

Untersuchungen zur Specklereduktion bei der Infrarot-Laser gestützten Ferndetektion von TNT-Oberflächenkontaminationen

Diplomarbeit

vorgelegt im Studiengang Physikalische Technik der Fachhochschule Aachen,
erstellt am Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik Freiburg.

Von

JAN MATHIS KASTER

Referent, Fraunhofer IAF : Prof. Dr. Joachim Wagner
Referent, FH Aachen : Prof. Dr. Arnold Förster
Mentor, Fraunhofer IAF : Dr. Frank Fuchs

Freiburg im Breisgau

15. Juni 2009.



*„Das Höchste, wozu der Mensch gelangen kann,
ist das Erstaunen“*

Johann Wolfgang von Goethe

Für Katja, Roswitha und Matthias.

Veröffentlichungen und Vorträge

Teilergebnisse dieser Arbeit sind Gegenstand folgender Veröffentlichungen und Vorträge:

Hinkov, B., Fuchs, F., Kaster, J., Yang, Q. K., Bronner, W., Aidam, R., Köhler, K. und Wagner J. Broad band tunable quantum cascade lasers for stand-off detection of explosives. *SPIE Europe Security & Defense 2009*, Berlin.

Hinkov, B., Fuchs, F., Kaster, J., Yang, Q. K., Bronner, W., Aidam, R., Köhler, K. und Wagner J. Time-resolved lasing-characteristics of external-cavity quantum cascade lasers emitting in the mid-infrared. *7th International Conference on Tunable Diode Laser Spectroscopy 2009*, Zermatt.

Lewi, T., Tsun, A., Katzir, A., Kaster, J. und Fuchs, F. Silver halide single mode fiber for broadband Mid-IR stellar interferometry. Im Juni 2009 bei *Applied Physics Letters* zur Veröffentlichung akzeptiert.

Erklärung zur Diplomarbeit

Hiermit versichere ich, Jan Mathis Kaster, geboren am 19. Juni 1983 in Trier,

1. dass ich meine Diplomarbeit mit dem Titel *Untersuchungen zur Specklereduktion bei der Infrarot-Laser gestützten Ferndetektion von TNT-Oberflächenkontaminationen* am Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg unter Betreuung durch Prof. Dr. Joachim Wagner und Dr. Frank Fuchs selbstständig verfasst habe und keine anderen als die im Literaturverzeichnis angegebenen Quellen benutzt habe. Textpassagen, welche veröffentlichten oder noch nicht veröffentlichten Werken dem Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen wurden, habe ich in jedem einzelnen Falle durch Angabe der Quelle, auch der benutzten Sekundärliteratur, als Entlehnung kenntlich gemacht. Zeichnungen oder Abbildungen in dieser Arbeit sind von mir selbst erstellt worden oder mit einem entsprechenden Quellennachweis versehen.
2. als Urheber der anliegenden Arbeit, dass eine Kopie nach Abschluss des Prüfungsverfahrens der Hochschulbibliothek der Fachhochschule Aachen übergeben wird und somit durch Einsicht und Ausleihbarkeit der Öffentlichkeit zugänglich ist. Diese Arbeit ist in gleicher oder ähnlicher Form noch bei keiner anderen Prüfungsbehörde eingereicht worden.

Freiburg im Breisgau, 15. Juni 2009

Inhaltsverzeichnis

VERÖFFENTLICHUNGEN UND VORTRÄGE	V
ERKLÄRUNG ZUR DIPLOMARBEIT	VII
GLOSSAR	XI
ZUSAMMENFASSUNG	1
1 EINFÜHRUNG UND ÜBERBLICK	3
1.1 Abbildende MIR-Ferndetektion von TNT-Oberflächenkontaminationen	3
1.2 Speckles und Möglichkeiten zur Specklereduktion	4
1.3 Überblick über die Diplomarbeit	6
2 REDUKTION SUBJEKTIVER SPECKLES BEI DIFFUSER REFLEXION PARTIELL KOHÄRENTER MIR-STRAHLUNG	7
2.1 Experimenteller Aufbau	7
2.1.1 Detektionsalgorithmus	7
2.1.2 Strahlungsquelle und Führung der Strahlung	8
2.1.3 CVD-Diamant-Diffusor und experimentelle Anordnung	11
2.1.4 Proben	14
2.1.5 IR-Kamera	15
2.1.6 Synchronisation von IR-Kamera und IR-Laser	15
2.1.7 Strahlungsverlauf und Reflexionswinkel an den Proben	16
2.2 Charakterisierung des Strahlungsverlaufs	20
2.2.1 Ermittlung der Numerischen Apertur des Wellenleiters	20
2.2.2 Ermittlung der Divergenz der CVD-Diamant-Diffusoren	22
2.2.3 Streuverluste der Diffusoranordnung	24
2.2.4 Streucharakteristik der Aluminiumproben	25
2.3 Specklekontrastreduktion	26
2.3.1 Definition des Specklekontrastes und Ermittlung im Experiment	26
2.3.2 Ermittlung des Specklekontrastes mit ausreichender statistischer Sicherheit	28
2.3.3 Untersuchung des Specklekontrastes ohne TNT-Kontamination im Divisionsbild	30
	ix

2.3.4	Erkennbarkeit von TNT im Divisionsbild	33
2.3.5	Winkelabhängigkeit des Specklekontrastes im Divisionsbild	35
3	ERGEBNISSE	37
3.1	Specklekontrast ohne TNT-Kontamination	37
3.2	Erkennbarkeit von TNT-Kontaminationen	43
3.3	Winkelabhängigkeit des Specklekontrastes im Divisionsbild	45
4	DISKUSSION	47
4.1	Verbinden von Effekten der Specklekontrastreduktion	47
4.2	Räumliche Integration von Speckles	49
4.2.1	Abschätzen der lateralen subjektiven Specklegröße	49
4.2.2	Freiheitsgrad durch räumliche Integration von Speckles	53
4.3	Zeitliche Integration von Speckles	55
4.3.1	Abschätzen der spektralen Frequenzbreite der Strahlung	55
4.3.2	Einfluss der IR-Wellenleiter auf die spektrale Frequenzbreite	56
4.3.3	Freiheitsgrad durch zeitliche Integration von Speckles	59
4.4	Diffusoranordnung – Güte des experimentellen Aufbaus	60
4.5	Winkelabhängigkeit und Effekte inhomogener Strahlungsleistungsverteilungen	63
5	SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK	67
	LITERATURVERZEICHNIS	69
	ANHANG A LABVIEW KAMERA SCHNITTSTELLE	73
	DANKSAGUNG	81

Glossar

Akronyme

IED	<i>engl.</i> Improvised Explosive Device, Improvisierter Sprengsatz
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
IRLDEX	Infrarotlasergestützte abbildende Detektion von Explosivstoffen, BMBF Verbundforschungsprojekt, Referat Zivile Sicherheit
FTIR	Fouriertransformations-Infrarot-Spektroskopie
LIBS	<i>engl.</i> Laser Induced Breakdown Spectroscopy, Laserinduzierte Plasma-Spektroskopie
DIAL	Differential-Absorptions-LIDAR
LIDAR	<i>engl.</i> Light Detection and Ranging, Lichtdetektion und Entfernungsmessung
PAS	Photoakustische Spektroskopie
LIL	Laserinduzierte Lumineszenz-Spektroskopie
TNT	Trinitrotoluol, <i>IUPAC-Bezeichnung:</i> 2-Methyl-1,3,5-trinitrobenzol, $C_6H_2(CH_3)(NO_2)_3$
MIR	Mittleres Infrarot
SAR	<i>engl.</i> Synthetic Aperture Radar, Radar mit synthetischer Apertur
QCL	<i>engl.</i> Quantum Cascade Laser, Quantenkaskadenlaser
EC	<i>engl.</i> External Cavity, Externer Resonator

CVD	<i>engl.</i> Chemical Vapour Deposition, Gasphasenabscheidung
MCT	<i>engl.</i> Mercury Cadmium Telluride, gemeint ist: Quecksilbertellurid-Cadmiumtellurid-Mischkristall, II-VI Verbindungshalbleiterlegierungen
FPA	<i>engl.</i> Focal Plane Array, Bildfeldmatrix
NETD	<i>engl.</i> Noise Equivalent Temperature Difference, Rauschäquivalente Temperaturdifferenz
TTL	Transistor-Transistor-Logik
PSF	<i>engl.</i> Point-Spread Function, Punktverteilungsfunktion
ROI	<i>engl.</i> Region Of Interest, Bildauslesebereich in Flächenform
LOI	<i>engl.</i> Line Of Interest, Bildauslesebereich in Linienform
HWHM	<i>engl.</i> Half Width at Half Maximum, Halbe Halbwertbreite

Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Specklereduktion bei der Infrarotlaser-gestützten abbildenden Ferndetektion von TNT-Oberflächen-kontaminationen. Für die Detektion wird die Probenoberfläche mit einem abstimmbaren Quantenkaskadenlaser bei verschiedenen Wellenzahlen im Spektralbereich von 1340cm^{-1} bis 1380cm^{-1} bestrahlt, während eine Infrarot-Kamera Bilder der bestrahlten Fläche aufzeichnet. Diese Bilder werden dann so verarbeitet, dass im Ausgabebild die chemisch spezifische TNT-Absorption durch eine Änderung der Helligkeit örtlich aufgelöst erkennbar werden.

Da kohärente Strahlung, welche beispielsweise an optisch rauen Oberflächen reflektiert wird, aufgrund der stochastischen Verteilung der Oberflächenrautiefe mit der einfallenden Strahlung lateral unterschiedlich interferiert, entsteht ein „Rauschen“ in der aufgezeichneten Strahlungsleistungsverteilung, das sog. Speckle-Phänomen. Die Empfindlichkeit der oben skizzierten Lasergestützten Messtechnik wird im Wesentlichen durch diesen Effekt limitiert.

Um die durch Laserspeckles verursachten Rauschanteile zu reduzieren, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Durch Reduktion von zeitlicher und räumlicher Kohärenz der Strahlung wird deren Interferenzfähigkeit reduziert und durch Variieren des Specklemusters während einer Bildaufzeichnung führen Mittelungen unkorrelierter Rauschanteile zu einer Specklekontrastreduktion. Letztere Möglichkeit resultiert daraus, dass Laserspeckles statistisch durch die Familie der Gammaverteilungen beschrieben werden können. Demnach verbessert sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit der Anzahl gemittelter, unkorrelierter Rauschmuster proportional nach

$$S/N \propto \sqrt{N},$$

wobei N der Anzahl unkorrelierter Specklemuster entspricht.

Ein im MIR-Spektralbereich umsetzbarer Ansatz, der all diese Möglichkeiten berücksichtigt, wurde bereits 1971 von Lowenthal und Joyeaux, vgl. [9], vorgeschlagen und im Rahmen der vorliegenden Arbeit für den infraroten Spektralbereich adaptiert. Dazu wird die Strahlung mit zwei CVD-Diamant-Wafern moduliert; ein Wafer ist dabei stationär und der andere rotiert mit ca. 70Hz.

In der vorliegenden Arbeit konnte mit diesem Ansatz eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses in der betrachteten Strahlungsleistungsverteilung von ursprünglich 3 auf etwa 45 erzielt werden. So konnten erstmals TNT-Kontaminationen von bis zu $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ in einem Abstand von 5m abbildend nachgewiesen werden. Dies entspricht der Kontamination durch einen mit TNT leicht verunreinigten Fingerabdruck.

