrechten hellen Streifen auf Grund der begrenzten Gitterhöhe von $340\ \mu\text{m}$ sind an den Orten der einzelnen Beugungsordnungen klar erkennbar. Auch das durch Fehllicht verursachte, waagerechte Band zwischen den einzelnen Beugungsordnungen ist deutlich zu sehen. Das zweite Band entsteht wieder durch die Spiegelung des Spektrums im Wellenleiter. Die wesentlichen Gitterfehler müssen Abweichungen der Gitterkonstante und der Position der Gitterzähne sein: deutliche Schwankungen der Position der Gitteroberfläche über der Gitterhöhe würden zu einer Verbreiterung des waagerechten Bandes zwischen den einzelnen Beugungsordnungen führen.

Besonders in den niedrigen Beugungsordnungen ist ein gewisser Lichthof um die Hauptlinien zu erkennen, den man auf den ersten Blick als die Auswirkung von Streulicht aus dem Gitter interpretieren könnte. Diese Lichthöfe entstehen jedoch hauptsächlich durch die starke Überbelichtung des Films in diesen Bereichen. Die Überbelichtung ergibt sich, wenn auch die geringen Intensitäten der höheren Beugungsordnungen noch aufgezeichnet werden sollen. Oben links in Abbildung 6-47 zeigt ein Ausschnitt bei $\lambda=450\ \text{nm}$, dass sich der Lichthof bei geringerer Überbelichtung stark reduziert. Der Anteil an Streulicht ist folglich im Vergleich zu anderen Fehllichtbeiträgen gering.

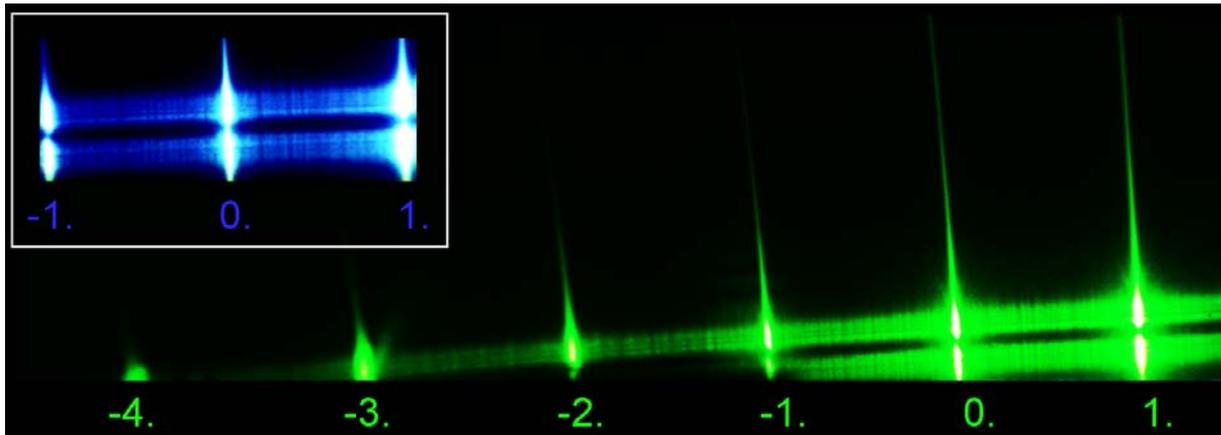


Abbildung 6-47: Spektren bei monochromatischer Einkopplung auf einer gekrümmten Bildebene; unten sechs Beugungsordnungen bei $\lambda=550$ nm, oben im Bild ein Ausschnitt für $\lambda=450$ nm; abgeformtes Spektrometer Layout 0603-00-A0, Losnummer 01365-04

Zur Überprüfung der Auswirkungen von periodischen Gitterstörungen wurden am IMT Simulationen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Kapitel 10 „Anhang B: Simulationsergebnisse zur Wirkung von Gitterfehlern“ aufgeführt und bestätigen erwartungsgemäß die gravierenden Auswirkungen von periodischen Gitterfehlern.

“Wer aber das Licht in Farben will spalten
Den mußt du für einen Affen halten ...”

W. v. Goethe, Nachlass: Zahme Xenien VIII, 1827

7 Einige Maßnahmen zur Fehllichtunterdrückung

In diesem Kapitel werden Maßnahmen aufgeführt, die zu einer Reduzierung des Fehllichtanteils im gemessenen Spektrum führen. In Abschnitt 7.1 sind es Schritte, die nach der Abformung der Spektrometer erfolgen können. In Abschnitt 7.2 wird ein am IMT entwickelter Algorithmus beschrieben, mit dem der Fehllichtanteil im gemessenen Spektrum rechnerisch reduziert werden kann.

7.1 Konstruktive Maßnahmen zur Fehllichtunterdrückung

7.1.1 Schwärzen der Mantelschicht des Folienwellenleiters

Eine Schwärzung der Mantelschichtseite der Spektrometerbausteine in Folienwellenleiterbauweise führt zu einer Reduzierung des Fehllichtanteils in den gemessenen Spektren [Las 1996a]. Dabei wird Licht, das nicht mehr in der Kernschicht geführt wird, von der Lackierung absorbiert. Die in diesem und dem nächsten Abschnitt angegebenen Werte zum Fehllichtanteil in Dezibel beziehen sich auf die Messvorschrift C in Abschnitt 4.1 (Formel 4-1).

Bei der Schwärzung muss ein ausreichend großes Fenster frei bleiben, durch welches das über den Auskoppelspiegel austretende Licht den Detektor erreicht (siehe Abbildung 7-1). Eine Schwärzung bis auf 2 mm vor und hinter der 45°-Kante (die Untersuchungen wurden noch an Bauteilen mit einem 45°-Spiegel durchgeführt) führt zu einem Anstieg des Fehllichtkennwertes um etwa 0,25 dB (entspricht etwa 10% des Ausgangswertes von 2,5 dB).

Die weitere Schwärzung bringt erst bei einem Abstand von unter 0,5 mm von dem 45°-Spiegel eine weitere Verbesserung. Bei einer sehr knappen Schwärzung auf einer Seite des 45°-Spiegels bis auf etwa 70 µm steigt der Wert auf 0,6 dB (also 24%) über dem Ausgangswert. Dieser Anstieg ist – im Rahmen statistischer Abweichungen – unabhängig von der gewählten Seite des 45°-Spiegels. Die Transmission fällt dabei wellenlängenunabhängig auf etwa 85% des ursprünglichen Wertes ab. Werden beide Seiten bis auf etwa 70 µm geschwärzt, steigt der Wert der Fehllichtdämpfung um etwa 0,95 dB (entspricht 38%) bezogen auf den Ausgangswert des ungeschwärzten Bauteils (siehe Abbildung 7-2). Dabei fällt die Transmission im Blauen auf etwa 70% des ursprünglichen Wertes und auf 75% in den anderen Wellenlängenbereichen ab (siehe Abbildung 7-3).

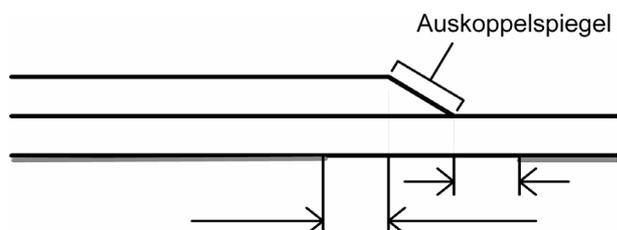


Abbildung 7-1: Abstände bei der Schwärzung vor (links im Bild) und hinter (rechts im Bild) dem 45°-Auskoppelspiegel

Der Fehllichtanteil wird in den Messungen der Transmission als (scheinbares) Nutzlicht mitgewertet. Daher ist es verständlich, dass die Transmission etwas sinkt, wenn es gelingt, den Fehllichtanteil beispielsweise durch eine Schwärzung zu reduzieren.

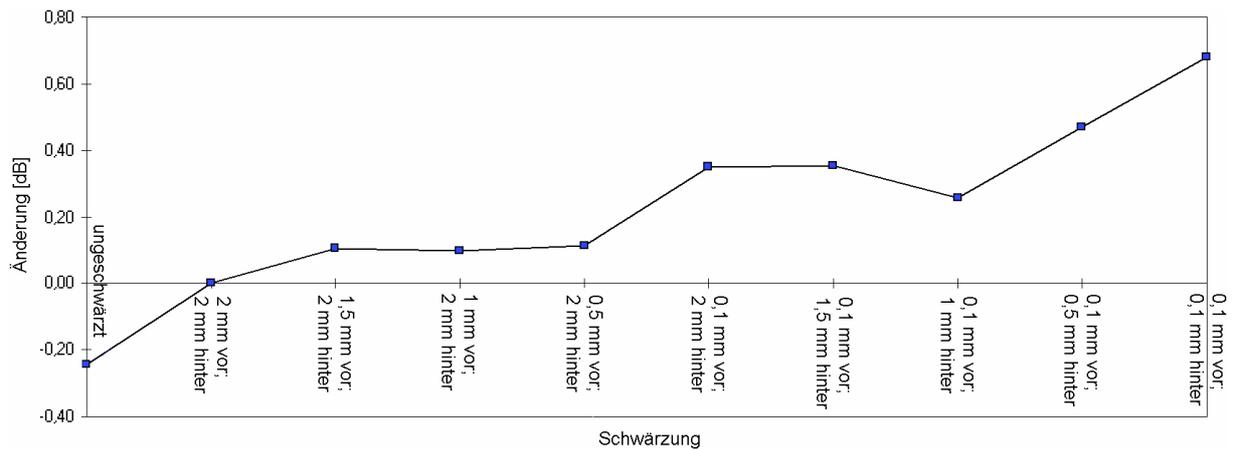


Abbildung 7-2: Reduzierung des Fehllichts durch die Schwärzung der Spektrometerunterseite

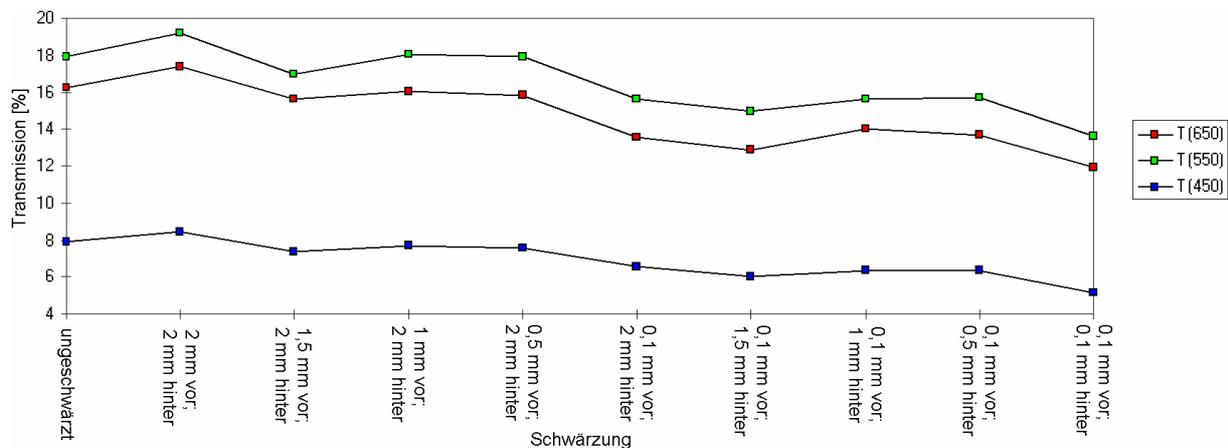


Abbildung 7-3: Rückgang der Transmission bei der Schwärzung der Folienwellenleiter-Spektrometer

Bei den Hohlwellenleiter-Spektrometern kann das Schwärzen der Innenseiten des Detektorgehäuses eine effektive Maßnahme gegen den Fehllichtanteil durch Überstrahlen des Auskoppelspiegels sein (siehe Abschnitt 6.5.2). Da dies stark vom verwendeten Detektor abhängt, sind jeweils fallspezifische Untersuchungen notwendig.

7.1.2 Geometrisch optimierte Verspiegelung von Gitter und Auskoppelkante beim Folienwellenleiter

Um den Einfluss der Lage der Silberschicht über den Auskoppelspiegel auf die optischen Eigenschaften der Spektrometer in Folienwellenleiterbauweise zu klären, wurden zwölf Bauteile mit versilbertem Gitter und verschieden breit verspiegeltem Auskoppelspiegel untersucht [Las 1996b].