1 Einführung und Überblick

1.1 Abbildende MIR-Ferndetektion von TNT-Oberflächenkontaminationen

Um Gefahrstoffe chemisch spezifisch zu erkennen, sind die optische Detektionsverfahren hervorragend geeignet. Sie sind berührungslos und können ohne erkennbare Beeinflussung der zu untersuchenden Gegenstände Informationen über diese liefern. Dies ist von entscheidendem Vorteil, wenn etwa improvisierte Sprengsätze (*engl.* „Improvised Explosive Device“, IED) erkannt werden sollen, ohne dadurch eine Detonation zu verursachen. Im BMBF-Forschungsprojekt IRLDEX (Infrarotlaser gestützte abbildende Detektion von Explosivstoffen), in dessen Kontext die Aufgabenstellung dieser Diplomarbeit entstand, ist das Schwerpunktziel Explosivstoffe in geringen Konzentrationen auf Oberflächen abbildend nachzuweisen, vgl. [1].

Weitere Forschungsansätze zur abbildenden Detektion liefern z. B. die abbildende Fouriertransformations-Spektroskopie (Imaging FTIR), vgl. [2], oder die kombinierte hyperspektrale Raman-Bildgebung und laserinduzierte Plasma-Spektroskopie (LIBS) vgl. [3]. Neben der abbildenden Detektion existieren weitere Forschungssätze zur Ferndetektion von Gefahrstoffen; beispielsweise über die Differential-Absorptions-LIDAR-Methode (DIAL), vgl. [4], die photoakustische Laser-Spektroskopie (Laser PAS), vgl. [5], oder die kombinierte Ramanspektroskopie und zeitaufgelöste, laserinduzierte Lumineszenz-Spektroskopie (LIL), vgl. [6].

Zur Demonstration der Machbarkeit erfolgt hier die abbildende Detektion von dünnen TNT-Belegungen ($C_6H_2(CH_3)(NO_2)_3$) auf Aluminiumblech-Substraten.

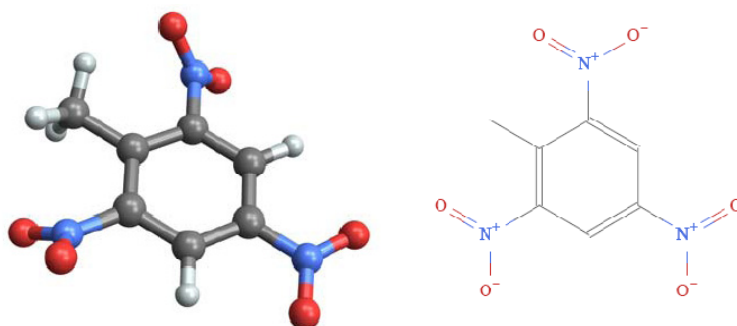


Abbildung 1.1: Molekulare Struktur und Strukturformel von TNT.

TNT weist unter anderem bei 1347cm^{-1} Strahlungswellenzahl ein chemisch spezifisches Absorptionsmaximum auf, hervorgerufen sowohl durch symmetrische Streckschwingungen der NO_2 -Anteile als auch über Biegeschwingungen des CH_3 -Anteils, vgl. [7] und Abbildung 1.1. Da bei etwa 1400cm^{-1} das dritte atmosphärische Fenster beginnt, kann diese Absorptionsbande zur Ferndetektion verwendet werden, vgl. Abbildung 1.2. Die bestrahlte Fläche wird mit einer Infrarotkamera observiert und durch Division zweier Bilder, eines aufgenommen bei chemisch spezifischer, starker und eines bei schwacher Absorption, ist die räumlich aufgelöste Absorptionsinformation durch eine lokale Veränderung der Helligkeit im Divisionsbild erkennbar.

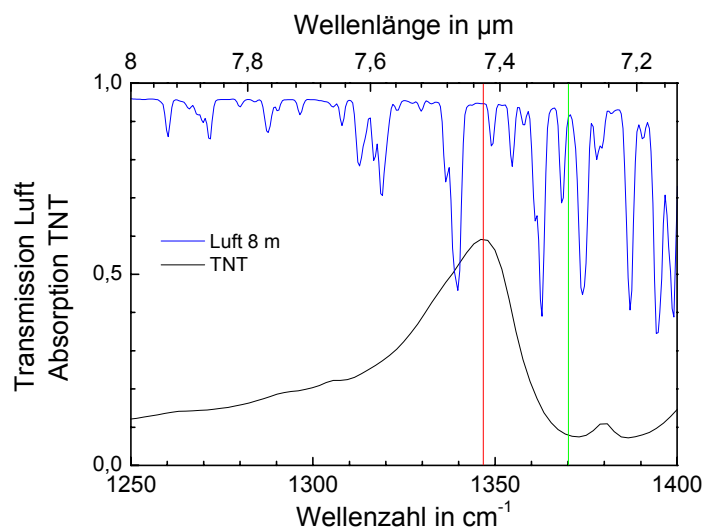


Abbildung 1.2: Relevante MIR-Absorptionsbande von TNT und die atmosphärische Transmission in diesem Bereich. Die rote Normale (links) zeigt die spektrale Position für starke Absorption und die grüne Normale (rechts) zeigt die spektrale Position für schwache Absorption. Quelle: Fraunhofer Institut für Chemische Technologien

1.2 Speckles und Möglichkeiten zur Specklereduktion

Bestrahlt man eine optisch raue Oberfläche¹ mit kohärenter Strahlung, so interferiert die reflektierte Strahlung aufgrund der stochastischen Verteilung der Oberflächenrautiefe mit der einfallenden Strahlung lateral unterschiedlich. Wird solch eine Intensitätsverteilung mit einem optischen System abgebildet, so bezeichnet man die granularen Strukturen des Bildes als subjektive Speckles: Denn das abgebildete Specklemuster hängt neben Strahlungswellenzahl, Kohärenzgrad der Strahlung und der Reflexionsoberfläche auch vom optischen System ab.

¹ Als optisch rau kann eine Oberfläche definiert werden, wenn die Oberflächenrautiefe größer als die halbe Wellenlänge und kleiner als die Kohärenzlänge der Strahlung ist.

Speckles können hier als eine spezielle Form von Rauschen betrachtet werden. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist relativ niedrig und kann, da es sich um Interferenzeffekte handelt, bis zu eins betragen. Da sich das Specklemuster mit der Wellenzahl ändert, stört es den Detektionsalgorithmus und reduziert die Verwertbarkeit der Bildinformationen. In Abbildung 1.3 wird ein Ergebnisbild des Detektionsalgorithmus dargestellt, welches ohne Specklereduktionsverfahren aufgezeichnet wurde. Zur Veranschaulichung der Speckle-Problematik wurde der mögliche Bereich einer TNT-Kontamination rot eingefärbt, die wirklich vorhandenen TNT-Kontaminationen sind weiß umrandet. Die TNT-Kontamination ist nicht vom Specklerauschen unterscheidbar.

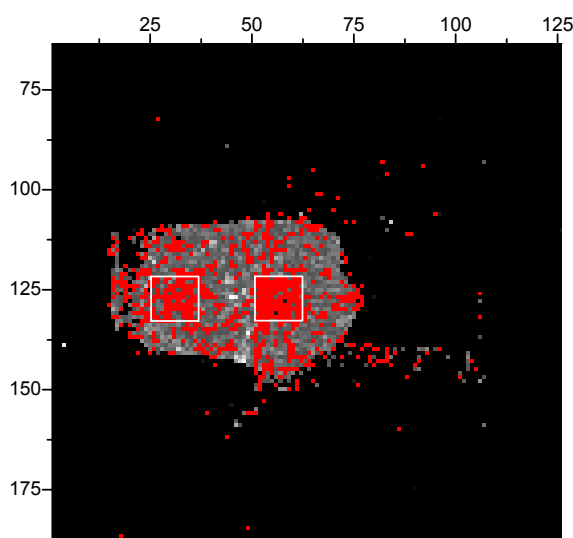


Abbildung 1.3: Der mögliche Bereich einer TNT-Kontamination ist rot eingefärbt, die wirklich vorhandenen TNT-Kontaminationen sind weiß umrandet.

Möglichkeiten zur Specklereduktion werden schon seit Beginn der siebziger Jahre untersucht, vgl. [8] und [9]. Allgemein können Speckles durch zeitliches Mitteln vieler, möglichst unkorrelierter Specklemuster sowie mittels Reduktion der zeitlichen und räumlichen Kohärenz der Strahlung reduziert werden, vgl. [10]. Aktuelle Forschungsschwerpunkte der Specklereduktion liegen beispielsweise in der Entwicklung von Laserprojektionssystemen, vgl. [11] und [12], Synthetic Aperture Radar (SAR) Anwendungen, vgl. [13], und optischer Kohärenztomographie, vgl. [14]. Einen guten Überblick zur Speckle-Theorie liefert [10]. Neben dieser existieren nur wenige Publikationen in Buchform, [15] und [16]. Publikationen in Fachzeitschriften sind meist spezifisch an das jeweils behandelte Problem angepasst und die dort vorgeschlagenen Ansätze sind nicht für den MIR-Spektralbereich adaptierbar. Neben physikalischen Methoden zur Specklereduktion, welche in der vorliegenden Arbeit im

Hauptinteresse stehen, gibt es auch vielfältige mathematische Ansätze zur Bildfilterung, vgl. [17] oder [18].

Ziele der Untersuchungen in dieser Diplomarbeit waren daher das Ermitteln einer Specklereduktionsmethode, die im experimentell vorgegebenen Kontext realisierbar ist, die Umsetzung sowie die Charakterisierung dieser Methode.

1.3 Überblick über die Diplomarbeit

Kapitel 2 beschreibt zunächst den apparativen experimentellen Aufbau und geht anschließend auf die durchgeführten Experimente ein, die den Aufbau charakterisieren und die erzielte Specklereduktion dokumentieren.

Kapitel 3 stellt die erzielten Ergebnisse vor.

Kapitel 4 versucht die Sachverhalte zu erklären, die zum entsprechenden Specklekontrast führen, schätzt die Qualität des experimentellen Aufbaus ab, liefert daraus folgende Vorschläge zur Optimierung des Aufbaus und zeigt dessen Grenzen.

Kapitel 5 schließt die Arbeit mit einem kurzen Resümee und gibt einen Ausblick auf weitere mögliche Schritte zur Optimierung des Systems zur Specklereduktion.

2 Reduktion subjektiver Speckles bei diffuser Reflexion partiell kohärenter MIR-Strahlung

2.1 Experimenteller Aufbau

2.1.1 Detektionsalgorithmus

Zur chemisch spezifischen Detektion sind im einfachsten Fall ohne Störsubstanzen nur zwei spektrale Positionen der Strahlungswellenlänge für einen abbildenden Nachweis erforderlich: eine, bei welcher der nachzuweisende Stoff spezifisch absorbiert (hier Absorptionswellenzahl genannt) und eine, bei der keine oder eine geringere Absorption stattfindet (hier Referenzwellenzahl genannt). Nach Division der Bildaufzeichnung während Bestrahlung bei Absorptionswellenzahl durch die Bildaufzeichnung bei Referenzwellenzahl wird eine Absorption im resultierenden Bild durch eine lokale Veränderung des Divisionsverhältnisses sichtbar. Zur Bildaufzeichnung gehört hier auch die jeweilige Subtraktion der thermischen Untergrund-Infrarotstrahlung. So werden nur die Bildinformationen verarbeitet, welche die Laserstrahlung erzeugt, vgl. Formel 2.1. Das resultierende Bild wird im Folgenden als Divisionsbild bezeichnet.

$$\begin{aligned} B_D(u, v) &= \frac{B(u, v)_{\tilde{\nu}_{Absorption}}}{B(u, v)_{\tilde{\nu}_{Referenz}}} = \\ &= \frac{(\Phi(u, v)_{\tilde{\nu}_{Absorption}} - \Phi(u, v)_{t. U.}) R(u, v)_{\tilde{\nu}_{Absorption}} (1 - A(u, v))}{(\Phi(u, v)_{\tilde{\nu}_{Referenz}} - \Phi(u, v)_{t. U.}) R(u, v)_{\tilde{\nu}_{Referenz}}} \quad (2.1) \\ &\approx \textit{Konstante} (1 - A(u, v)) \end{aligned}$$

(u, v) entspricht den kartesischen Bildkoordinaten, $\Phi(u, v)_x$ ist die auf ein Detektorelement treffende, reflektierte Strahlungsleistung bei Bestrahlung der Szene mit einer Wellenzahl von x . $\Phi(u, v)_{t. U.}$ entspricht der thermischen Untergrund-Infrarotstrahlung, $R(u, v)_x$ der wellenzahl-, winkel- und oberflächenrautiefenabhängigen Reflektanz und $A(u, v)$ entspricht der orts aufgelösten, chemisch spezifischen Absorption. Um eine maximale atmosphärische Transmission der IR-Strahlung zu gewährleisten, werden die Absorptionswellenzahl für TNT bei $1347,3\text{cm}^{-1}$ und die Referenzwellenzahl bei $1371,9\text{cm}^{-1}$ ausgewählt, vgl. Abbildung 1.2.