Die Bauteile wurden zuerst ungeschwärzt und ohne Silber auf dem Auskoppelspiegel vermessen, dann mit einer sehr knappen Besputterung, die nicht weiter als 50 μm auf den Wellenleiter reichte. In weiteren Schritten wurde die Silberschicht so verbreitert, dass sie 1 mm und dann 2 mm vor der Auskoppelkante auf den Wellenleiter reichte (siehe Abbildung 7-4). Zuletzt wurden die Bauteile verklebt und geschwärzt.

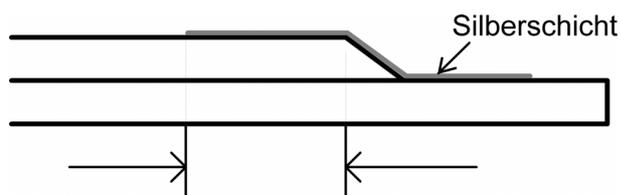


Abbildung 7-4: Skizze zum Abstand bei der Verspiegelung vor dem 45°-Auskoppelspiegel

Ist nur der Auskoppelspiegel so knapp wie möglich verspiegelt so dass der Spiegel kaum auf die Kernschicht reicht, so erhöht sich der Fehllichtanteil von 3,17dB am unverspiegelten Bauteil um etwa 0,85dB (entspricht -27%). Die Transmission fällt dabei auf 95% (relativ zum Wert ohne Verspiegelung) bei 650 nm, 82% bei 550 nm und 87% bei 450 nm.

Nach der zweiten Besputterung bis 1 mm vor den Auskoppelspiegel liegt der Fehllichtwert etwa um 1dB (entspricht -33%) unter dem Anfangswert. Die Transmission steigt dabei relativ zum Anfangswert auf 100% bei 650 nm, 85% bei 550 nm und 94% bei 450 nm.

Ist der Wellenleiter bis 2 mm vor dem Auskoppelspiegel besputtert, liegt der Fehllichtwert etwa 1,05dB (entspricht -34%) unter dem Anfangswert. Die Transmissionswerte bleiben dabei fast konstant.

Wird der Baustein danach verklebt und geschwärzt, liegt der Fehllichtwert etwa 0,15dB (entspricht -5%) unter dem Anfangswert. Gleichzeitig fällt die Transmission relativ zum Anfangswert auf 87% bei 650 nm, 71% bei 550 nm und 77% bei 450 nm (siehe Abbildung 7-5).

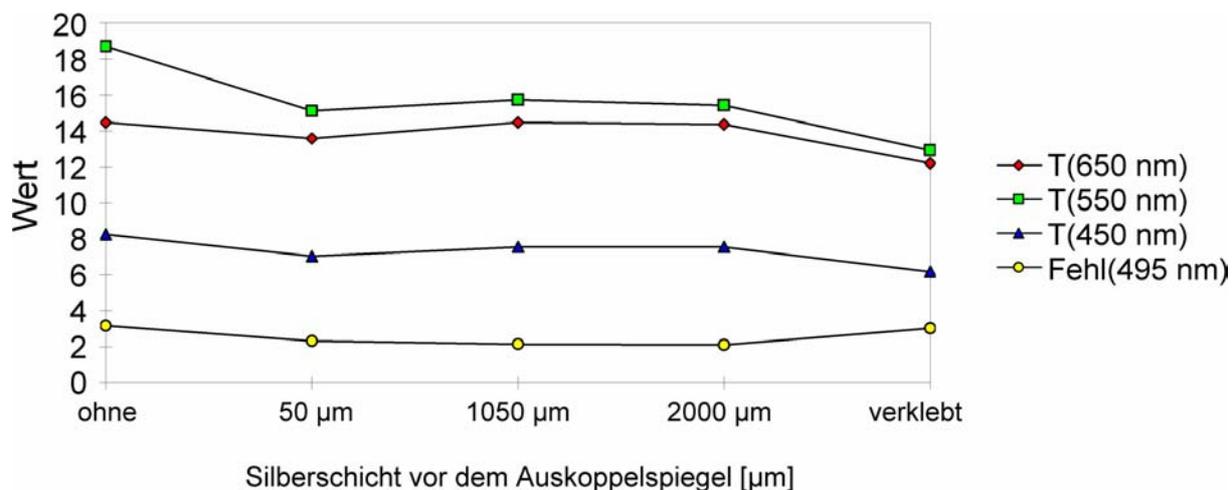


Abbildung 7-5: Änderungen der Transmission und des Fehllichtanteils im Mittel über zehn Spektrometer, Layout 0471 bei der Verspiegelung vor dem 45°-Auskoppelspiegel

Wird ein Bereich von einigen Millimetern vor dem Auskoppelspiegel der Folienwellenleiter-Spektrometer verspiegelt, so führt dies zu einem Anstieg des Fehllichtanteils um circa 1dB. Dieser Anstieg wird dadurch verursacht, dass Fehllicht, welches ohne Verspiegelung in die Mantelschicht ausgekoppelt worden wäre, über den verspiegelten Bereich auf den Detektor reflektiert wird.

Die Übersichtung des Wellenleiters verbessert diesen Wert zwar wieder, eine unnötig breite Verspiegelung sollte aber vermieden werden. Die Einführung von enger begrenzten Sputter-Blenden beim Verspiegeln der Bauteile hat zu einer genaueren Einhaltung der geforderten Toleranzen geführt.

7.2 Softwarealgorithmus zur Fehllichtunterdrückung

Um den durch Fehllicht verursachten Untergrund in gemessenen Spektren zu reduzieren, wurde ein numerischer Algorithmus zur rechnerischen Fehllichtunterdrückung entwickelt und seine Funktionstüchtigkeit an Spektrometernmessungen gezeigt [Las 2001]. Die Funktionsweise des Algorithmus wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

Mathematischer Hintergrund

Bei einem idealen Gitter lässt sich die Intensitätsverteilung im Spektrum mit der Formel (4.22) beziehungsweise entsprechend Abbildung 4-12 beschreiben. Bei der fourieroptischen Beschreibung der Beugung am Gitter in Kapitel 4.3 wurde von einer monochromatischen Beleuchtung des Gitters ausgegangen. Wird nun ein beliebiges Spektrum $h(\lambda)$ in das Spektrometer eingekoppelt, so ergibt sich das gemessene Spektrum $I(\Lambda)$ als Faltung von $h(\lambda)$ mit der Impulsantwort $g(\lambda)$ des Spektrometers zu (siehe Abbildung 7-6):

$$I(\Lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\lambda) g(\Lambda - \lambda) d\lambda \quad (7-1)$$

Die Impulsantwort $g(\lambda)$ erhält man als „Antwort“ des Spektrometers auf einen „Impuls“, also auf eine monochromatische Einkopplung.

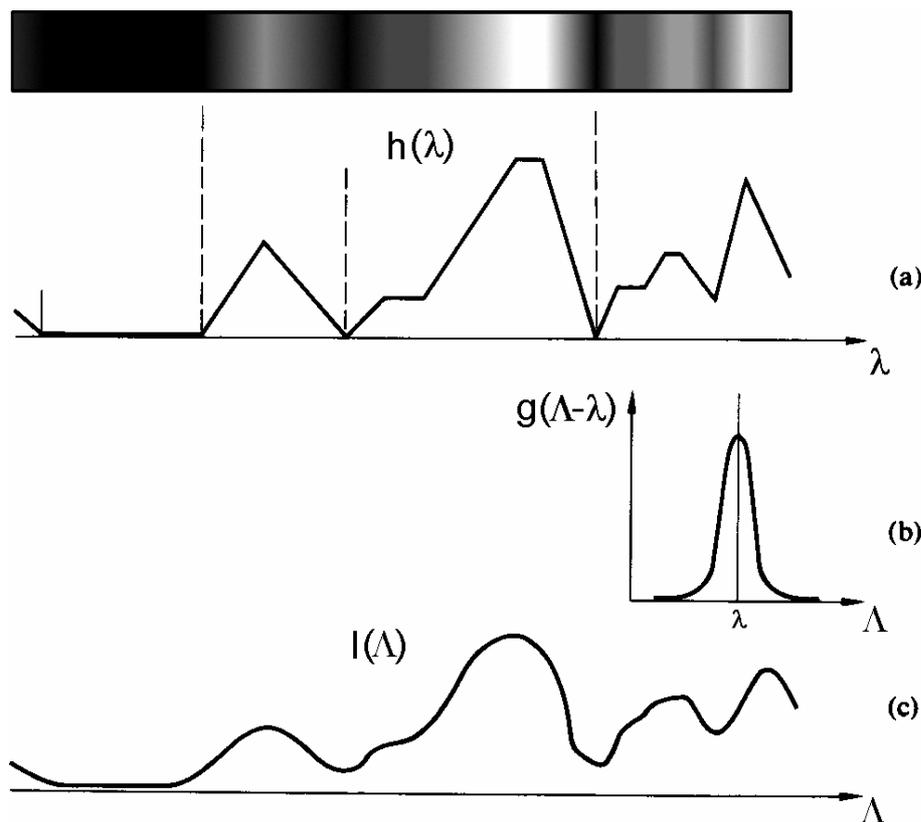


Abbildung 7-6: (a) eingekoppeltes Spektrum $h(\lambda)$, (b) Impulsantwort $g(\lambda)$ und (c) gemessenes Spektrum $I(\Lambda)$ [Hec 1974, S. 406]

Aus dem am Detektor gemessenen Spektrum $I(\Lambda)$ lässt sich somit das eingekoppelte Spektrum $h(\lambda)$ durch Entfaltung berechnen, wenn man die Impulsantwort $g(\lambda)$ kennt [Hec 1974]:

$$h(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\Lambda) g^*(\lambda - \Lambda) d\Lambda \quad (7-2)$$

Diese Berechnung ist mathematisch nur unter der Bedingung möglich, dass alle Funktionen über den gesamten Wertebereich von λ bekannt sind. Praktisch ist dieses nie erfüllt. Dennoch ist die Berechnung des Originalspektrums innerhalb gewisser Genauigkeitsgrenzen möglich, sofern die Werte der Funktionen außerhalb des betrachteten Wertebereiches annähernd gleich Null sind.

Für die Spektrometer heißt dies, dass aus einem am Detektor gemessenen Spektrum (trotz nichtidealen Verhaltens des Spektrometers) auf das eingekoppelte Spektrum zurückgeschlossen werden kann, sofern außerhalb des betrachteten Wellenlängenbereichs entweder:

- fast kein Licht eingekoppelt wird (also $h(\lambda) \approx 0$) oder
- das Spektrometer die eingekoppelten Lichtanteile sehr stark dämpft (also $g(\lambda) \approx 0$) oder
- der Detektor in diesem Bereich sehr unempfindlich ist (also $I(\Lambda) \approx 0$).

Außerdem muss die Detektorpixelbreite deutlich kleiner sein als die optische Halbwertsbreite des Spektrometers bei monochromatischer Einkopplung, damit sichergestellt ist, dass die am Detektor ausgelesenen Signale wirklich den Intensitätsverlauf des einfallenden Lichtes wiedergeben.

Praktische Umsetzung des Algorithmus

Die Berechnung des eingekoppelten Spektrums aus dem gemessenen Spektrum nach der oben dargestellten Methode ist auf mehrere Arten denkbar. In dieser Arbeit wurde ein iterativer Algorithmus entwickelt. Die Grundidee des Algorithmus ist, dass sich jedes gemessene Spektrum als Summe von gewichteten Einlinienspektren darstellen lassen muss. Hat man die passenden Gewichtungsfaktoren aller Einzellinien zur Aufsummierung des gemessenen Spektrums ermittelt, so geben diese Gewichtungsfaktoren den realen Anteil der jeweiligen Wellenlänge an dem gemessenen Spektrum.

Als erstes muss die Impulsantwort $g(\lambda)$ (hier auch als Basisdatensatz bezeichnet) des Spektrometers ermittelt werden. Dazu werden im genutzten Wellenlängenbereich Spektren bei monochromatischer Einkopplung gemessen. Der Wellenlängenabstand der einzelnen Messungen liegt dabei etwa in der Größe der Halbwertsbreite der Linien. Die einzelnen Messungen sollten möglichst hoch ausgesteuert sein, um den Anteil des elektronischen Rauschens des Detektors und der Elektronik gering zu halten. Die relative Intensität der Einzelmessungen untereinander – zum Beispiel auf Grund des Lampenspektrums des verwendeten Monochromators – hat keinen Einfluss auf den Algorithmus.