2.1.2 Strahlungsquelle und Führung der Strahlung

Als Strahlungsquelle dient ein Quantenkaskadenlaser, vgl. [19], in externer Resonator-Konfiguration (*engl.* „External Cavity Quantum Cascade Laser“, EC-QCL), vgl. [20]. Ein QCL ist eine unipolare Resonanztunnelstruktur; gekoppelte Quantentöpfe führen bei Anlegen eines elektrischen Feldes zu Intradbandübergängen von Elektronen im Leitungsband, vgl. Abbildung 2.1. Innerhalb einer Kaskadenperiode besteht der aktive Bereich hier aus 4 Quantentöpfen. Der gesamte aktive Laserbereich ist aus 30 Kaskaden von Injektor- und Emissionsbereichen aufgebaut. Der Emissionsbereich bildet einen 4-Niveau-Lasersystem, wobei das untere Energieniveau durch Zwei-Phononen-Resonanz entleert wird, vgl. [19].

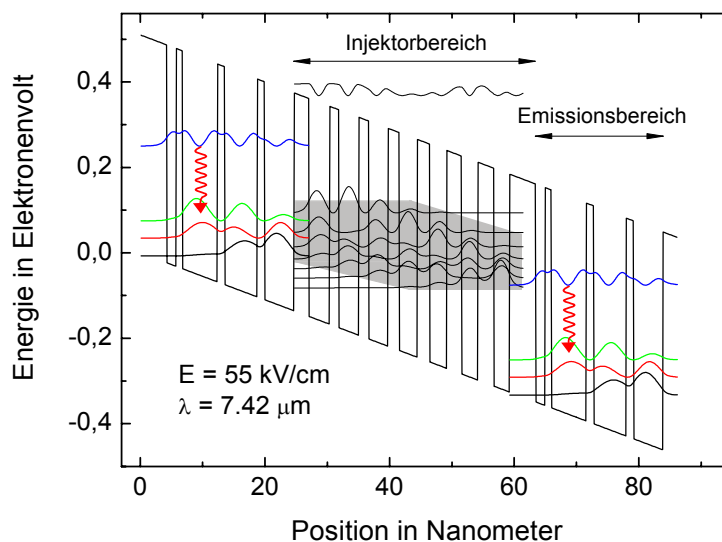


Abbildung 2.1: Simulierter Leitungsbandverlauf des verwendeten QCL bei angelegter Spannung. Mit freundlicher Genehmigung von Dr. Quankui Yang, Fraunhofer IAF.

Die Quantenfilmstrukturen werden am Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik durch Molekularstrahlepitaxie hergestellt und bestehen aus ternären III-V Verbindungshalbleiterlegierungen, hier aus $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ Barrieren und $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ Quantentöpfen auf einem InP Substrat. Die Schichtdicken der Barrieren liegen im Bereich von 1nm bis 4nm, die der Quantentöpfe im Bereich von 2nm bis 6 nm.

Auf die Kaskadenstruktur wird mittels metallorganischer Gasphasenabscheidung eine InP-Deckschicht aufgebracht, die als obere Mantelschicht des Resonators und mit der anschließend galvanisch aufbrachten Goldschicht als oberer elektrischer Kontakt dient. Der hier verwendete QCL ist ein Brechungsindex geführter, kantenemittierender Halbleiterlaser. Die ionenstrahlgeätzte Laserstruktur bildet einen 1,5mm langen Fabry-Pérot-Resonator mit einer Höhe von etwa $8\mu\text{m}$ und einer Breite von $12\mu\text{m}$, vgl. Abbildung 2.2.

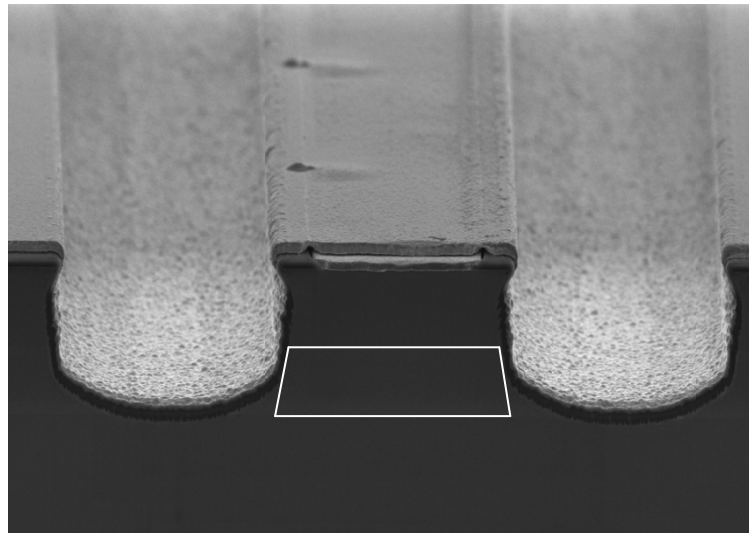


Abbildung 2.2: Exemplarische sekundärelektronenmikroskopische Aufnahme einer QCL-Facette, vgl. [21]. Der aktive Laserbereich ist weiß umrandet. Darüber und darunter befinden sich die InP-Mantelschichten des Wellenleiters.

Es bilden sich mehrere longitudinale Moden aus; die Zentralwellenzahl liegt bei $1347,7\text{cm}^{-1}$. Lateral bildet sich nur eine TEM_{00} Grundmode aus.

Die Querschnittsymmetrie führt zu einem elliptischen Strahlprofil: Es gibt also zwei unabhängige Divergenzwinkel. Die Halbwertbreiten-Divergenz der Emission, welche sich orthogonal zur Schichtwachstumsrichtung ausbreitet (*engl.* „fast axis“), beträgt etwa 26° . Die Halbwertbreiten-Divergenz der Strahlung in der Schichtebene (*engl.* „slow axis“) beträgt etwa 16° , vgl. Abbildung 2.3.

Durch Rückkopplung an einem externen Reflexionsbeugungsgitter in Littrow-Anordnung in einem Abstand von 22cm, mit Auskopplung der ersten Strahlungsbeugungsordnung durch die vom externen Resonator abgewandte Laserfacette, ist die Wellenzahl in einer Bandbreite von 80cm^{-1} um 1340cm^{-1} selektierbar und begrenzt die Anzahl verstärkter longitudinaler Moden auf eine. Der Laserstrahl wird durch eine asphärische Linse mit einer numerischen Apertur von 0,9 kollimiert auf das Reflexionsbeugungsgitter mit einer Gitterkonstante von 150lp/mm und einem Blaze-Winkel von ca. $36,9^\circ$ gerichtet, vgl. Abbildung 2.4.

Der Strahldurchmesser beträgt etwa 5mm. Zur Wellenlängenselektion wird das Reflexionsbeugungsgitter auf einem schrittmotorgetriebenen Rotationstisch um ca. $\pm 1,5^\circ$ gedreht. Die bidirektionale Positioniergenauigkeit beträgt $\pm 0,01^\circ$. Daraus resultiert eine spektrale Positionsreproduzierbarkeit von $\pm 1\text{cm}^{-1}$; diese wird im Folgenden nicht jedes Mal erwähnt und gilt für alle Wellenzahlangaben ohne explizite Fehlerangabe.

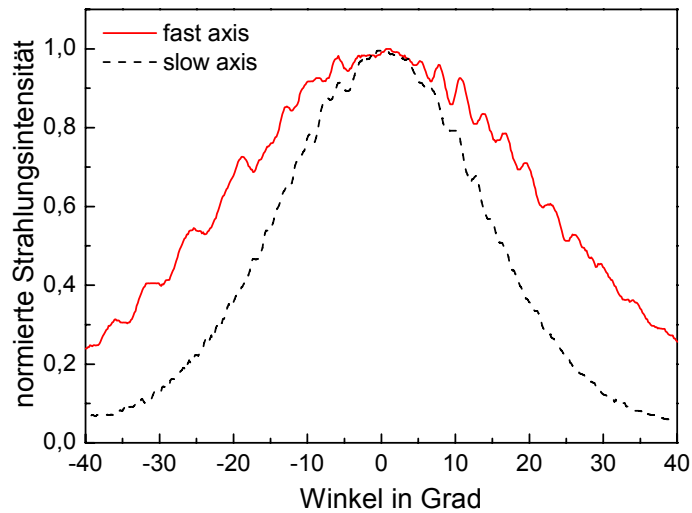


Abbildung 2.3: Fernfeld eines vergleichbaren QCL mit gleichen Dimensionen: $12\mu\text{m} \times 8\mu\text{m} \times 1,5\text{mm}$ (Breite x Höhe x Länge), vgl. [21].

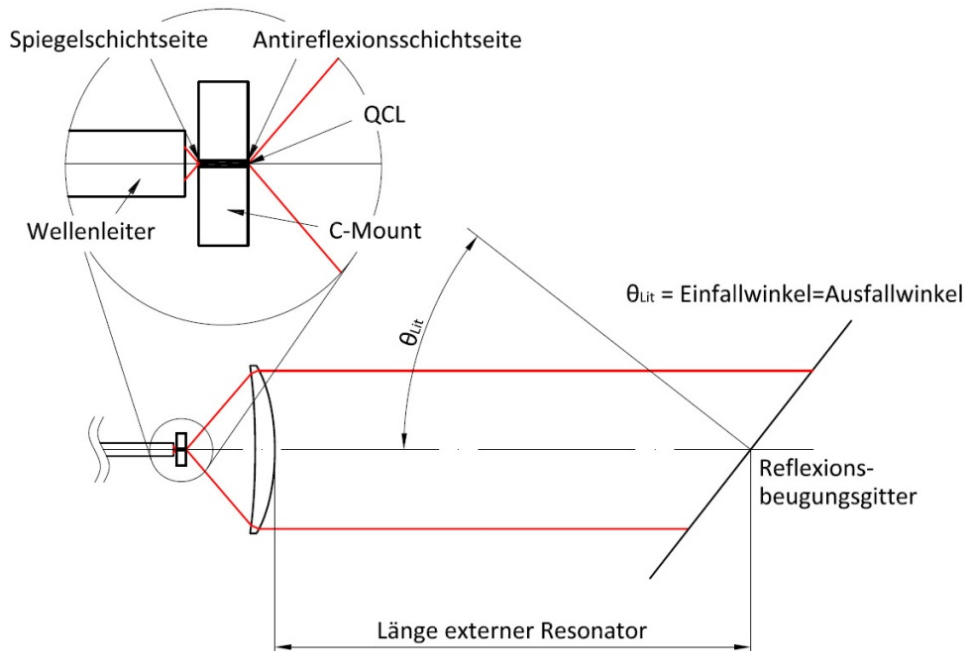


Abbildung 2.4: Externer Resonator in Littrow-Konfiguration mit Rückkopplung der ersten Strahlungsbeugungsordnung. Die Auskopplung der Strahlung aus dem Resonator erfolgt über die vom Resonator abgewandte Laserfacette in einen IR-Wellenleiter.