Liegt die Impulsantwort $g(\lambda)$ des Spektrometers in Form des Basisdatensatzes vor, folgt die iterative Annäherung an das eingekoppelte Spektrum $h(\lambda)$ in mehreren Schritten (siehe Abbildung 7-7):

1. Im ersten Schritt der Iteration wird jede einzelne der gemessenen Spektrallinien des Basisdatensatzes so normiert, dass ihre maximale Intensität $g_{\max}(\lambda_i)$ mit der Intensität des gemessenen Spektrums $I(\Lambda_i)$ bei der Wellenlänge der Einzellinie übereinstimmt. Der geänderte Basisdatensatz wird hier $B_{j=0}$ genannt.
2. Im zweiten Schritt wird die Summe $S_{j=0}(\lambda) = \sum B_{j=0}$ aller Einzellinienspektren gebildet.
3. Im dritten Schritt bildet man den Quotienten $Q_{j=0}(\lambda) = I(\Lambda) / S_{j=0}(\lambda)$.

4. In Schritt vier wird jede einzelne der normierten Spektrallinien des geänderten Basisdatensatzes $B_{i=0}$ mit dem Korrekturfaktor $Q_{j=0}(\lambda_i)$ multipliziert: $B_{j=1} = Q_{j=0}(\lambda_i) \cdot B_{j=0}$.
5. Der letzte Schritt entspricht Schritt zwei, nur dass jetzt der geänderte Basisdatensatz $B_{i=1}$ verwendet wird und auch der Korrekturfaktor $Q_{j=1}(\lambda_i)$ wieder neu berechnet wird.

Schon nach etwa zehn Iterationsschleifen geht der Korrekturfaktor $Q_j(\lambda_i)$ gegen Eins und die Summe $S_j(\lambda)$ nähert sich dem gemessenen Spektrum $I(\lambda_i)$ an. Das Ergebnis der Iteration sind die maximalen Intensitäten der einzelnen, mehrfach in ihrer Intensität korrigierten Linien $B_j(\lambda_i)$.

Abbildung 7-7 zeigt ein Flussdiagramm zur Funktionsweise des Korrekturalgorithmus. Die Einlinienspektren bei monochromatischer Einkopplung sind mit extrem großer Halbwertsbreite dargestellt, um die Darstellung zu verdeutlichen. Es sind zur Vereinfachung nur fünf Linien in großen Abständen dargestellt. Wird der Wert δ des Abbruchkriteriums der Iteration verringert, steigt die Genauigkeit der Iteration auf Kosten des Rechenaufwands.

Der an einem Spektrometer gemessene Basisdatensatz lässt sich zur Reduzierung des Messaufwandes auf andere Spektrometer gleichen Typs übertragen, sofern sich die einzelnen Spektrometer in ihren spektralen Eigenschaften nicht wesentlich unterscheiden. Für jeden neuen Spektrometertyp ist daher eine Überprüfung notwendig.

Eine Vermessung mit größerem Stützstellenabstand und Interpolation auf die fehlenden Zwischenwerte ist ebenso möglich wie die Vermessung mit Interferenzfiltern anstelle der monochromatischen Vermessung, führt jedoch zu einer weniger vollständigen Fehllichtunterdrückung. Wird die Impulsantwort $g(\lambda)$ nicht monochromatisch, sondern mit Hilfe von Interferenzfiltern gemessen, so darf die spektrale Bandbreite der Filter nicht nennenswert größer sein als die bei monochromatischer Einkopplung gemessene Halbwertsbreite der Spektrallinien.

Durch die Anwendung des Algorithmus wird nicht nur der Fehllichtuntergrund erheblich reduziert, sondern es werden zugleich auch die Intensitätsanteile unerwünschter Beugungsordnungen aus den gemessenen Spektren eliminiert (beachte in Abbildung 7-7 die zweite Beugungsordnung der 400 nm-Linie!). Damit kann auf den Einsatz von normalerweise bei Gitterspektrometern notwendigen Ordnungsfiltren verzichtet werden. Die Genauigkeit der Auswertung nimmt erst ab, wenn die Intensitätsanteile der unerwünschten Beugungsordnungen wesentlich größer sind als die Beiträge der betrachteten Beugungsordnung.

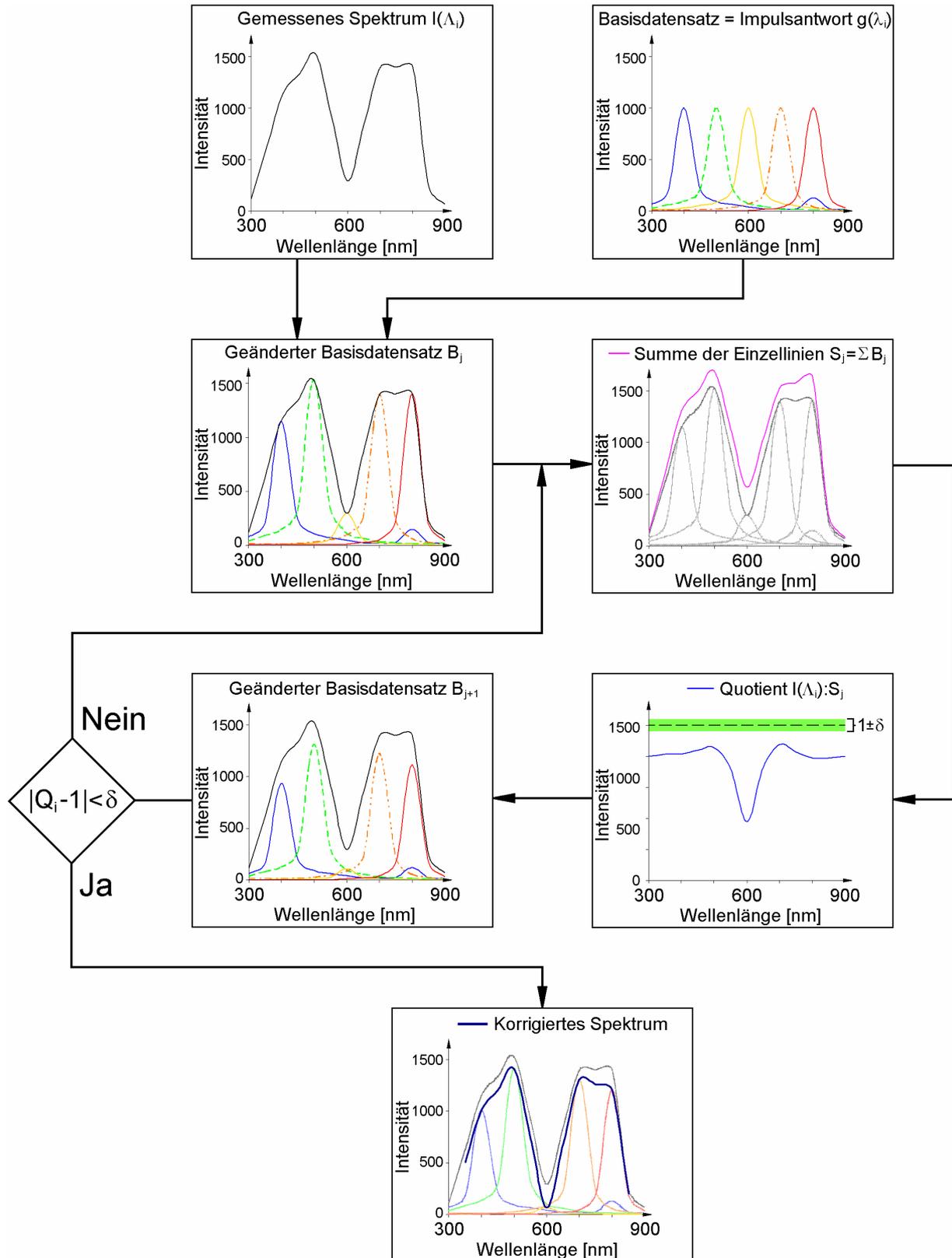


Abbildung 7-7: Flussdiagramm zur Funktionsweise des Korrekturalgorithmus

Abbildung 7-8 zeigt ein an einer Weißlichtquelle mit Kantenfilter GG495 gemessenes Spektrum und das daraus berechnete Spektrum. Der Fehllichtuntergrund unterhalb von 495 nm ist nach Anwendung des Algorithmus deutlich geringer: An Bausteinen, die bei Einkopplung von Weißlicht mit konstanter Intensität einen Fehllichtdämpfungswert (Messung mit Kantenfilter GG495 und Auswertung bei $495 \text{ nm} \pm 25 \text{ nm}$ nach Formel (4-1)) von etwa 10dB erreichen, werden nach Anwendung des Algorithmus Fehllichtdämpfungswerte von 15 bis 20dB ermittelt. Anders ausgedrückt fällt der Fehllichtanteil im Wellenlängenbereich unterhalb 450 nm auf etwa 8% des Wertes ohne Fehllichtkorrektur.

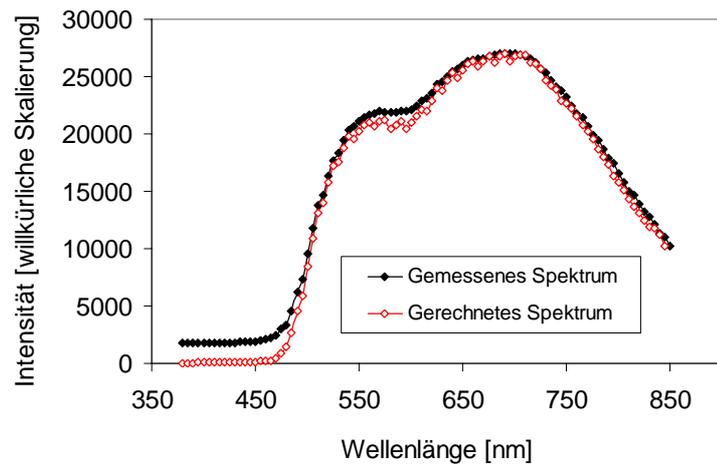


Abbildung 7-8: Reduzierung des Fehllichtanteils an einem mit Kantenfilter GG495 gemessenen Spektrum

“Es ist besser, ein kleines Licht anzuzünden, als über die Dunkelheit zu fluchen.“

Konfuzius, chinesischer Philosoph, 551-479 v. Chr.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die verschiedenen Quellen von Fehllicht in LIGA-Mikrospektrometern untersucht und Wege aufgezeigt, wie der Fehllichtanteil verringert werden kann.

Als Fehllicht wird in dieser Arbeit alles Licht bezeichnet, das den Detektor trifft, ohne der Beugungsgleichung für Gitter zu genügen. Das Fehllicht schränkt die Verwendung des Spektrometersystems ein, da für viele Anwendungen ein möglichst hohes Verhältnis von Messsignal zu Untergrundsignal gefordert wird. Zum Untergrundsignal trägt neben dem Fehllicht das elektronische Rauschen des Systems bei. Der elektronische Rauschanteil liegt bei Verwendung der im sichtbaren Wellenlängenbereich üblichen Silizium-Detektoren bei etwa drei digitalen Signaleinheiten. Bei Vollaussteuerung des Detektors (etwa 60000 Einheiten) und einem heute gefertigten LIGA-Mikrospektrometer liegt, je nach Wellenlänge, der Anteil des Fehllichtuntergrunds bei monochromatischer Beleuchtung bei etwa 60 Einheiten. Damit ist der Fehllichtanteil schon bei monochromatischer Einkopplung zwanzig mal so groß wie der Anteil des elektronischen Rauschens. Bei Einkopplung von Weißlicht kann in ungünstigen Fällen der Fehllichtanteil über dem Eintausendfachen des elektronischen Rauschens liegen. Damit ist die Reduzierung des Fehllichtanteils ein wesentlicher Faktor für die Optimierung des Gesamtsystems.

Fehllicht kann im Spektrometer an verschiedenen Orten und durch unterschiedliche Mechanismen entstehen. Die wichtigsten Fehllichtquellen lassen sich einteilen in:

- Unerwünschte Mehrfachreflexionen, wobei das Licht durch Reflexionen an mehreren korrekt positionierten Oberflächen den Detektor als Fehllicht trifft
- Reflexionen in unerwünschte Richtungen durch Abweichungen der reflektierenden Oberflächen von der gewünschten Form
- Streulicht, entstanden durch Rauigkeiten, Kratzer oder Partikel auf den Oberflächen oder im Wellenleitervolumen
- Beugung in unerwünschte Richtungen aufgrund von Abweichungen von der Sollform der Gitterfront

Eine wesentliche Aufgabe im Rahmen dieser Arbeit war es, die einzelnen optisch relevanten Oberflächen im Spektrometer auf ihren Beitrag zu den genannten Fehllichtquellen zu überprüfen. Dabei wurden einerseits bekannte Untersuchungsmethoden wie die Rasterelektronenmikroskopie und die Rasterkraftmikroskopie angewendet. Andererseits wurden verschiedene fotografische Aufnahmeverfahren und optische Beugungsmethoden speziell für die Untersuchung von LIGA-Mikrospektrometern entwickelt.