Die Kopplungseffizienz des QCL an den externen Resonator wird durch eine Antireflexionsbeschichtung der dem Reflexionsbeugungsgitter zugewandten Laserfacette mit $R \leq 5\%$ und einer Spiegelbeschichtung der Austrittslaserfacette mit etwa $R \cong 80\%$ gesteigert. Wenige Nanosekunden nach Anlegen der Betriebsspannung von 9 V dominiert eine longitudinale Mode des externen Resonators, die internen Moden des Fabry-Pérot-Resonators werden nicht mehr ausreichend verstärkt, vgl. [22].

Der Laser ist substratseitig mit Indium auf eine vergoldete Kupferwärmesenke (*engl.* „C-Mount“) gelötet und wird bei einer Temperatur von $290\text{K} \pm 0,05\text{K}$ betrieben. Die Temperaturstabilisierung erfolgt über die Halterung der Kupferwärmesenke durch eine Wasser- und eine Peltierkühlung. Die Wärmesenke dient gleichzeitig als unterer elektrischer Kontakt, der obere elektrische Kontakt erfolgt über einen Bonddraht aus Gold mit einem Durchmesser von $25\mu\text{m}$.

Aufgrund der Schnittstellenvorgaben des IRLDEX-Projekts wird die Strahlung des EC-QCL in einen Stufenindexwellenleiter eingekoppelt und zur Optik geführt, welche die Strahlung auf die Proben leitet. Die Ankopplung an den Wellenleiter erfolgt direkt und ohne weitere Optiken, vgl. Abbildung 2.4; Rückkopplungseffekte hierdurch sind nicht erkennbar. Der hier verwendete Vielmoden-Stufenindexwellenleiter besteht aus einer polykristallinen $\text{AgCl}_x\text{Br}_{1-x}$ -Verbindung mit einem Kerndurchmesser von $450\mu\text{m}$, einem Manteldurchmesser von $500\mu\text{m}$ und einer Länge von $0,6\text{m}$. Die Zusammensetzung x von Kern- und Mantelmaterial variiert, um mit der damit verbundenen Brechungsindexänderung die Bedingung der schwachen Strahlungsführung zu erzeugen.

Nach dem Wellenleiter stehen bei $1347,3\text{cm}^{-1}$ 15mW und bei $1371,9\text{cm}^{-1}$ 5mW mittlere Pulsstrahlungsleistung bei 100ns Pulsdauer zur Verfügung.

2.1.3 CVD-Diamant-Diffusor und experimentelle Anordnung

Als zentrale Elemente der Specklekontrastreduktion dienen unpolierte, polykristalline CVD-Diamant-Wafer. Diese werden am Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik mit Niederdruck-Plasma-Gasphasenabscheidung hergestellt, vgl. [23]. Als Wachstumssubstrat im CVD-Reaktor dient Silizium. Die Substratseite des Diamant-Wafers ist nach Entfernung des Siliziumsubstrates glatt, während die Wachstumsseite optisch rau ist, vgl. Abbildung 2.5. Als optisch rau kann eine Oberfläche definiert werden, wenn die Oberflächenrautiefe größer als die halbe Wellenlänge und kleiner als die Kohärenzlänge der Strahlung ist.

Bei $125\mu\text{m}$ mittlerer Dicke variiert das Höhenprofil der rauhen Seite des Diamant-Wafers um $\pm 8\mu\text{m}$ und besitzt einen arithmetischen Mittenrauwert von $Ra=3,2\mu\text{m} \pm 0,5\mu\text{m}$. Diamant hat einen Brechungsindex von $2,4$ und eine Transmission bei 1347cm^{-1} Strahlungswellenzahl von etwa $0,70$.

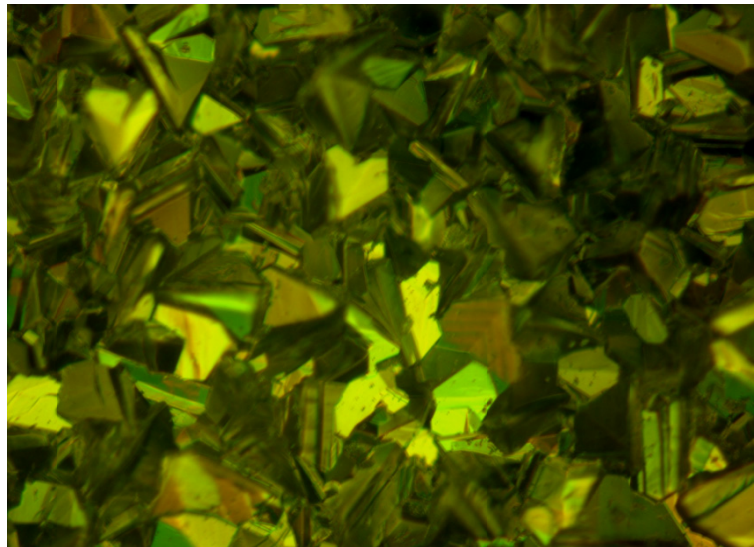


Abbildung 2.5: Betrachtung der Wachstumsseite eines CVD-Diamant-Wafers. Dicke $125\mu\text{m}$, auflichtmikroskopische Aufnahme bei 200-facher Vergrößerung.

Die Diffusoranordnung orientiert sich am Vorschlag von [9]. Sie besteht ebenfalls aus einem statischen und einem bewegten Diffusor; beide werden mit der jeweiligen rauhen Seite zueinander ausgerichtet zwischen Wellenleiterende und Kollimationslinse angebracht, vgl. Abbildung 2.6 und Abbildung 2.7.

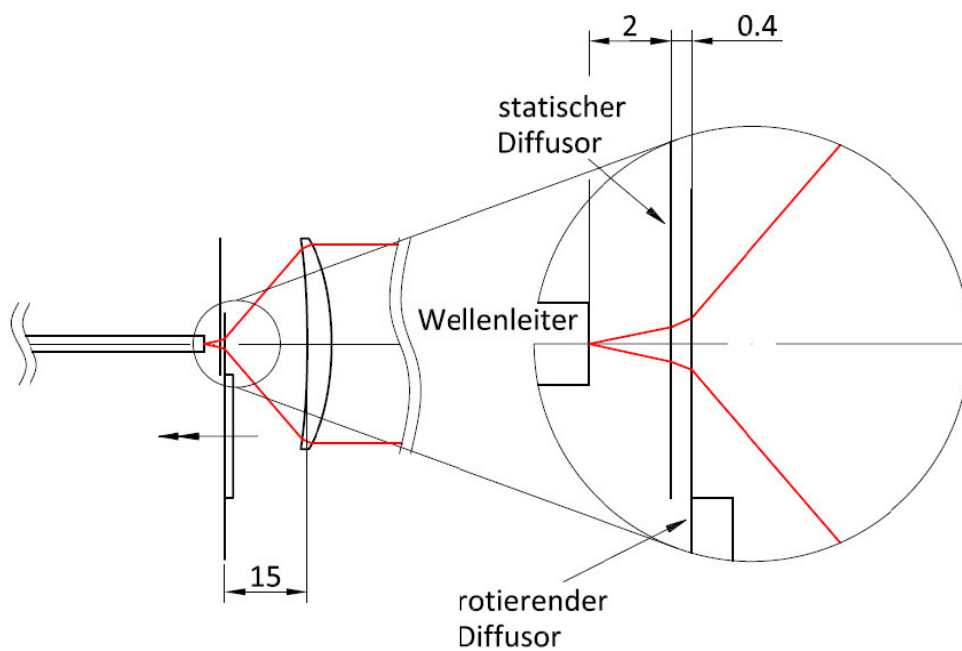


Abbildung 2.6: Schematische Diffusoranordnung.

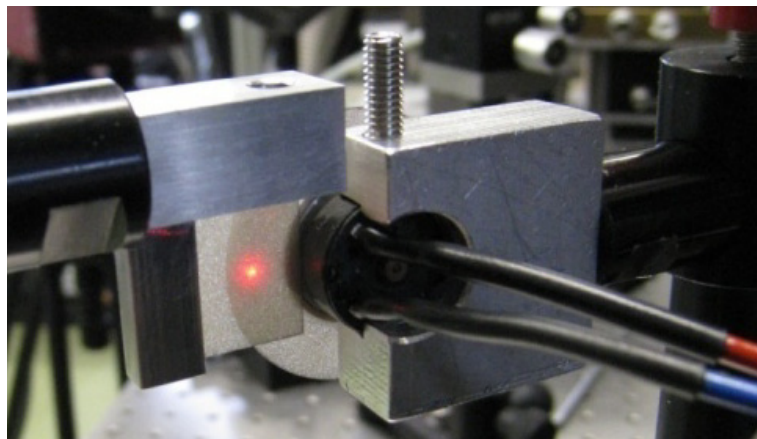


Abbildung 2.7: Bestrahlung der Diffusoranordnung mit einem Helium-Neon-Laser bei 632,8nm zum veranschaulichen der optischen Achse des IR-Lasers. Rückansicht der Anordnung.

Durch diese Anordnung der Diffusoren wird die auf sie treffende Bestrahlungsstärke und die Sammeleffizienz des Streulichts mit den zur Verfügung stehenden Optiken vergrößert. Um eine ausreichende Bewegungsgeschwindigkeit bei einfachem experimentellem Aufbau zu erzielen, rotiert der bewegte Diffusor angetrieben von einem Mikroelektromotor; der Elektromotor hat eine Drehzahlkonstante von 18,45Hz/V und er kann bei maximal 12V betrieben werden. Die Drehzahl des rotierenden Diffusors für die Experimente wurde empirisch ermittelt und auf ca. 68,3Hz festgelegt. Bei dieser Drehzahl wird der Specklekontrast stark reduziert.

Die Diffusoren haben einen Abstand von ca. 0,4mm zueinander, der Wellenleiter hat einen Abstand von 2mm zum statischen Diffusor und der Abstand zwischen Kollimationslinse und rotierendem Diffusor beträgt ca. 15mm.

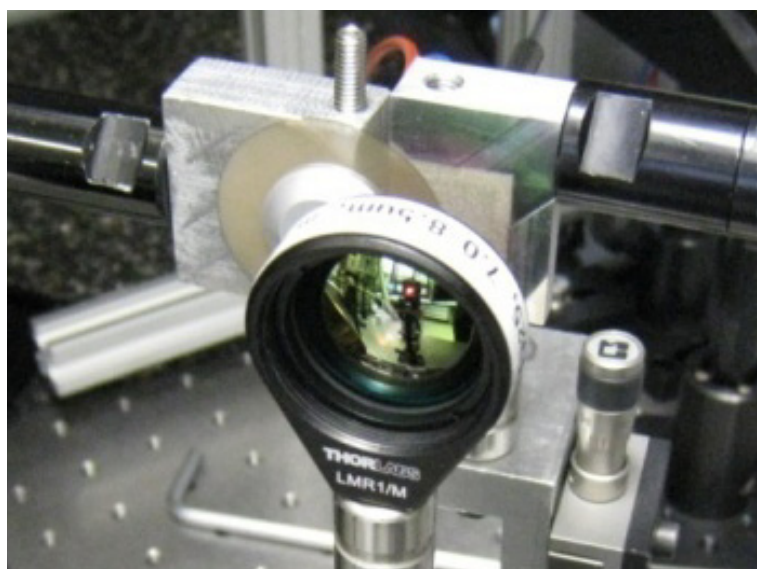


Abbildung 2.8: Platzierung der Kollimationslinse.

Die bestrahlte Fläche auf dem rotierenden Diffusor wird mit einer für $8\mu\text{m}$ Strahlungswellenlänge antireflexionsbeschichteten, asphärischen Kollimationslinse auf die Proben abgebildet, vgl. Abbildung 2.8.