Die Untersuchungen ergaben, dass die Hilfsstrukturen in den Mikrospektrometern im Entwurf bereits so zueinander auszurichten sind, dass Licht durch Mehrfachreflexionen an Seitenwänden in der Regel nicht auf den Detektor gelangen kann. Bei geeigneter Ausrichtung ist der durch Mehrfachreflexionen entstehende Fehllichtanteil sehr gering.

Bei Verwendung eines Auskoppelspiegels mit 45° -Winkel ergab sich ein Fehllichtanteil, der aufgrund seines Verlaufs über den Spektralbereich eindeutig auf Mehrfachreflexionen des an der Detektoroberfläche reflektierten Lichtes zurückgeführt werden konnte. Mit dem im Rah-

men dieser Arbeit verwendeten Auskoppelspiegel mit 40° -Winkel konnte dieser Fehllichtanteil ausgeräumt und damit eine deutliche Verbesserung der Spektrometer erzielt werden.

Als weitere Ursache für Fehllicht konnte der Bereich des Faserschachts, der die Lichtleitfaser führt und positioniert, identifiziert werden. Da die Faser meist nur einen halben Meter lang ist, führt sie noch viele Mantelmoden. Diese werden an der Verklebung der Faser kurz vor dem Faserschacht ausgekoppelt, was bei ungeschickter Gestaltung der Umgebung des Faserschachts zu einem starken Aufleuchten führt und somit eine Fehllichtquelle darstellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Umgebung dieser Stelle so umgestaltet, dass vom Klebstoff abgestrahltes Licht nicht mehr in den Wellenleiter des Spektrometers gelangen kann. Damit sind Reflexionen über das Gitter auf den Detektor ausgeschlossen.

Die lokale Rauigkeit der LIGA-Seitenwände wurde auch schon in früheren Arbeiten untersucht und liegt für Messstrecken unter $10\ \mu\text{m}$ Länge in der Regel unter $10\ \text{nm}$. Wenn diese Rauigkeit nicht durch die darüber liegende Verspiegelung deutlich beeinträchtigt wird, ist der durch Reflexion an einer solchen Seitenwand erzeugte Streulichtanteil gering. Sowohl die fotografischen Aufnahmen wie auch die Beugungsuntersuchungen ergeben keinen Hinweis auf die Entstehung wesentlicher Streulichtanteile in Spektren.

Verschiedene Messungen an den reflektierenden Seitenwänden ergaben Abweichungen von der Sollform. Die schon früher an anderen optischen LIGA-Bauteilen bei leichter Vergrößerung beobachteten Riefen in Seitenwänden konnten mit allen Messmethoden nachgewiesen werden. Dabei wurden periodische Fehler sowohl mit einer Periode von etwa $500\ \mu\text{m}$ als auch mit unterschiedlichen Perioden von wenigen Mikrometern (beispielsweise $4,3\ \mu\text{m}$) festgestellt. Der Abstand der Riefen von $500\ \mu\text{m}$ deckt sich mit der Größe des Hauptablenkfeldes des Elektronenstrahlschreibers. Die maximale Trapezfeldgröße von $4,33\ \mu\text{m}$ stimmt gut mit einer der kurzperiodischen Störungen überein. Als weitere Ursache für die kürzeren periodischen und nichtperiodischen Störungen kommt die durch die schrittweise Belichtung mit dem Elektronenstrahlschreiber entstehende Hyperstruktur der Seitenwände in Frage. Auch an Kanten, die parallel zur Schreibrichtung lagen, wurden periodische und nichtperiodische Störungen gefunden.

Aus rasterkraftmikroskopischen Messungen wurde die Größe der Abweichungen an einer geraden Seitenwand von der Solllinie ermittelt. Die Abweichungen betragen an abgeformten Wänden bei einer Messlänge von einem Millimeter maximal $700\ \text{nm}$. Dabei traten auf einer Messlänge von wenigen Mikrometern vereinzelt Sprünge bis zu $200\ \text{nm}$ auf. Bemerkbar machen sich diese Fehler beim Auskoppelspiegel, der direkt im optischen Strahlengang liegt. Da dieser jedoch nur etwa zwei Millimeter vom Detektor entfernt ist, wirken sich die beschriebenen Fehler nicht gravierend aus: das Licht wird zwar um kleine Winkel abgelenkt, dies führt aber schlimmstenfalls zu einer geringfügigen Verbreiterung der Spektrallinien.

Die an geraden Seitenwänden beobachteten Strukturabweichungen sind aufgrund der identischen Schreibweise auch am Gitter zu erwarten, so dass der überwiegende Anteil des Fehllichts im Gitter entsteht.

Rasterkraftmikroskopische Untersuchungen des Gitters ergaben eine Abnahme der Stufenhöhe zwischen benachbarten Gitterzähnen in den unterschiedlichen Prozessschritten. Die im betrachteten Layout vorgesehene Stufenhöhe von $190\ \text{nm}$ reduzierte sich auf der Arbeitsmaske auf $120\ \text{nm}$, im direktlithografisch gefertigten Bauteil auf $82\ \text{nm}$ und im abgeformten Bauteil auf $67\ \text{nm}$. Die verringerte Stufenhöhe ist mit einer zunehmenden Verrundung der einzelnen Gitterzähne im Laufe des Fertigungsprozesses zu erklären. Sie führt zu einer Abnahme der Empfindlichkeit der Spektrometer, erhöht den absoluten Fehllichtanteil jedoch nicht. Eine

deutliche Empfindlichkeitsabnahme führt natürlich bei konstantem Fehllichtuntergrund indirekt zu einem Anstieg des relativen Fehllichtanteils.

Bei den rasterkraftmikroskopischen Messungen ergaben sich ähnlich große lokale Abweichungen des Verlaufs der Gitterfront von der Sollform wie bei den Seitenwänden: Bei direktlithografisch gefertigten Gitterwänden traten bei einer Millimeter Messlänge maximale Abweichungen von der Sollform von etwa 200 nm und lokale Sprünge bis zu etwa 100 nm auf.

Am IMT steht für die Vermessung der Lage von Strukturen auf einem Substrat ein Messmikroskop zur Verfügung, das über Strecken von einigen Zentimetern Positionsmessungen mit einer Genauigkeit besser einem Mikrometer erlaubt. Da bei einem optischen Gitter bereits Positionsabweichungen von Bruchteilen einer Lichtwellenlänge einen Einfluss haben, reicht diese Genauigkeit nicht aus, um die Gitterqualität zu beurteilen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher die Möglichkeit entwickelt, mit dem Elektronenstrahlschreiber im REM-Modus Positionen von Strukturkanten mit einer Gesamtmessunsicherheit in der Detektion der Lage von Kanten auf Masken besser 20 nm bestimmen zu können. Die Methode hat sich für dünne, metallische Proben als geeignet erwiesen, wenn sie auch extrem langsam und personalintensiv ist.

Die Messungen ergaben auf Arbeitsmasken globale Abweichungen von höchstens einigen Mikrometern und lokale Abweichungen mit einem Mittelwert von 32 nm und Maximalwerten über die ganze Gitterbreite von bis zu etwa 100 nm. Diese Messwerte bestätigen die mit dem Rasterkraftmikroskop ermittelten Werte.

Die globalen Abweichungen werden durch mechanische Verzüge beim Freilegen der wenige Mikrometer dicken Titanträgerfolie der Masken verursacht. Ihre Auswirkungen sind gering: im Wesentlichen führt eine globale, etwa parabelförmige Abweichung von der Gittersollform zu einer Verschiebung des Fokuspunktes des Gitters, die sich durch eine Verschiebung des Detektors korrigieren lässt. Die lokalen Abweichungen dagegen führen zu Beugungseffekten, die zu Fehllicht führen. Am IMT durchgeführte Simulationsrechnungen haben diesen Einfluss der verschiedenen Gitterabweichungen bestätigt.

Den entscheidenden Nachweis für die Quellen des Fehllichts in den Spektrometern lieferten fotografische Aufnahmen. Dabei lassen sich prinzipiell zwei Arten von Aufnahmen unterscheiden: Aufnahmen von Spektren und Fotos des Gitters durch eine Apertur, die am Ort des Gitterfokus steht.

Die fourieroptische Analyse von fotografisch aufgenommenen Spektren ergab, dass der wesentliche Anteil des Fehllichts durch periodische und nicht-periodische Fehler in der Position der Gitterzähne zustande kommt. Dabei treten periodische Fehler in der Gitterfront mit Perioden auf, die sich mit den schon an Seitenwänden gefundenen periodischen Fehlern decken und die mit verschiedenen Feldgrößen des Elektronenstrahlschreibers übereinstimmen. Die zweite Aufnahmeart, die direkt den Entstehungsort des Fehllichts im Gitter bestimmt, belegt diese These.

Es ist kein Mechanismus vorstellbar, der Fehler mit einer Periode von einigen hundert Mikrometern in den röntgentiefenlithografischen Kopierschritten nach der Belichtung des Resists durch den Elektronenstrahlschreiber entstehen lässt. Folglich müssen diese Fehler schon beim Schreiben der Zwischenmaske entstehen. Der am IMT eingesetzte Elektronenstrahlschreiber ist je nach Hauptablenkfeldgröße bei einer Beschleunigungsspannung von 100 kV mit Fehlern beim Ansatz der Hauptablenkfelder („stitching error“) zwischen 50 nm und 60 nm spezifiziert. Die gemessenen lokalen Abweichungen der LIGA-Wände von der Sollform sind im Mittel kleiner als die für dieses Gerät zugelassenen Fehler. Daher ist dieser Elektronenstrahl-

schreiber mit der heute verwendeten Schreibstrategie nicht geeignet, deutlich präzisere Gitterstrukturen zu belichten.

Um den Fehllichtanteil der Mikrospektrometer deutlich zu senken, ist es notwendig, eine LIGA-Maskentechnik zu entwickeln, die es erlaubt, die Goldabsorberstrukturen mit einer absoluten lateralen Positionsgenauigkeit von besser 20 nm auf der Trägermembran zu platzieren.

Mit dem am IMT verwendeten Elektronenstrahlschreiber könnte eine Verbesserung der Strukturtreue beispielweise durch eine Mehrfachbelichtung eines Maskenresists mit verschiedenen Schreibfeldgrößen bei reduzierter Strahlstromdichte erreichbar sein.

Eventuell sind Elektronenstrahlschreiber mit einer anderen Schreibstrategie (beispielsweise „write on the fly“) für derartige Aufgaben geeigneter. Diese arbeiten jedoch normalerweise mit einer geringeren Beschleunigungsspannung, so dass sie sich zur Strukturierung von 3,5 μm starken Resistschichten, wie sie am IMT für LIGA-Zwischenmasken üblich sind, nicht eignen. Sollte mit diesen Geräten eine höhere Schreibpräzision erreichbar sein, müsste ein neuer LIGA-Maskenprozess entwickelt werden, der an die Möglichkeiten dieser Geräte angepasst ist und mit dünnerem Resist auskommt.

Da eine Reduzierung der Gitterfehler nicht ohne hohen Aufwand möglich ist, wurden Möglichkeiten gesucht, den Fehllichtanteil anderweitig zu reduzieren. Bei Spektrometern in Foliwellenleiterbauweise kann durch eine Schwärzung der Mantelschicht eine Verringerung des Fehllichtanteils erreicht werden. Dabei ist es wichtig, das für den Lichtaustritt notwendige Fenster in der Lackierung möglichst klein zu halten. Der Fehllichtanteil verringert sich auch, wenn bei der Verspiegelung des Auskoppelspiegels der restliche Wellenleiter möglichst nicht mitverspiegelt wird.

Außerdem wurde im Rahmen dieser Arbeit ein iterativer Algorithmus entwickelt, der es erlaubt, in gemessenen Spektren den Fehllichtanteil rechnerisch zu unterdrücken. Der Algorithmus beruht darauf, dass sich durch Entfaltung der Spektren auf das eingekoppelte Spektrum zurückschließen lässt. Eine Voraussetzung dafür ist die Kenntnis der Impulsantwort des Spektrometers, die aus monochromatischen Messungen bestimmt werden kann. Die Funktionsfähigkeit des Algorithmus wurde getestet. Der Fehllichtuntergrund konnte noch im ungünstigsten Fall auf unter zehn Prozent seines Wertes ohne die Korrektur reduziert werden. Die erzielte Reduzierung des Fehllichtanteils ist so groß, dass der Algorithmus inzwischen von Firma STEAG microParts in die Messsoftware der Spektrometersysteme übernommen wurde und mit jedem LIGA-Mikrospektrometer an die Endkunden ausgeliefert wird.