2.1.4 Proben

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben aus gewalztem Aluminiumblech besitzen eine Abmessung von $26\text{mm} \times 80\text{mm} \times 1\text{mm}$, vgl. Abbildung 2.9. Sie werden vom Fraunhofer Institut für Chemische Technologien bereitgestellt und mit verschiedenen Explosivstoffen, hier beispielsweise TNT, mittels Mikropotter beschichtet, vgl. Abbildung 2.10 und Abbildung 2.11.



Abbildung 2.9: Probe aus gewalztem Aluminiumblech.

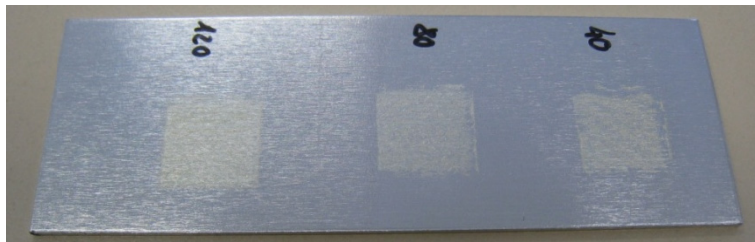


Abbildung 2.10: Probe aus gewalztem Aluminiumblech mit TNT-Plots verschiedener Massen-Oberflächen-Konzentration. V. l. n. r.: $120\mu\text{g}/\text{cm}^2$, $80\mu\text{g}/\text{cm}^2$, $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

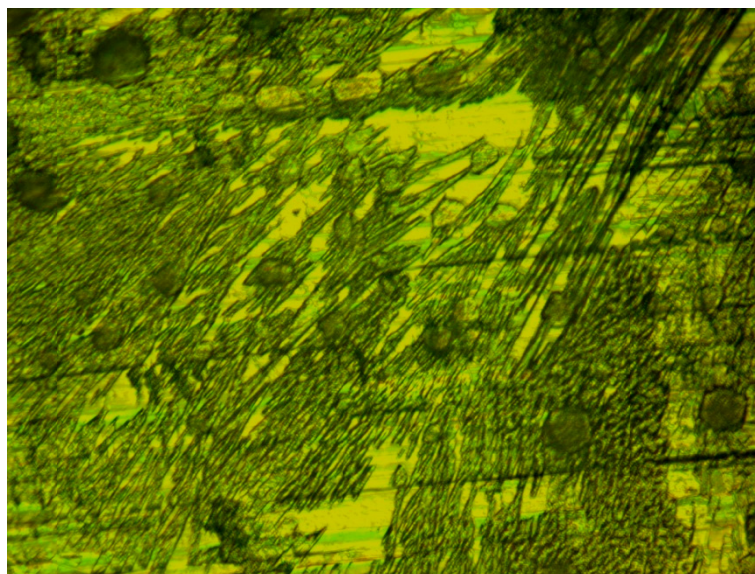


Abbildung 2.11: Auflichtmikroskopische Betrachtung eines Bereichs des $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ TNT-Plots bei 200-facher Vergrößerung. Nach längerer Lagerung kristallisiert das TNT.

2.1.5 IR-Kamera

Die verwendete IR-Kamera kann bei Vollbildaufnahmen mit bis zu 884Hz Bildaufnahmerate betrieben werden. Werden nur Teilbilder ausgelesen, so sind Bildaufnahmeraten bis zu 20kHz möglich. Mögliche Integrationsdauern liegen abhängig von Bildaufnahmerate und Bestrahlungsstärke zwischen 4,5 μ s und 2ms. Von der Quecksilber-Cadmium-Tellurid (*engl.* „Mercury-Cadmium-Telluride“, MCT) Bildfeldmatrix (*engl.* „Focal plane array“, FPA) werden im Vollbildformat 256x256 Detektorelemente einer Größe von 32x32 μ m² mit einem Rastermaß von 40 μ m ausgelesen. Im Betrieb wird das FPA durch einen Stirling-Kühler auf ca. 80K abgekühlt. Das Kamerasystem liefert für jedes Detektorelement ein Bildpixel.

Das Objektiv hat eine Brennweite von 150mm und eine Blendenzahl von 2. Die rauschäquivalente Temperaturdifferenz (*engl.* „Noise Equivalent Temperature Difference“, NETD) beträgt \pm 15mK. Die Kamera detektiert Strahlung aus einem Spektralbereich von 4,4 μ m bis 8,6 μ m bei einer Signalquantisierung des Analog/Digital-Wandlers von 14 Bit.

Zum Ende des Diplomarbeitszeitraums wurde zur Automatisierung des Detektionsalgorithmus eine LabVIEW Anwendung programmiert, welche der Kamera Befehle zuweisen und den Framegrabber des Kamerasystems über eine Softwareschnittstelle, programmiert in C, auslesen kann, vgl. Anhang A. Die Verwendung von LabVIEW ermöglicht die Integration der Steuerung aller Geräte in einer einzigen Softwareanwendung, was mit der Standard-Steuerungssoftware des Kameraherstellers nicht möglich ist.

2.1.6 Synchronisation von IR-Kamera und IR-Laser

Das Kamera-Laser-System wird mit einem TTL-Trigger synchronisiert. Die Kamera reagiert auf die steigende Flanke des Kameratrigger, der Lasertreiber auf steigende sowie fallende Flanken des Lasertriggers.

Um den Laser nicht thermisch zu überlasten und die Infrarot-Kamera nicht zu „übersättigen“, werden Kamera und Laser folgendermaßen aufeinander abgestimmt: Der Kameratrigger hat eine Frequenz von 400Hz und liefert gleichzeitig ein 100 μ s andauerndes Einhüllenden-Signal für den Lasertrigger. Während der Einhüllendendauer wird der Lasertreiber mit 5MHz Einzelpulsfrequenz und einem Tastgrad (*engl.* „Duty Cycle“) von 50% angesteuert. Damit besitzt der Laser einen Gesamttastgrad von 2%, die Kamera mit einer Integrationszeit von 100 μ s einen Tastgrad von 4%, vgl. Abbildung 2.12.

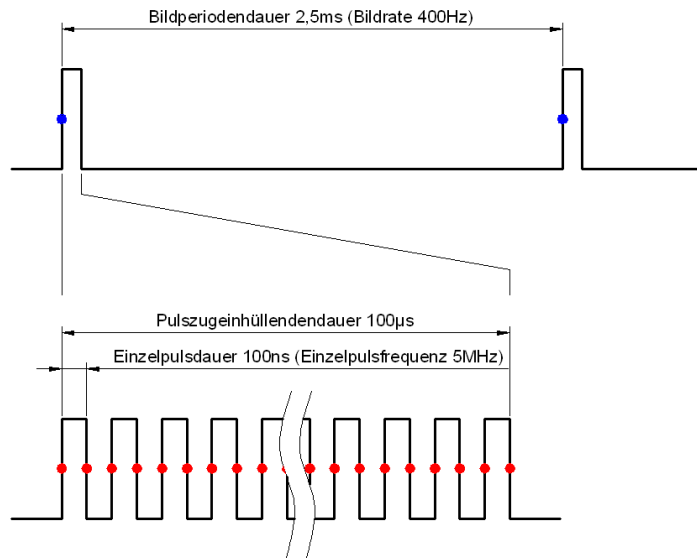


Abbildung 2.12: Trigger Signale. Oben ist der Kameratrigger, unten der Lasertrigger dargestellt.

Relative Zeitverzögerungen der Triggersignale, beispielsweise aufgrund verschiedener Kabellängen, werden mit einer Verzögerung des Lasertriggers um $90\mu\text{s}$ relativ zum Kameratrigger berücksichtigt. Der Lasertreiber ist aus einer Spannungsquelle und einem schnellen Schalter aufgebaut. Letzterer unterteilt die Treiberspannung, welche für den verwendeten Laser 9V beträgt, in Einzelpulse.

2.1.7 Strahlungsverlauf und Reflexionswinkel an den Proben

Zur Beschreibung der Strahlungswinkel wird zwischen meridionaler und sagittaler Ebene unterschieden. In der meridionalen Einfallsebene liegen die optische Achse der Kollimationslinse und der Strahlungsverlauf, orthogonal hierzu verläuft die sagittale Ebene, vgl. Abbildung 2.13. Die sagittale Ebene wurde in diesem Aufbau parallel zur Oberfläche des optischen Tisches ausgerichtet.

Die Probe wurde auf einem Halter montiert, der sowohl Winkeländerungen als auch Drehungen zulässt. Um Ein- und Ausfallwinkel in nur einer Ebene definiert verändern zu können, befanden sich Wellenleiterende, Kollimationslinse und Kamera in gleicher Höhe relativ zur Oberfläche des optischen Tisches. Nun wurde die Probe so gekippt, dass Ein- und Ausfallstrahlung etwa in der sagittalen Ebene lagen, $\theta_{\text{einfall } M} = \theta_{\text{spekular } M} \cong 0^\circ$, vgl. Abbildung 2.14.

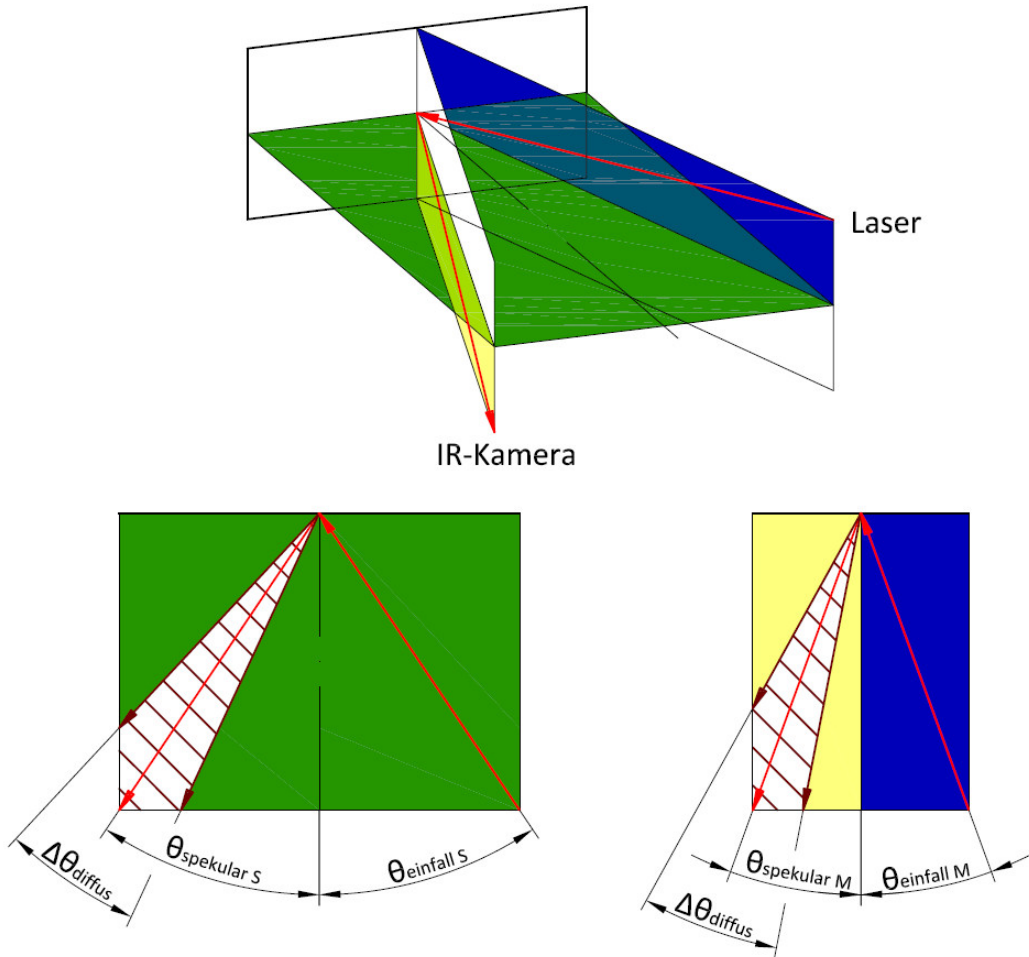


Abbildung 2.13: Strahlungswinkel. Die Sagittalebene ist grün, die Meridionalebenen sind gelb und blau eingefärbt. In den $\Delta\theta_{diffus}$ -Bereichen erreicht die Kamera diffus gestreute Strahlung mit ausreichender Leistung, um detektiert werden zu können.