Bisher war die Beurteilung der optischen Qualität eines Gitters erst mit der Vermessung eines fertigen Spektrometers möglich. Der Einfluss einzelner Prozessschritte auf die Eigenschaften eines Spektrometers konnte daher nicht überprüft werden, da in die Güte des Spektrometers alle vorangegangenen Fertigungsschritte eingehen.

Mit den gewonnenen Kenntnissen über die Ursachen für die Entstehung von Fehllicht wurde ein Messstand zur optischen, berührungslosen Vermessung der Gitterqualität auf Arbeitsmasken und in Abformwerkzeugen konzipiert, der in Zukunft die Kontrolle wesentlicher Zwischenschritten des Fertigungsprozesses erlauben wird. Dabei beleuchtet ein Laser das konkave Gitter und ein Diodenzeilen-Detektor erfasst das gebeugte Licht.

Eine noch genauere quantitative Analyse der verschiedenen Fehllichtanteile wie Streulicht, Gittergeister, Gras usw. wäre mit einem Detektor möglich, der auch bei großen Intensitätsunterschieden ein der Lichtintensität proportionales Ausgangssignal liefert und eine ausreichend hohe Ortsauflösung in der Fläche aufweist.

Mit den diskutierten Maßnahmen kann einerseits die Prozesssicherheit und damit die Ausbeute bei der Herstellung von Spektrometerformeinsätzen und Spektrometerkomponenten deutlich verbessert werden. Andererseits besteht die Möglichkeit bei Anwendung einer geeigneten Schreibstrategie zur Herstellung der Masken den Fehllichtanteil deutlich zu verringern. Damit lässt sich das Anwendungsspektrum für LIGA-Mikrospektrometer erweitern.

9 Anhang A: Belichtung des Zwischenmaskenresists

Der Zwischenmaskenherstellung folgen im LIGA-Verfahren Kopierschritte, die bestenfalls die Genauigkeit der Lage der Absorberstrukturen auf der Maske wiedergeben. Einige Konturabweichungen in den fertigen Spektrometern weisen auf Abweichungen der Goldabsorber auf der Zwischenmaske von der Soll-Lage hin. Zum Verständnis dieser Abweichungen ist die Kenntnis der Schreibstrategie des Elektronenstrahlschreibers Voraussetzung.

Der am IMT eingesetzte Elektronenstrahlschreiber (Philips, Modell EBPG5-HR-D630) ist eine „Vector-Scan“-Maschine, die für Spektromettermasken bei der maximalen Beschleunigungsspannung von 100 kV betrieben wird. Für 100 keV-Elektronen ist die Strahlaufweitung beim Durchgang durch den 3,5 μm starken Zwischenmaskenresist gering, was zu einer hohen Kantensteilheit bei der Resistbelichtung führt.

Die Maschine teilt die zu schreibende Fläche in zwei Arten von Feldern ein. Mit einer wählbaren Kantenlänge von zwischen 100 μm und 560 μm bilden die Hauptablenkfelder die größten Felder. Nach der Belichtung der Fläche eines Hauptablenkfeldes wird das Substrat mit dem Probenstisch zum nächsten Hauptablenkfeld verschoben. Der Antrieb des Tisches erfolgt mit Schrittmotoren mit einer Schrittweite von etwa einem Mikrometer. Die aktuelle Position des Tisches wird laserinterferometrisch auf etwa 8 nm kontrolliert.

Jedes Hauptablenkfeld wird wiederum in Trapezfelder eingeteilt. Die Trapezfelder sind je nach ihrer Lage zu den zu belichtenden Strukturen rechteckig, trapezförmig oder dreieckig. Ihre Kantenlänge liegt bei der verwendeten Schreibspannung von 100 kV zwischen 1,28 μm und 4,55 μm . Die einzelnen Felder werden mäanderförmig ausbelichtet. Abbildung 9-1 skizziert die Anordnung der verschiedenen Felder und die Reihenfolge, in der sie belichtet werden.

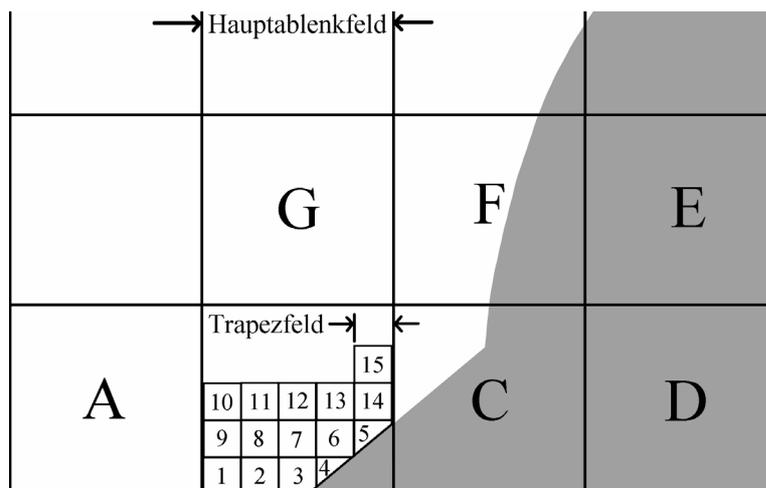


Abbildung 9-1: Skizze zu den verschiedenen Schreibfeldern bei der Elektronenstrahlbelichtung; die graue Fläche bleibt in diesem Beispiel unbelichtet; in ihrer Schreibreihenfolge sind A bis G Hauptablenkfelder und 1 bis 15 Trapezfelder (die Größenverhältnisse sind nicht maßstäblich)

Beim Schreiben von Gitterspektrometern liegt der Durchmesser („spotsize“) des Elektronenstrahls bei 100 nm, die Schrittweite („beam step size“, BSS) von einem belichteten Punkt zum nächsten bei 25 nm. In der Realität ist der Strahl in etwa rund und die Strahlintensität nimmt zum Rand hin ab („Gaußscher Strahl“). Die Wahl einer Schrittweite, die kleiner ist als der Strahldurchmesser, führt zu einer Mehrfachbelichtung der geschriebenen Flächen und zu einer Glättung der Kanten dieser Flächen (siehe Abbildung 9-2) [Mül 1995].

Die Darstellung in Abbildung 9-1 ist in einem Punkt noch vereinfacht. Entlang der Konturen einer zu belichtenden Struktur wird nur ein 3 µm breiter Streifen (Feinlayer genannt) mit dem oben genannten Strahldurchmesser belichtet. Zu belichtende Flächen, die weiter als 3 µm von den Strukturkonturen entfernt sind (Groblayer genannt), werden mit einem größeren Strahldurchmesser (300 nm bis 450 nm), einer größeren Schrittweite (BSS = 250 nm) und mit höherer Strahlintensität geschrieben, um die Gesamtschreibzeit zu reduzieren.

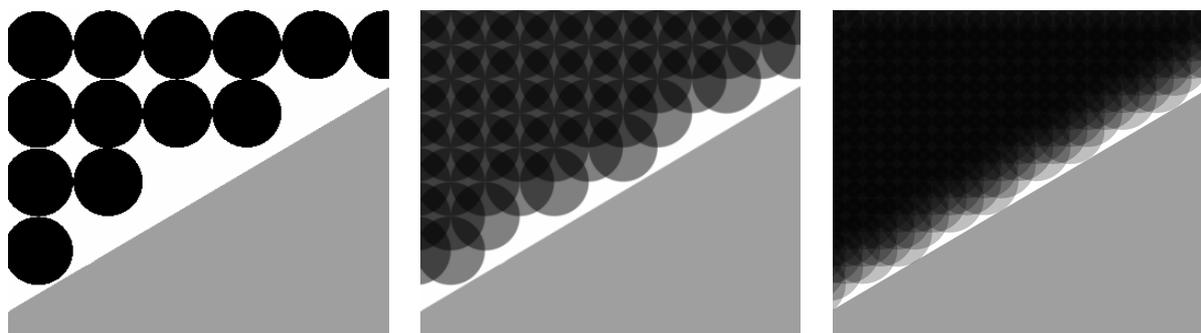


Abbildung 9-2: Skizze zur Abhängigkeit der Kantenabbildung bei verschiedenen Verhältnissen von Strahldurchmesser zu Schrittweite; links 1:1, Mitte 2:1, rechts 4:1; die graue Fläche unten bleibt unbelichtet

Abbildung 9-2 verdeutlicht, dass Strukturkanten, die nicht parallel zu den Achsen des Tisches liegen, auf Grund der digitalen Steuerung nur mit „Trepptchen“ an den Kanten geschrieben werden können.

Abbildung 9-3 zeigt drei rasterkraftmikroskopische Aufnahmen des mit dem Elektronenstrahlschreiber belichteten Resists für eine Zwischenmaske. Der Resist ist noch nicht entwickelt. Die Höhenunterschiede entstehen durch zwei gegenläufige Effekte: Zum einen führen die chemischen Veränderungen des Resists durch die Belichtung zu einem Volumenverlust, der im Bereich des Feinlayers als Reduzierung der Resistdicke (bis zu 150 nm bei 3,5 µm Resistdicke) sichtbar wird. Zum anderen führt die Belichtung mit höherer Strahlstromdichte im Bereich des Groblayers zu einem Aufblähen des Resists (bis zu 1 µm bei 3,5 µm Resistdicke). Die Ursache liegt in der Erhöhung der Temperatur des Resists bei der Belichtung des Groblayers um etwa 100K. Bei der Belichtung des Feinlayers liegt die Temperaturerhöhung nur bei wenigen Kelvin [Hei 2002b].

Die Grenzen der Hauptablenkfelder sind in diesen Aufnahmen ebenso sichtbar wie die Trapezfeldgrenzen. An der Grenze zwischen unbelichtetem Resist und Feinlayer ist die Gitterfront erkennbar.

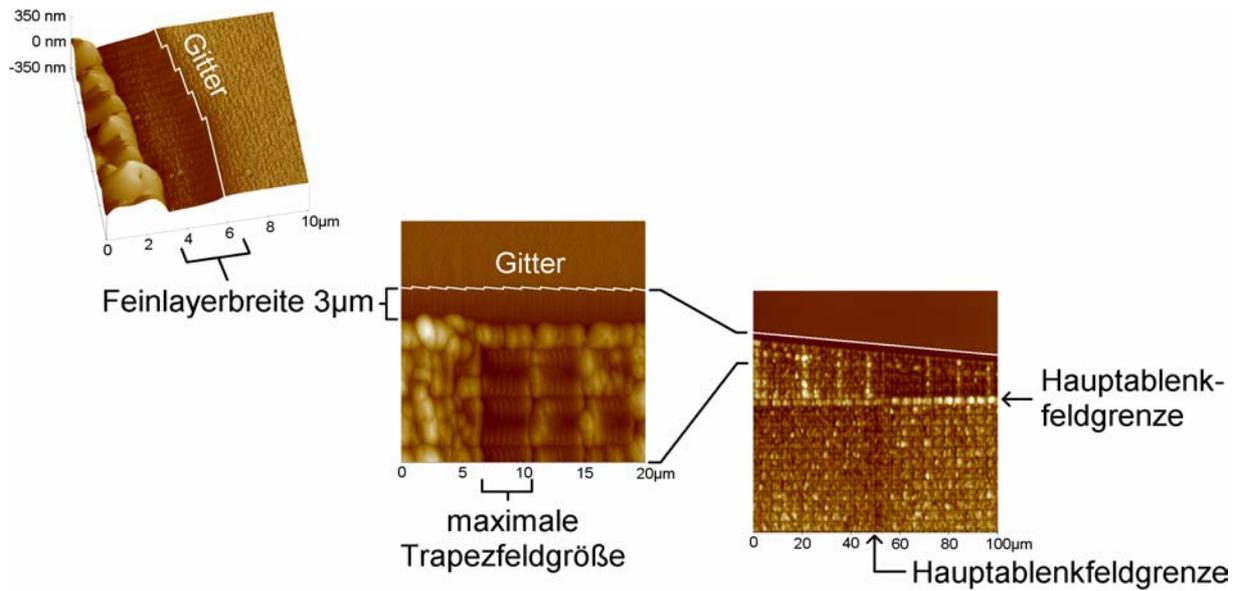


Abbildung 9-3: Rasterkraftmikroskopische Aufnahmen des mit dem Elektronenstrahlschreiber belichteten Resists für eine Zwischenmaske mit Gitter; Losnummer W5219; die maximale Trapezfeldgröße wird aus diesen Messungen im Mittelwert über zehn Trapezfelder zu 4,33 µm ermittelt; die Lage des Gitters ist durch eine weiße Linie markiert

10 Anhang B: Simulationsergebnisse zur Wirkung von Gitterfehlern

Am IMT wurden von B. Krevet Simulationen zur Auswirkung von Abweichungen der Gitterform von der Sollform durchgeführt [Hein 2002a]. Dabei wurden die elektronenmikroskopisch ermittelten Abweichungen als Grundlage verwendet (siehe Abschnitt 6.6.5). Es wurden verschiedene Varianten simuliert, um den Einfluss der verschiedenen Gitterstörungen auf den Fehllichtanteil abzuschätzen. Die Simulation wurde für das Gitter-Layout 0600 durchgeführt. Die Unterteilung in globale und lokale Störungen aus Abschnitt 6.6.5 wurde übernommen. Abbildung 10-1 zeigt das Ergebnis einer solchen Simulation.