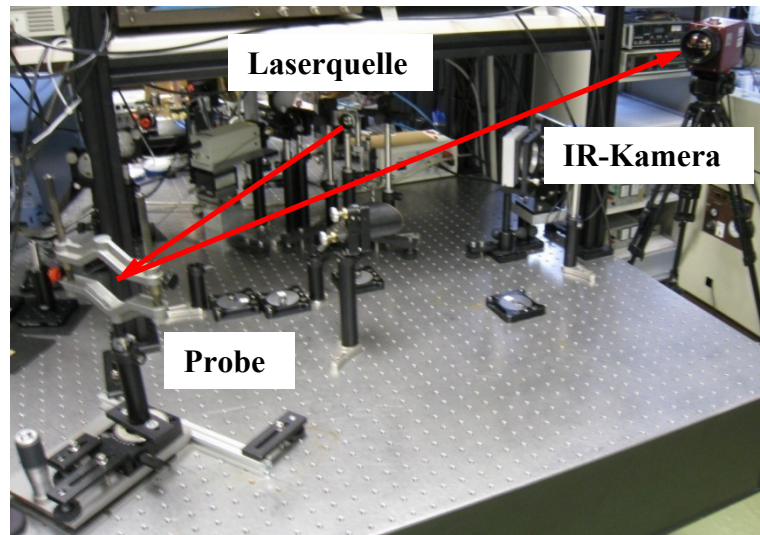


Abbildung 2.14: Optischer Weg im Laboraufbau.. Der Bestrahlungsabstand beträgt ca. 0,7m, der Betrachtungsabstand ca. 2m, vgl. Abbildung 2.16

Der Probenhalter wird durch Autokollimation mit einem Helium-Neon-Laser orthogonal zur optischen Achse der Laseroptik ausgerichtet. Die Winkellage des spekularen Reflexes der IR-Laserstrahlung relativ zu dieser Referenzposition wird ermittelt, indem das Blech gedreht wird bis der spekulare Reflex auf der optischen Achse der Kamera liegt. Nun ist der fixierte Winkel zwischen optischer Achse der Kamera und der Laseroptik bekannt und somit kann der Winkelabstand zwischen Betrachtungsrichtung und spekularem Reflex definiert eingestellt werden, vgl. Abbildung 2.16.

Durch eine Rotation der Probe um einen Winkel von $\Delta\beta$ verändert man den Winkelabstand zum spekularen Reflex um $2\Delta\beta$, vgl. Formel 2.2 und Abbildung 2.15.

$$(\theta_{\text{einfall } s} \pm \Delta\beta) + (\theta_{\text{spekular } s} \mp \Delta\beta) = \theta_{\text{einfall } s} + \theta_{\text{spekular } s} = \textit{konstant} \quad (2.2)$$

$$\Delta\theta_{\text{spekular}} = 2\Delta\beta$$

In den Versuchen betrug der Betrachtungsabstand ca. 2m, der Bestrahlungsabstand 0,7m. Da die Proben leicht verbogen sind, variierten die Winkel über die bestrahlte Fläche. Die Winkelangaben fluktuieren daher um geschätzte $\pm 1^\circ$.

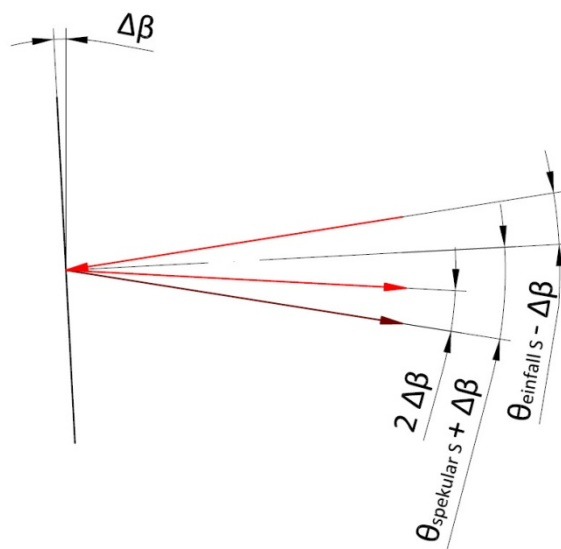


Abbildung 2.15: Aufgrund der stationären Positionen von Kamera und Laseroptik führt eine Rotation der Probe von $\Delta\beta$ zu einem Winkelabstand von $2\Delta\beta$ zum spekularen Reflex für die Kamera.

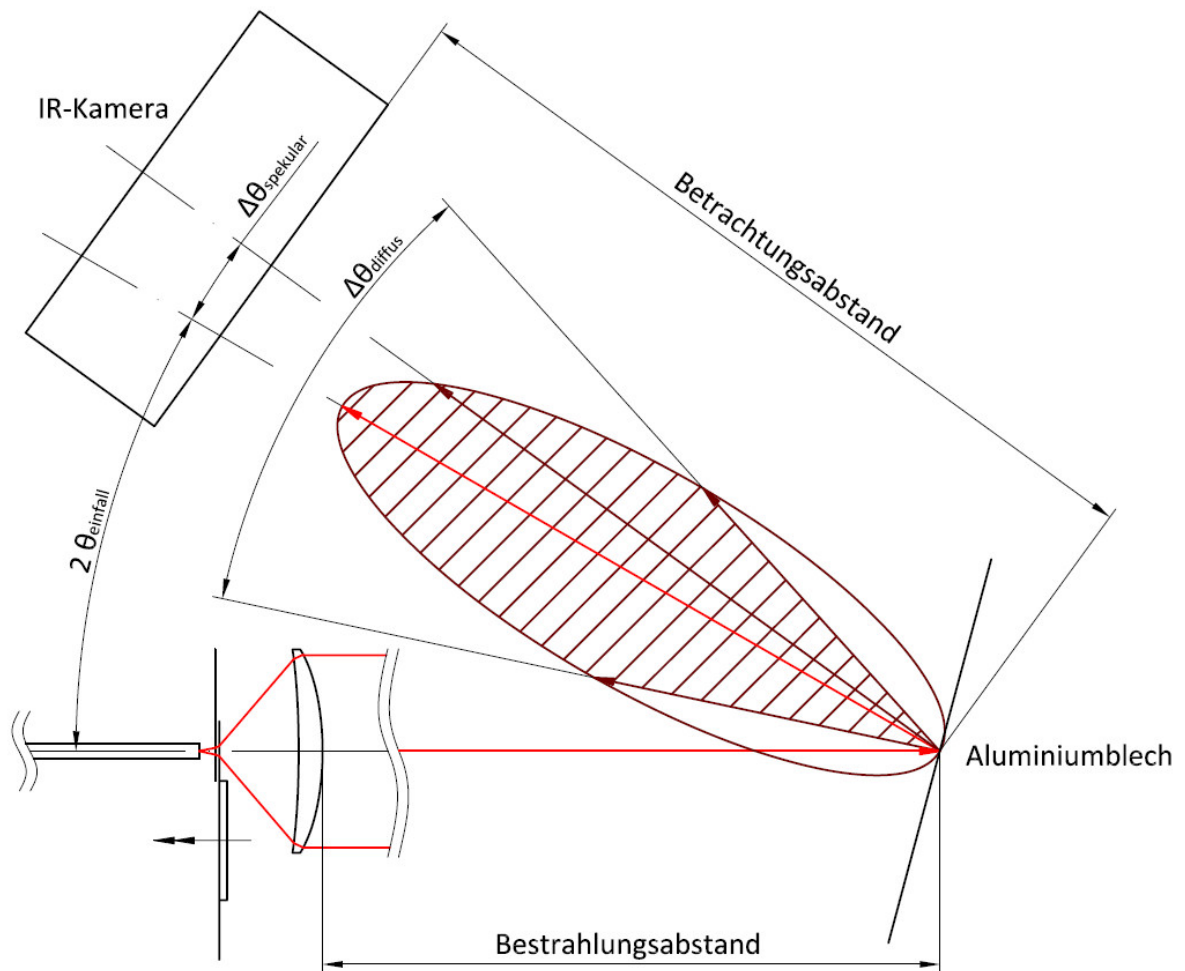


Abbildung 2.16: Geometrischer Strahlenverlauf. Die Ellipse stellt die Einhüllende diffus reflektierter Strahlungsleistungen schematisch dar; $\Delta\theta_{\text{diffus}}$ gibt den Kegel an, in welchem die Kamera eine für den Detektionsalgorithmus ausreichende, diffus gestreute Strahlungsleistung empfängt. θ_{einfall} entspricht dem Einfallswinkel, $\Delta\theta_{\text{spekular}}$ entspricht dem Winkelabstand der optischen Achse der Kamera zum spekularen Reflex.

2.2 Charakterisierung des Strahlungsverlaufs

Im Zuge der Weiterentwicklung des EC-QCL-Aufbaus wurde dieser modifiziert. Der modifizierte Aufbau wurde für die im Folgenden beschriebenen Experimente zur Ermittlung der Numerischen Apertur des Wellenleiters und der Divergenz der Diffusoren verwendet. Für alle anderen Experimente wurde der zuvor beschriebene Aufbau genutzt.

Verändert wurden der Wellenleiter, dieser stammt vom gleichen Hersteller und unterscheidet sich mit 3m nur in der Länge vom sonst verwendeten 0,6m langen Wellenleiter, und der QCL, welcher sich umfangreicher vom Vorgänger unterscheidet, worauf hier aber nicht näher eingegangen wird. Das Strahlungsleistungmaximum liegt nun bei einer Strahlungswellenzahl von $1296,2\text{cm}^{-1}$.

2.2.1 Ermittlung der Numerischen Apertur des Wellenleiters

Um die Numerische Apertur des Wellenleiters zu bestimmen, wurde das Wellenleiterende hinter dem rotierenden Diffusor positioniert. Dieser wurde, während er bestrahlt wurde, in äquidistanten Schritten von 1mm in Strahlungsrichtung verschoben und in jeder Position erfolgte die Erstellung eines Bildes aus 32 Bildstapelungen. Um die anschließende Auswertung der Bilddaten zu vereinfachen und nur die Strahlungsinformationen zu erhalten, wurde nach jeder Aufzeichnung mit eingeschaltetem Laser eine Aufzeichnung des thermischen Untergrunds mit ausgeschaltetem Laser angefertigt. Letztere wurde jeweils von der Bildaufzeichnung mit eingeschaltetem Laser subtrahiert.

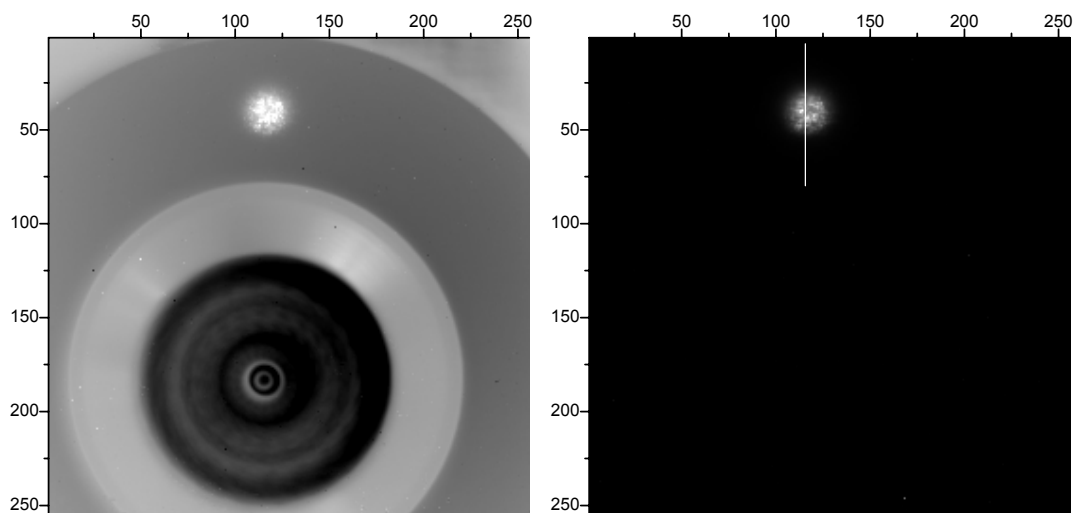


Abbildung 2.17: Strahlungsleistungsverteilung auf dem rotierenden Diffusor bei einem Abstand von 5mm zum Wellenleiterende, 32 Bildstapelungen und 68,3Hz Rotationsfrequenz. Links mit thermischem Untergrund, rechts ist dieser subtrahiert und die LOI dargestellt, die im Folgenden extrahiert wurde.

Anschließend wurden aus den Bildern an jeweils gleichen Stellen Linienprofile (LOI) extrahiert, vgl. Abbildung 2.17. Durch nichtlineare Kurvenanpassung der Gaußfunktion

$$\Phi = \Phi_0 + Ae^{-\frac{(x_{LOI}-x_c)^2}{2w^2}} \quad (2.3)$$

nach der Methode kleinster Fehlerquadrate an die Messdaten wurde jeweils die halbe Halbwertbreite

$$HWHM = \sqrt{\ln(4)} w \quad (2.4)$$

der Strahlungsleistungsverteilung ermittelt. Φ_0 entspricht dem thermischen Untergrund, A dem Wert des Maximums der Gaußkurve, x_c entspricht der Mitte der Gaußkurve auf der Abszisse, x_{LOI} dem Abstand von dieser Mitte, also der Position auf der LOI, und $HWHM$ der Halbwertbreite (*engl.* „Half Width at Half Maximum“) der Strahlungsleistungsverteilung.

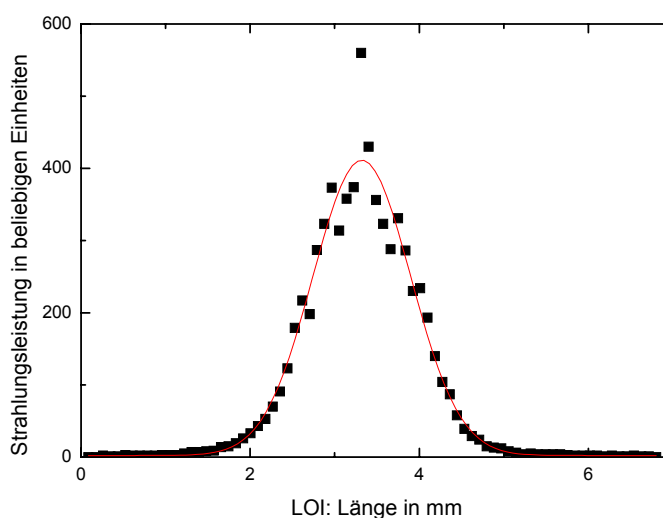


Abbildung 2.18: Beispielhafte Bestimmung der Halbwertbreite der Strahlungsleistungsverteilung auf dem rotierenden Diffusor bei einem Abstand von 5mm zum Wellenleiterende, der thermische Hintergrund wurde subtrahiert.

Die in Abbildung 2.18 dargestellte rote Kurve wird durch die Funktion

$$\Phi = 2,3[\pm 3,6] + 409[\pm 9] e^{-\frac{(x_{LOI}-3,32\text{mm}[\pm 0,02\text{mm}])^2}{2(0,579\text{mm}[\pm 0,02\text{mm}])^2}} \quad (2.5)$$

beschrieben, die Standardfehler der angepassten Gaußfunktion sind in eckige Klammern gesetzt.

Durch Auftragen der halben Halbwertbreite der Strahlungsleistungsverteilung über die Distanz zum Wellenleiterende wurde der axiale Strahlungsverlauf genähert.

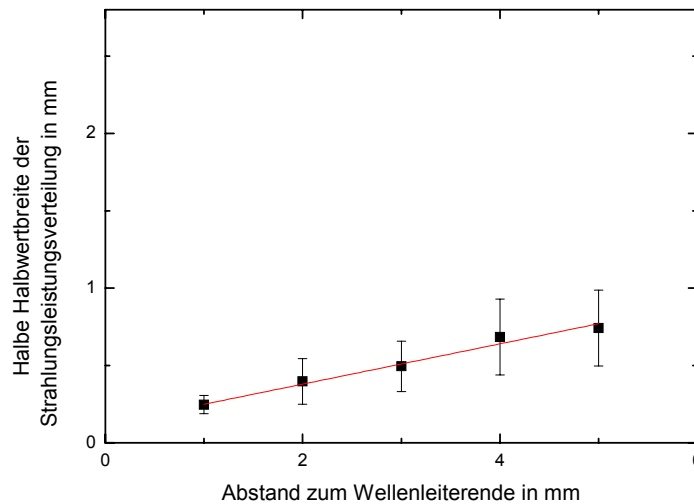


Abbildung 2.19: Genäherte Fernfeldverteilung des Wellenleiters.

Die lineare Kurvenanpassung in Abbildung 2.19 wird durch

$$HWHM(d_{Wellenleiter}) = 0,12\text{mm}[\pm 0,09\text{mm}] + 0,130[\pm 0,05] d_{Wellenleiter} \quad (2.6)$$

beschrieben, $d_{Wellenleiter}$ entspricht dem Abstand zwischen rotierendem Diffusor und dem Wellenleiterende.

Aus der Steigung m der linearen Kurvenanpassung des axialen Strahlungsverlaufs wurde die Numerische Apertur des Wellenleiters bei $1296,2\text{cm}^{-1}$ Strahlungswellenzahl zu

$$NA = \sin(\arctan(m)) = \frac{m}{\sqrt{1+m^2}} \cong \frac{0,12\text{mm}}{\sqrt{1+(0,12\text{mm})^2}} \cong 0,13 \pm 0,05 \quad (2.7)$$

ermittelt.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis nimmt mit dem Abstand zwischen Wellenleiterende und Diffusor ab, so dass die Messunsicherheit nach 5mm zu groß wird um weitere Strahlungsleistungsverteilungen zu bestimmen.

2.2.2 Ermittlung der Divergenz der CVD-Diamant-Diffusoren

Analog zur Bestimmung der Numerischen Apertur des Wellenleiters wurde die Divergenz eines Diffusors ermittelt. In einem Abstand von 2mm zum Wellenleiterende wurde der statische Diffusor positioniert. Relativ zu diesem wurde der rotierende Diffusor in äquidistanten Schritten von 1mm in Strahlungsrichtung verschoben.

Da der statische Diffusor mit bereits divergierender Strahlung des Wellenleiters bestrahlt wurde, wurde hier eine effektive Divergenz ermittelt, wie sie im Aufbau auftritt.

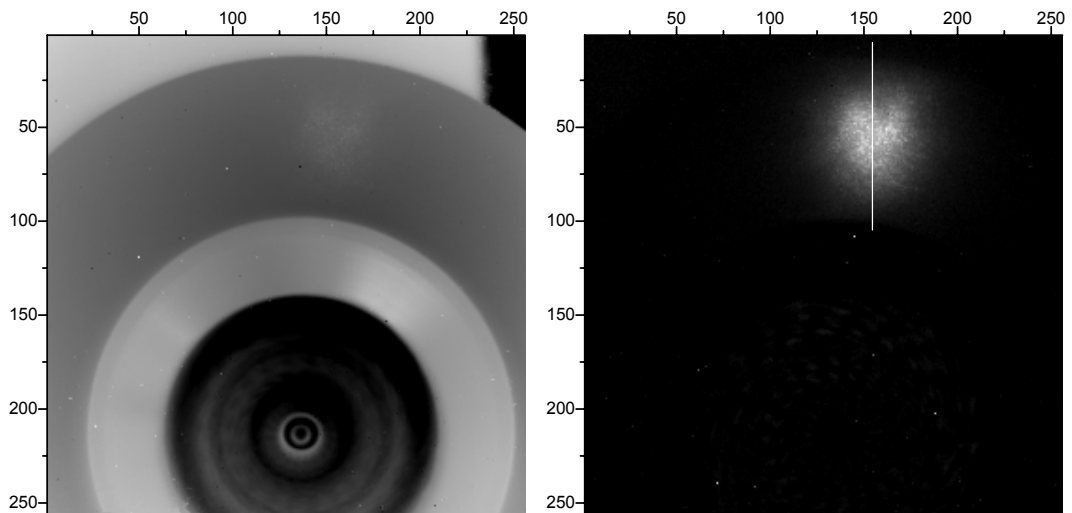


Abbildung 2.20: Strahlungsleistungverteilung auf dem rotierenden Diffusor bei einem Abstand von 5mm zum statischen Diffusor, 32 Bildstapelungen und 68,3Hz Rotationsfrequenz. Links mit thermischem Untergrund, rechts ist dieser subtrahiert und die LOI dargestellt, die im Folgenden extrahiert wurde.

Wieder wurden Linienprofile an jeweils gleichen Positionen extrahiert, vgl. Abbildung 2.20, und die Halbwertbreite der Strahlungsleistungverteilung durch die oben erwähnte, nichtlineare Kurvenanpassung ermittelt.

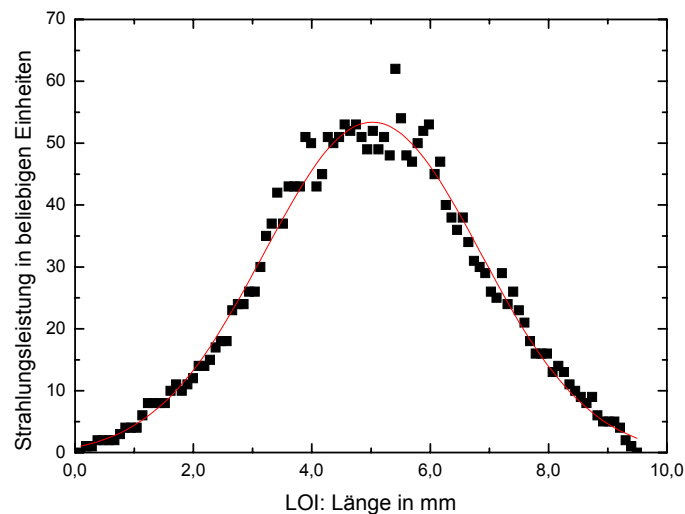


Abbildung 2.21: Beispielhafte Bestimmung der Halbwertbreite der Strahlungsleistungverteilung auf dem rotierenden Diffusor bei einem Abstand von 5mm zum statischen Diffusor, der thermische Hintergrund wurde subtrahiert.

Die in Abbildung 2.21 dargestellte rote Kurve wird durch die Funktion

$$\Phi = -0,4[\pm 0,9] + 54[\pm 1] e^{-\frac{(x_{LOI}-5,02\text{mm}[\pm 0,03\text{mm}])^2}{2(1,83\text{mm}[\pm 0,04\text{mm}])^2}} \quad (2.8)$$

beschrieben, die Standardfehler der angepassten Gaußfunktion sind in eckige Klammern gesetzt.

Durch Auftragen der halben Halbwertbreite der Strahlungsleistungsverteilung über die Distanz zum Wellenleiterende wurde der axiale Strahlungsverlauf genähert.