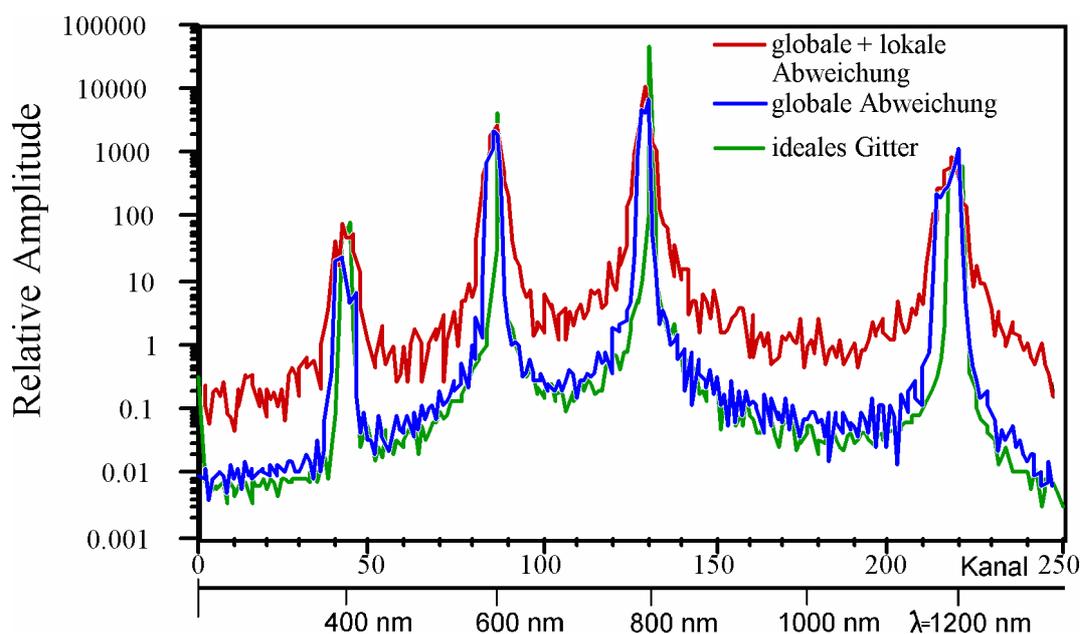


Abbildung 10-1: Relativer Intensitätsverlauf für drei gleichzeitig eingekoppelte Wellenlängen ($\lambda = 400 \text{ nm}$, 600 nm , 800 nm). Aufgetragen sind die Simulationsergebnisse für: a) ideale Ortskurve (unten), b) globale Abweichung der Ortskurve von maximal $2,8 \mu\text{m}$ (Mitte), c) globale und lokale (maximal $\pm 50 \text{ nm}$ senkrecht zum Gitter) Abweichung der Ortskurve (oben). Der Peak bei 1200 nm ist auf die 2. Ordnung von $\lambda = 600 \text{ nm}$ und auf die 3. Ordnung von $\lambda = 400 \text{ nm}$ zurückzuführen.

Die Simulation der idealen Gitterkurve weist auf Grund der Rechengenauigkeit bereits einen Untergrund mit einem Anteil von $4,8 \cdot 10^{-5}$ der maximalen Linienintensität auf. Theoretisch sollte dieser Wert schon bei einem Abstand von 25 nm zur Hauptlinie bei $5 \cdot 10^{-7}$ liegen und in der Mitte zwischen zwei Linien bei unter 10^{-8} (siehe Ende des Abschnitts 4.3.3). Die Genauigkeit der Simulation ist also gerade in der Höhe des Fehllichtuntergrunds durch die Rechengenauigkeit begrenzt.

Zur Berücksichtigung der globalen Abweichung der Gitterform wird der idealen Ortskurve des Gitters ein Polynom überlagert, das in der Gittermitte eine maximale Abweichung von $2,8 \text{ Mikrometern}$ einführt. Die Auswirkung einer globalen Abweichung ist erwartungsgemäß gering: sie führt vor allem zu einer Änderung der Brennweite des Gitters. Der Fehllichtuntergrund hat einen Anteil von $2,5 \cdot 10^{-4}$ der maximalen Linienintensität.

Im Falle der lokalen Abweichung von der Gittersollform werden dem idealen Gitter periodische Abweichungen mit statistischer Amplitude überlagert. Dabei wird die Gitterfront in Ab-

schnitte von $100\ \mu\text{m}$ Länge eingeteilt und diese einzelnen Abschnitte werden als ganzes und von einander unabhängig um einen statistischen Wert von bis zu maximal 20 nm, 50 nm, 100 nm beziehungsweise 200 nm verschoben. Die Verschiebung konnte in X- oder Z-Richtung (siehe Abbildung 4-8) erfolgen, also parallel zur Gitterfront oder senkrecht dazu. Bei der Mischung einer globalen Abweichung von maximal $2,8\ \mu\text{m}$ und einer lokalen, statistischen Abweichung von bis zu maximal 50 nm ergab sich ein Anteil des Fehllichtuntergrunds von $4 \cdot 10^{-3}$.

Die Auswirkung einer lokalen Abweichung steigt mit der Größe der maximalen Abweichung von der idealen Gitterform und ist schon für kleine Abweichungen von maximal 20 nm senkrecht zur Gitterfront sehr deutlich. Für lokale Abweichung parallel zur Gitterfront ergaben sich weitaus geringere Auswirkungen auf den Fehllichtuntergrund (siehe Abbildung 10-2).

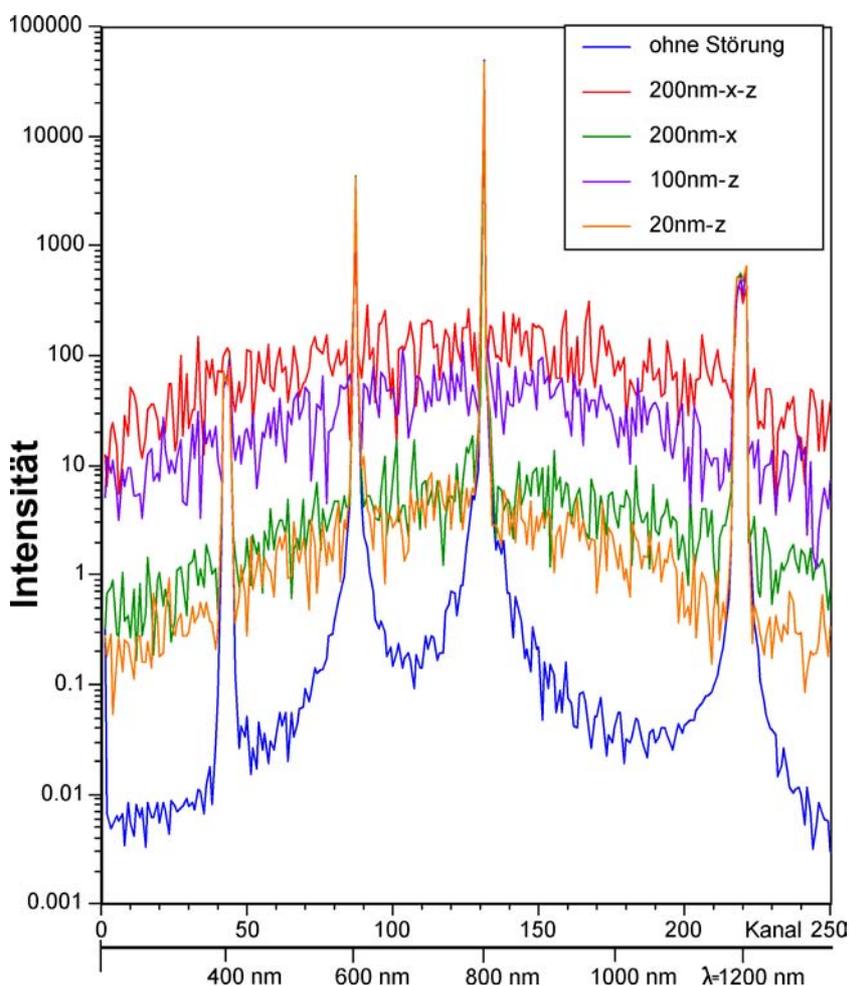


Abbildung 10-2: Berechnete Intensitätsverteilung für verschieden große lokale Störungen. Der Peak bei 1200 nm ist auf die 2. Ordnung von $\lambda = 600\ \text{nm}$ und auf die 3. Ordnung von $\lambda = 400\ \text{nm}$ zurückzuführen.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 10-3 zwei an abgeformten Hohlwellenleiter-Spektrometern gemessene Spektren bei Einkopplung der gleichen drei Wellenlängen wie in den Simulationen. Der Fehllichtuntergrund liegt bei diesen Messungen mit Werten zwischen $2,2 \cdot 10^{-3}$ und $3,4 \cdot 10^{-3}$ der maximalen Linienintensität noch deutlich über den Werten der Simulationen. Das ist verständlich, berücksichtigen die Simulationen die lokalen Abweichungen doch nur als

Verschiebung ansonsten perfekter Gitterabschnitte und lassen die Schwankungen in der Form der einzelnen Zähne völlig unberücksichtigt.

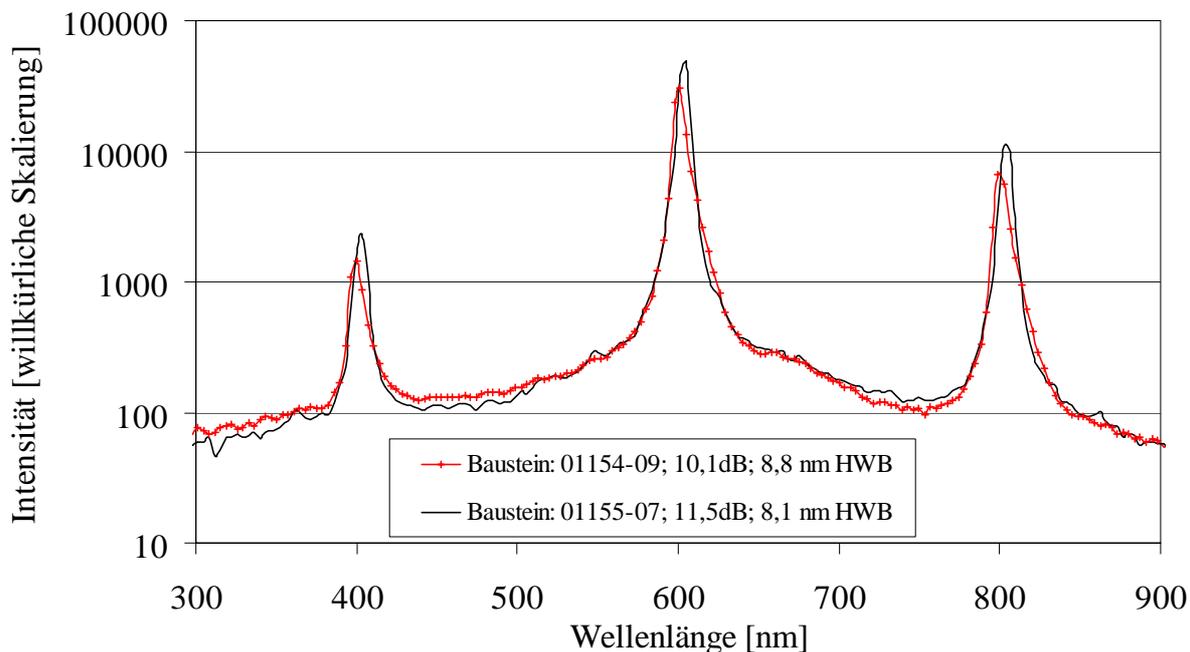


Abbildung 10-3: Gemessener Fehllichtuntergrund an abgeformten LIGA-Spektrometern (Layout 0603-00-A0)

Die von Sharpe und Irish [Sha 1978, S. 880] aufgestellte Formel zur Beschreibung der Fehllichtanteile, die durch unperiodische Störungen der Zahnbreite und der Rillentiefe und durch zufällige, kurzreichweitige Rauigkeiten der Oberfläche eines Plangitters in einem Monochromator auftreten (siehe Kapitel 4.4.8, Formel (4.33)) ist auf Konkavgitter und Wellenleiterstrukturen nur sehr bedingt anwendbar. Außerdem berücksichtigt sie keinerlei periodische Fehler. Ein Beispieldiagramm zu dieser Formel wird hier aufgeführt, da es exemplarisch eine grobe Abschätzung der Auswirkung einiger nichtperiodischer Gitterfehler auf den Fehllichtanteil erlaubt (siehe Abbildung 10-4).

Da sich bei kleinen Lichtwellenlängen die Gitterfehler stärker auswirken, wurde eine Wellenlänge am unteren Rand des sichtbaren Bereichs ($\lambda_M=421$ nm) gewählt. Die Größen $\lambda_W=10$ nm, $\lambda_B=460$ nm, $d=2,4$ μm , $f=17,5$ mm, $q=15400$ μm und $N=6250$ sind so gewählt, dass sie in etwa ein typisches LIGA-Mikrospektrometer beschreiben.

Der Fehllichtanteil aufgrund von Streulicht durch Oberflächenrauigkeiten ist bei einer Varianz der Rauhöhen der Gitteroberfläche von $\sigma_r=7$ nm und einer Autokorrelationslänge der Oberflächenrauigkeit von $a=30$ nm mit etwa $3 \cdot 10^{-6}$ der Intensität der Hauptlinie noch fast vernachlässigbar. Dieser Beitrag ist unabhängig vom Abstand von der Hauptlinie praktisch konstant.

Der Fehllichtbeitrag aufgrund einer angenommenen Varianz des Linienabstands („Rillenbreitenschwankung“) benachbarter Gitterrillen von $\sigma=15$ nm liegt weit entfernt von der Hauptlinie schon bei etwa 10^{-5} der Intensität der Hauptlinie und nimmt nahe der Hauptlinie stark zu.

Eine angenommene Varianz der Linientiefe der Gitterrillen („Profiltiefenschwankung“) von $\sigma_d=10$ nm führt zu einem Fehllichtbeitrag von etwa 10^{-3} der Intensität der Hauptlinie und nimmt ebenfalls nahe der Hauptlinie stark zu. Damit hat eine statistische, nicht periodische

Schwankung der Tiefe der Gitterrillen unter diesen Voraussetzungen den größten Einfluss auf das Fehllicht.

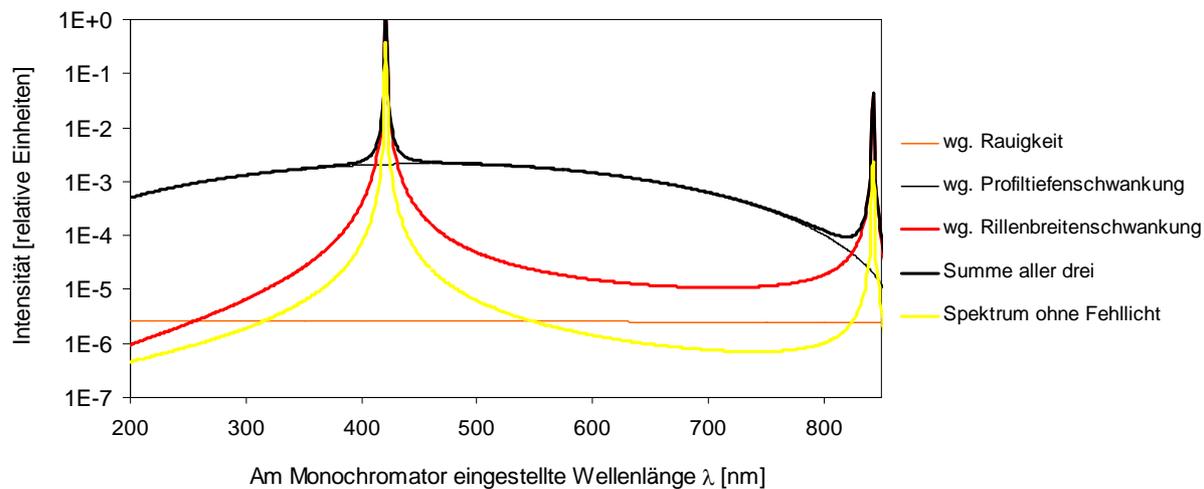


Abbildung 10-4: Streulichtzusammensetzung bei nichtperiodischen Fehlern an Plangittern in Monochromatoren nach Sharpe und Irish; mit den Beispielwerten (siehe Abschnitt 4.4.8) $\lambda_W=10$ nm; $\lambda_B=460$ nm; $d=2,4$ μm ; $\lambda_M=421$ nm; $a=30$ nm; $\sigma_r=7$ nm, $\sigma=15$ nm, $\sigma_d=10$ nm; $q=15400$ μm (aus Sicht des Gitters gesehene Spalthöhe im Wellenleiter, siehe Abschnitt 4.4.2); $f=17,5$ mm; $N=6250$

“Every Ray of Light has therefore two opposite Sides.”

Newton in „Opticks“, London 1704, (aus Hecht / Zajac §1, S. 6), Nachdruck Vieweg Braunschweig, 1983

11 Literaturverzeichnis

Internetadressen:

http://hikwww1.fzk.de/imt/bereiche/fe1/d_index.html	(IMT-Funktionsbereich Mikrooptik)
http://www.microparts.de/?rubrik=bereiche&seite=mikrooptik.php&lang=d	(STEAG microParts Mikrospektrometer)
http://www.gratinglab.com	(Richardson Grating Laboratory)

- Ach 2000 S. Achenbach, F. J. Pantenburg und J. Mohr, Optimierung der Prozeßbedingungen zur Herstellung von Mikrostrukturen durch ultratiefe Röntgenlithographie (UDXRL), Wissenschaftliche Berichte der Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) GmbH, Nr. FZKA 6576, 140 Seiten, 2000
- And 1990 B. Anderer, W. Ehrfeld und J. Mohr, Grundlagen für die röntgentiefenlithografische Herstellung eines planaren Wellenlängen-Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsgitter, Wissenschaftliche Berichte der Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK) GmbH, Nr. KfK 4702, 95 Seiten, 1990
- Ben 1989 J. M. Bennett und L. Mattsson, Introduction to surface roughness and scattering, Optical Society of America, 1989
- Ber 1992 P. Luger in Bergmann und Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6: Festkörper, § 2.3 Kristallstrukturbestimmung, S. 109-203, W. de Gruyter, 1992
- Bor 1965 M. Born und E. Wolf, Principles of optics, Pergamon Press, Oxford, 1965
- Bra 1986 R. N. Bracewell, The Fourier transform and its applications, McGraw-Hill Book Company, 2nd edition, 474 Seiten, 1986
- Cal 1973 J. A. E. Calatroni und M. Garavaglia, New analysis of the theory of Rowland ghosts, Applied Optics, Vol. 12, Nr. 10, S. 2298-2301, 1973
- Cha 1973 D. C. Champeney, Fourier transforms and their physical applications, Academic Press, 5. Auflage, 256 Seiten, 1973
- Dun 1980 G. J. Dunning und M. L. Minden, Scattering from high efficiency diffraction gratings, Applied Optics, Vol. 19, Nr. 14, S. 2419-2425, 1980
- Eva 1976 R. C. Evans, Einführung in die Kristallographie, W. de Gruyter, 1976
- Fin 1952 N. A. Finkelstein, C. H. Brumley und R. J. Meltzer, The reduction of ghosts in diffraction spectra, Journal of Optical Society of America, Vol. 42, Nr. 2, S. 121-126, 1952
- Gar 1968 M. Garavaglia und C. A. Massone, False spectra from a plane grating produced by laser illumination, Applied Optics, Vol. 7, Nr. 8, S. 1443-1445, 1968
- Goo 1996 J. W. Goodman, Introduction to Fourier optics, McGraw-Hill Companies, 1996
- Hah 2001 L. Hahn, IMT-Arbeitsanweisung AA621, FZK / IMT, 9 Seiten, 2001
- Hec 1974 E. Hecht und A. Zajac, Optics, Addison-Wesley Publishing Company, 565 Seiten, 1974
- Heid 1991 M. Heidinger, W. K. Schomburg und G. Stern, Interner IMT-Bericht Nr. 106/14, KfK, 62 Seiten, 23.4.1991
- Hein 1993 H. Hein und C. Müller, Interner IMT-Bericht Nr. 102/25, KfK, 14 Seiten, 3.5.1993
- Hein 2002a H. Hein, B. Krevet und A. Last, Interner IMT-Bericht Nr. B201-01, FZK, (Abschlussbericht 99-133R-00B), 22 Seiten, 1.3.2001

- Hein 2002b H. Hein, Mündliche Auskunft vom 21.5.2002
- Hut 1982 M.C. Hutley, Diffraction gratings, Academic Press, 330 Seiten, 1982
- Jan 2002 A. Janssen, Maskenvergleich 0471, Interne IMT-Notiz Nr. N201-06, FZK, 4 Seiten, 7.2.2002
- Jen 1957 F. A. Jenkins und H. E. White, Fundamentals of optics, McGraw-Hill Book Company, third edition, 637 Seiten, 1957
- Jen 1985 F. A. Jenkins und H. E. White, Fundamentals of optics, McGraw-Hill Book Company, fourth edition, 1985
- Kau 2001 J. Kauppinen und J. Partanen, Fourier transforms in spectroscopy, Wiley-VCH, 1. Auflage, 271 Seiten, 2001
- Kre 2000 B. Krevet, Interne IMT-Notiz, 4 Seiten, 3.4.2000
- Kri 1999 P. Krippner, Hochempfindliche LIGA-Mikrospektrometersysteme für den Infrarotbereich, Wissenschaftliche Berichte der Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) GmbH, Nr. FZKA 6346, 111 Seiten, 1999
- Las 1996a A. Last, Möglichkeiten zur Verbesserung des Streulichtverhaltens der Mikrospektrometer, IMT-Besprechungsprotokoll Nr. P110-201, FZK, 4 Seiten, 14.10.1996
- Las 1996b A. Last, Interne IMT-Notiz Nr. N110-32, FZK, 2 Seiten, 5.11.1996
- Las 1996c A. Last, Interne IMT-Notiz Nr. N110-33, FZK, 2 Seiten, 7.11.1996
- Las 1997a A. Last, Interne IMT-Notiz Nr. N117-05, FZK, 10 Seiten, 25.2.1997
- Las 1997b A. Last und J. Mohr, Interner IMT-Bericht Nr. B110-84, FZK, 18 Seiten, 28.4.1997
- Las 1998 A. Last, Interner IMT-Bericht Nr. B110-84, FZK, 8 Seiten, 18.11.1998
- Las 1999a A. Last, J. Mohr, B. Krevet und R. Wittmann, Interner IMT-Bericht Nr. B110-102, FZK, 12 Seiten, 30.7.1999
- Las 1999b A. Last und J. Mohr, Meilensteinbericht Farbmeßbaustein vom 01.10.99 Projekt Nummer 99-075R-00B, Interner IMT-Bericht Nr. B110-108, FZK, 16 Seiten, 5.10.1999
- Las 1999c A. Last, Interner IMT-Bericht Nr. B110-106, FZK, 9 Seiten, 8.12.1999
- Las 2000a A. Last, Interner IMT-Bericht Nr. B208-01, FZK, 15 Seiten, 2.08.2000
- Las 2000b A. Last, Interner IMT-Bericht Nr. B208-03, FZK, 10 Seiten, 10.10.2000
- Las 2001 A. Last, Interner IMT-Bericht Nr. B208-04, FZK, 16 Seiten, 15.2.2001
- Las 2002 A. Last, Mikrospektrometer / Viel Farbe aus wenig Licht, Physik in unserer Zeit, Heft 2/2002, Wiley-VCH Verlag, S. 56-59, 2002
- Las 2003 A. Last, Klappdeckel für optische Hohlwellenleiter-Strukturen, Gebrauchsmustereintragung Nr. 203 00 841.3, Patent- und Markenamt München, Eintragung vom 30.3.2003
- Lip 1997 St. G. Lipson, H. S. Lipson und D. S. Tannhauser, Optik, Springer-Verlag, 490 Seiten, 1997
- Loe 1990 E. G. Loewen, E. K. Popov, L. V. Tsonev und J. Hoose, Experimental study of local and integral efficiency behaviour of a concave holographic diffraction grating, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 7, Nr. 9, S. 1764-1769, 1990
- Loe 1997 E. G. Loewen und E. Popov, Diffraction gratings and applications, Marcel Dekker Inc., New York, 601 Seiten, 1997
- Lym 1901 T. Lyman, False spectra from the Rowland concave grating, The Physical Review, Vol. 12, Nr. 1, S. 1-13, 1901
- Lym 1903 T. Lyman, An explanation of the false spectra from diffraction gratings, The Physical Review, Vol. 16, Nr. 5, S. 257-266, 1903
- Mag 1963 W. F. Magie, Herausgeber E. H. Madden, A source book in physics, Harvest University Press, 620 Seiten, 1963

11 Literaturverzeichnis

- Mar 1958 A. Maréchal, La diffusion résiduelle des surfaces polies et des réseaux, *Optica Acta*, Vol. **5**, S. 70-74, 1958
- Men 1997 W. Menz und J. Mohr, *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*, 2., erweiterte Auflage, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 433 Seiten, 1997
- Mey 1949 C. F. Meyer, *The diffraction of light, X-Rays, and Material Particles*, published by J. W. Edwards, The University of Chicago Press, 473 Seiten, 1949
- Mül 1995 C. Müller und J. Mohr, Miniaturisiertes Spektrometersystem in LIGA-Technik, *Wissenschaftliche Berichte der Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) GmbH*, Nr. FZKA 5609, 84 Seiten, 1995
- Pei 1879 C. S. Peirce, On the ghosts in Rutherford's diffraction-spectra, *American Journal of Mathematics*, Vol. **2**, S. 330-347, 1879
- Ric 2001 Richardson Grating Laboratory, Technical note 9, www.gratinglab.com/library/techNotes/techNote9.asp, 143 Seiten, 2001
- Reu 1983 A. Reule, Das Auflösungsvermögen von Gittern in planaren Multimode-Wellenleitern und sein Zusammenhang mit der Krümmung der Spektrallinien in Gitterspektrographen, *Optik*, Vol. **66/1**, S. 73-90, 1983
- Row 1882 H. A. Rowland, Notice of the results accomplished in the manufacture and theory of gratings for optical purposes, *Philosophical Magazine and Journal of Science*, Vol. **13**, S. 469-474, 25.5.1882
- Row 1893 H. A. Rowland, Gratings in theory and practice, *Philosophical Magazine and Journal of Science*, Series 5, Vol. **35**, S. 397-419, Mai 1893
- Sam 1967 J. A. R. Samson, *Techniques of vacuum ultraviolet spectroscopy*, John Wiley & Sons Inc., 348 Seiten, 1967
- Saw 1963 R. A. Sawyer, *Experimental spectroscopy*, Dover Publications, third edition, 358 Seiten, 1963
- Sha 1978 M. R. Sharpe und D. Irish, Straylight in grating monochromators, *Optica Acta*, Vol. **25**, S. 861-893, 1978
- Sha 1984 M. R. Sharpe, Stray light in UV-VIS spectrophotometers, *Analytical Chemistry*, Vol. **56**, Nr. 2, S. 339-356, 1984
- Sto 1995 J. C. Stover, *Optical scattering – measurement and analysis*, McGraw-Hill Inc., 2. Auflage, 321 Seiten, 1995
- Str 1961 G. W. Stroke, Attainment of high-resolution gratings by ruling under interferometric control, *J. of the Optical Society of America*, Vol. **51**, Nr. 12, S. 1321-1339, 1961
- Str 1967 G. W. Stroke, Diffraction gratings, in: *Handbuch der Physik*, Band XXIX, *Optische Instrumente*, Herausgeber S. Flügge, Springer-Verlag, S. 426-754, 1967
- Tar 1978 A. W. S. Tarrant, Optical techniques for studying stray light in spectrophotometers, *Optica Acta*, Vol. **25**, Nr. 12, S. 1167-1174, 1978
- Ver 1978 J. F. Verrill, The specification and measurement of scattered light from diffraction gratings, *Optica Acta*, Vol. **25**, Nr. 7, S. 531-547, 1978
- Woo 1994 Th. N. Woods, R. T. Wrigley III, G. J. Rottman und R. E. Haring, Scattered-light properties of diffraction gratings, *Applied Optics*, Vol. **33**, Nr. 19, S. 4273-4284, 1994

12 Variablen- und Abkürzungsverzeichnis

Variablenverzeichnis:

α	Lichteinfallswinkel auf das Gitter [°]
α_{Apex}	Apex-Winkel der Gitterzähne [°]
β	Lichtausfallswinkel [°]
δ_{HF}	Fehler beim Aneinandersetzen der Hauptplattenfelder bei der ESL („stitching error“)
χ	Lichteinfallswinkel bei der Totalreflexion im Folienwellenleiter [°]
δ	Abbruchskriterium der Iteration des Fehllichtkorrekturalgorithmus ($\delta \ll 1$)
ε	Amplitude von Gitterfehlern [nm]
φ	Winkel des Auskoppelspiegels zum Wellenleiter [°]
θ	Beugungswinkel [°]
λ	Wellenlänge [nm]
λ'	andere Wellenlänge [nm]
λ_{B}	Blazewellenlänge [nm]
λ_{M}	monochromatisch eingekoppelte Wellenlänge [nm]
λ_{W}	Monochromatorbandbreite [nm]
$\Delta\lambda$	Wellenlängenabweichung [nm]
σ	Varianz des Linienabstands benachbarter Gitterrillen [nm]
σ_{d}	Varianz der Linientiefe der Gitterrillen [nm]
σ_{r}	Varianz der Rauhöhen der Gitteroberfläche [nm]
a	Autokorrelationslänge der Oberflächenrauigkeit [nm]; ein konstanter Faktor
b	Bildweite [mm]
d	Gitterkonstante [μm]
d'	abweichende Gitterkonstante [μm]
f	Brennweite [mm]; Brennweite der Abbildungslinse des Monochromators [mm]
$f(x)$	eine Funktion
g	Gegenstandsweite einer Abbildung [mm]
$g(x)$	eine Funktion
$g(\lambda)$	spektrale Impulsantwort eines Spektrometers
$h(\lambda)$	in ein Spektrometer eingekoppeltes Spektrum
\mathbf{k}_0	Wellenvektor einer Lichtwelle [$1/\mu\text{m}$]
$\mathbf{k}_{\text{effektiv}}$	zum Gitter senkrechte Komponente des Wellenvektor einer Lichtwelle [$1/\mu\text{m}$]
l	Länge des Spektrums auf dem Detektor [μm]
m	eine ganze Zahl
n	Beugungsordnung
n'	Beugungsordnung für Licht der Wellenlänge λ'
n_1	Brechungsindex der Kernschicht eines Folienwellenleiters

12 Variablen- und Abkürzungsverzeichnis

$n_{2,3}$	Brechungsindex der Mantelschicht eines Folienwellenleiters
n_i	Brechungsindex des Materials, aus dem Licht austritt
n_t	Brechungsindex des Materials, in das Licht eintritt
p	Nummer eines Nebenmaximums bei Beugung am Gitter
q	Wurzel aus Eintritts- mal Austrittsspalthöhe [μm]
r	Breite einer Delle in einem abgeformten Wellenleiter [mm]
r_0	Abstand einer Rechteckblende von der Bildebene [mm]
u_i	Hilfskoordinate in der Definition der Fresnel-Integrale
v_i	Hilfskoordinate in der Definition der Fresnel-Integrale
y	Ortskoordinate innerhalb einer Rechteckblende [mm]
z	Ortskoordinate innerhalb einer Rechteckblende [mm]
W, w'	Hilfsvariablen in der Definition der Fresnel-Integrale
A	Abbildungsverhältnis
B_i	abgeänderten Basisdatensatz bei der Beschreibung des Korrekturalgorithmus
B_{Spalt}	Eintrittsspaltbreite [μm]
$\mathcal{C}(w)$	Fresnel-Integral
D	Breite eines Einzelspalts [μm]
D_{Kern}	Faserkerndurchmesser [μm]
D_λ	Dispersion [nm / μm]
\mathcal{F}	Fouriertransformierte
$F_{\text{Lichtaustritt}}$	Lichtaustrittsfläche eines Spektrometers [mm^2]
H	Strukturhöhe einer LIGA-Struktur; Höhe eines Wellenleiters [μm]
I_0	Intensität in der Bildmitte hinter einer Rechteckblende
I_P	Intensität in einem Punkt hinter einer Rechteckblende
$I(\theta)$	Winkelabhängige Intensität hinter einer Lochblende
$I(\lambda)$	gemessenes Spektrum bei Einkopplung beliebiger Wellenlängen
J_1	Bessel-Funktion erster Ordnung
L	Länge des Lichtwegs in einem Wellenleiter [mm]
N_{Gitter}	Anzahl der beleuchteten Gitterzähne
NA	Numerische Apertur
$P(y, z)$	Koordinate in einer rechteckigen Schlitzblende
R	(Rowland-) Kreisradius [mm]
R_a	über eine Messstrecke arithmetisch gemittelter Rauigkeitswert
R_z	Rauhigkeitswert der den Mittelwert über die maximalen Höhenunterschiede in fünf einzelnen, gleichlangen Einzelabschnitten einer Gesamtstrecke angibt
$\mathcal{S}(w)$	Fresnel-Integral
$S(\lambda)$	Summenfunktion bei der Beschreibung des Korrekturalgorithmus
$ST(\lambda)$	Kennzahl für den Fehllichtanteil (ursprünglich von „Streulichtkennzahl“)

Abkürzungsverzeichnis:

AFM	A tomic F orce M icroscope = Rasterkraftmikroskop
ASA	A merican S tandard A ssociation (hier: Maß für die Filmempfindlichkeit mit linearer Skala (im Gegensatz zur logarithmischen DIN-Skala; offiziell ist heute nur noch die ISO-Angabe zulässig))
BRDF	B idirectional R eflective D istribution F unction
BSS	b eam s tep s ize (Einzelschrittweite des Elektronenstrahls bei der ESL)
CAD	C omputer A ided D esign
CATS-Prozessor	C halice T echnology Prozessor (auch: "ChalTech"; nach dem Hersteller bezeichneter Prozessor zur Aufbereitung der CAD-Daten für die ESL)
DIN	D eutsche I ndustrie N orm (hier: vor allem in Europa gebräuchliches Maß für die Filmempfindlichkeit mit logarithmischer Skala)
dxf	d rawing e xchange f ormat (ein Standardformat im CAD)
ESL	E lektronenstrahl l ithografie
ESS	E lektronenstrahl s chreiber
FZK	F orschungszentrum K arlsruhe GmbH
GDS-II	G raphic D ata S tream Dateiformat (ein Standardformat im Chip-Layout)
GG-Entwickler	Nach den Patentinhabern von 1982, G lashauser und G hica, benanntes „Verfahren für die spannungsrisssfreie Entwicklung von bestrahlten Polymethylmetacrylat-Schichten“
HWL	H ohlwellen l eiter
IMT	I nstitut für M ikrostruktur t echnik
Invar-Rahmen	Rahmen aus einem Stahl mit geringem thermischen Ausdehnungskoeffizienten („Invar“ von invariant)
ISO	I nternational S tandards O rganization (hier: Maß für die Filmempfindlichkeit; ein Zusammenzug der ASA- und der DIN-Skala: ISO 100/21 bedeutet eine Filmempfindlichkeit von 100 ASA bzw. 21 DIN.)
KFK	K ernforschungszentrum K arlsruhe GmbH
Laser	L ight A mplification by S timulated E mission of R adiation
LIGA	Prozess aus L ithografie, G alvanik und A bformung
NIR	N ahes I nfrarotlicht
Nr.	N ummer
PMMA	P oly m ethyl m etacrylat ([®] Plexiglas)
PSD	P ower S pectral D ensity function
REM	R asterelektronen m ikroskop
RMS	R oot M ean S quare
RTL	R öntgentiefen l ithografie
S.	S eite
UDXRL	U ltra D eep X - R ay L ithography
UV	U ltraviolett
VIS	Englisch : „ v isible light“, der sichtbare Wellenlängenbereich
Vol.	V olume (englisch: Band)