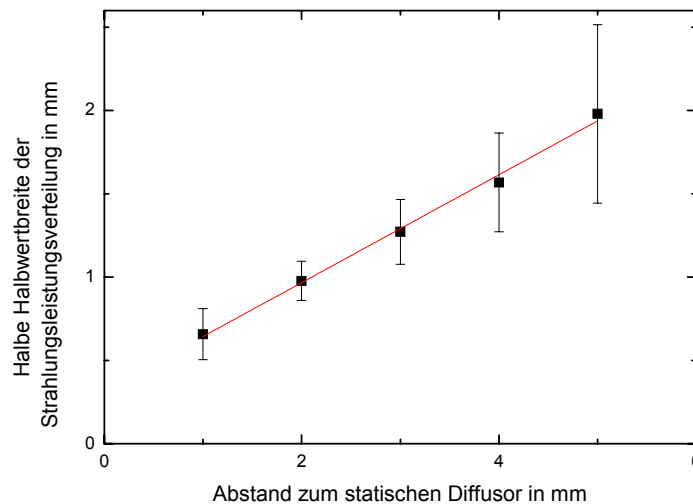


Abbildung 2.22: Genäherte Fernfeldverteilung des rotierenden Diffusors.

Die lineare Kurvenanpassung in Abbildung 2.22 wird durch

$$HWHM(d_{stat. Diffusor}) = 0,32\text{mm}[\pm 0,13\text{mm}] + 0,32[\pm 0,04] d_{stat. Diffusor} \quad (2.9)$$

beschrieben, $d_{stat. Diffusor}$ entspricht dem Abstand zwischen rotierendem und statischem Diffusor. Aus der Steigung m der linearen Kurvenanpassung des axialen Strahlungsverlaufs wurde der Divergenzwinkel θ bei $1296,2\text{cm}^{-1}$ Strahlungswellenzahl zu

$$\theta = \arctan(m) \cong \arctan(0,32\text{mm}) \cong 17,7^\circ \pm 2^\circ \quad (2.10)$$

ermittelt.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis nimmt mit dem Abstand zwischen Wellenleiterende und Diffusor ab, so dass die Messunsicherheit nach 5mm zu groß wird um weitere Strahlungsleistungsverteilungen zu bestimmen.

2.2.3 Streuverluste der Diffusoranordnung

Zur Ermittlung der Streuverluste durch die Diffusoranordnung wurde der kollimierte Laserstrahl mit einer plan konvexen Zinkselenid-Linse mit einer Brennweite von 25mm auf einen pyroelektrischen Detektor fokussiert, welcher die mittlere Strahlungsleistung mit einem

Trägerfrequenzverstärker (engl. „Lock-In-Amplifier“) phasenempfindlich misst, vgl. Abbildung 2.23.

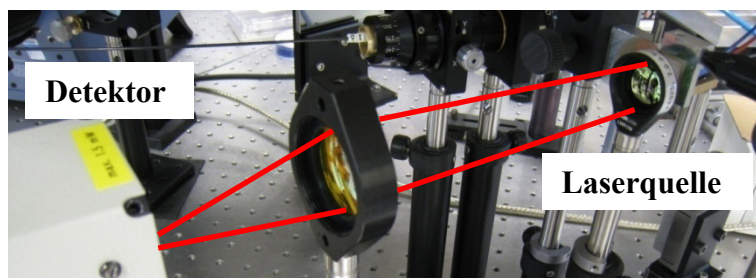


Abbildung 2.23: Aufbau zur Bestimmung der Streuverluste durch die Diffusoranordnung.

Die Strahlungsleistung wurde bei einer Wellenzahl von $1347,3\text{cm}^{-1}$ gemessen, einmal mit Diffusoranordnung und einer Diffusordrehzahl von $68,3\text{Hz}$ vor dem Wellenleiterende und einmal ohne Diffusoren. Als Lock-In-Referenz wurde der Kameratrigger mit 400Hz und $100\mu\text{s}$ Pulseinhüllendendauer verwendet. Vor der Wertausgabe berechnete das Lock-In-Radiometer die mittlere Strahlungsleistung mit einem Tastgrad (engl. „Duty Cycle“) von 4% . Da der Laser jedoch noch weiter moduliert wurde und einen Tastgrad von 2% aufwies, war die angezeigte, mittlere Strahlungsleistung um einen Faktor 2 zu gering.

Der Streuverlust, berechnet mit den mittleren Strahlungsleistungen der Einzelpulse, betrug

$$L_{\text{Streu}} = 1 - \frac{\langle \Phi_{\text{mit Diffusoren}} \rangle}{\langle \Phi_{\text{ohne Diffusoren}} \rangle} = 1 - \frac{0,8\text{mW}[\pm 0,2\text{mW}]}{9,4\text{mW}[\pm 0,2\text{mW}]} = 0.915 \pm 0.02. \quad (2.11)$$

2.2.4 Streucharakteristik der Aluminiumproben

Die Aluminiumproben haben im Bereich um 1347cm^{-1} eine geringe optische Rauigkeit. Dennoch ist die Rauigkeit ausreichend, um die einfallende Strahlung diffus zu streuen. Um die winkelabhängige reflektierte Strahlungsleistung zu ermitteln, wurde die Probe in Schritten von $0,5^\circ$ im Bereich von 0° bis $12,5^\circ$ gedreht und jeweils ein Bild mit 32 Bildstapelungen aufgezeichnet. Wie im vorigen Kapitel erläutert, entspricht eine Drehung der Probe von $0,5^\circ$ einer Vergrößerung des Winkelabstands um 1° relativ zum spekularen Reflex.

Um das Zentrum der Strahlungsleistungsverteilung auf der Probe wurde ein Bildbereich (engl. „Region of Interest“, ROI) mit 10×10 Pixel Größe ausgelesen und daraus der arithmetische Mittelwert des ROI bestimmt; einmal bei der Absorptionswellenzahl von $1347,3\text{cm}^{-1}$ sowie bei der Referenzwellenzahl von $1371,9\text{cm}^{-1}$. Um die mittlere Strahlungsleistung des spekularen Reflexes zu messen, wurde auf der Einfallseite ein Neutraldichte-Metallfilmfilter mit einer Extinktion von 1 in den Strahlengang gestellt, um eine Übersteuerung der Kamera

zu verhindern. Die damit ermittelte, mittlere Strahlungsleistung wurde entsprechend des Filters mit einem Faktor 10 korrigiert.

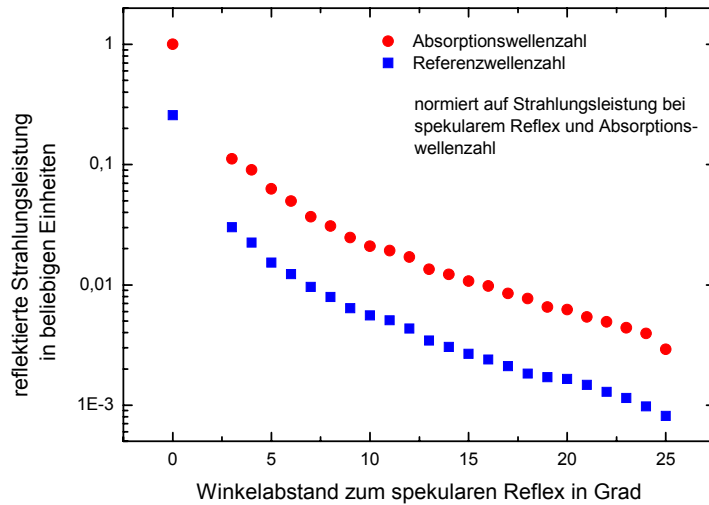


Abbildung 2.24: Winkelverteilung der von der Aluminiumprobe diffus reflektierten Strahlungsleistung, normiert auf die reflektierte Strahlungsleistung bei spekularem Reflex und Absorptionswellenzahl.

Bei der Bestrahlung der Aluminiumproben beträgt der Winkelbereich, in welchem die Kamera eine ausreichende Strahlungsleistung für den Detektionsalgorithmus erreicht, maximal $\pm 18^\circ$. Die Strahlungsleistung bei Referenzwellenzahl ist aufgrund der spektralen Position innerhalb der Verstärkungskurve des EC-QCL-Systems um einen Divisor von etwa 3 bis 4 geringer als sie es bei Absorptionswellenzahl ist, vgl. Abbildung 2.24.

2.3 Specklekontrastreduktion

2.3.1 Definition des Specklekontrastes und Ermittlung im Experiment

Speckles lassen sich über den Specklekontrast C quantifizieren. Dieser beschreibt, wie stark die Strahlungsleistungsfuktuationen relativ zur mittleren Strahlungsleistung der reflektierten Strahlung sind und entspricht dem Variationskoeffizienten der beschreibenden Statistik, vgl. [10],

$$C = \frac{\sigma_\Phi}{\langle \Phi \rangle} = \frac{\sqrt{\langle \Phi^2 \rangle - \langle \Phi \rangle^2}}{\langle \Phi \rangle}. \quad (2.12)$$

σ_Φ ist die Standardabweichung, $\langle \Phi \rangle$ ist der Mittelwert der auf das FPA reflektierten Strahlungsleistung.

Der Specklekontrast wird im Experiment durch

$$C = \frac{\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Phi_i^2 - (\sum_{i=1}^n \Phi_i)^2}}{\sum_{i=1}^n \Phi_i} \quad (2.13)$$

berechnet, Φ_i ist die effektiv gemessene Strahlungsleistung auf einem Detektorelement und n entspricht der Anzahl der Detektorelemente und damit der Anzahl der Pixel im untersuchten ROI.

Wie die mittlere Strahlungsleistung im ROI verteilt ist, hängt vom experimentellen Aufbau ab. Hier wird die Probe über einen Vielmoden-Stufenindexwellenleiter und eine asphärische Kollimationslinse bestrahlt. Resultierend aus der Helmholtz-Näherung zur Beschreibung der Feldverteilung in Stufenindexwellenleitern ließe sich die Strahlungsverteilung über eine stetig in Steigung und Krümmung zusammengesetzte Besselfunktion beschreiben: der Besselfunktion erster Art der Ordnung Null im Zentrum sowie der modifizierten Besselfunktion zweiter Art der Ordnung Null an den Flanken, vgl. [24]. Dieser Ansatz ist jedoch sehr aufwendig zu berechnen. Eine nahezu gleichwertige Beschreibung liefert die Näherung der Strahlungsleistungsverteilung mit einer Gaußfunktion, vgl. Abbildung 2.25.

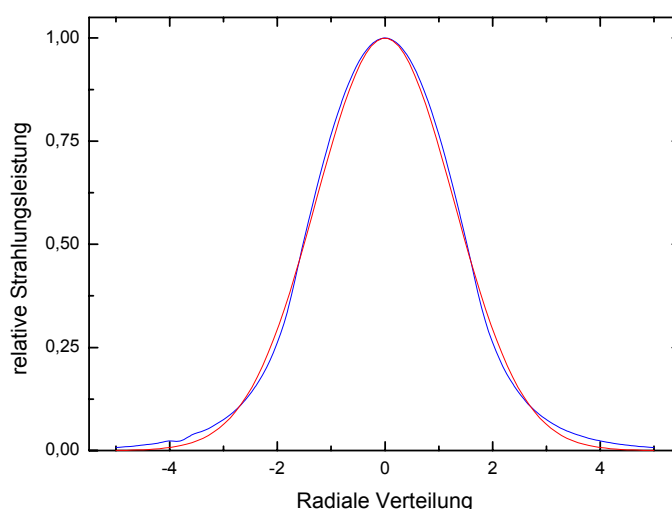


Abbildung 2.25: Radiale Strahlungsleistungsverteilung der LP_{01} -Grundmode eines Stufenindexwellenleiters. Die rote Kurve entspricht einer Gaußfunktion, die blaue Kurve einer zusammengesetzten Besselfunktion welche eine größere Steigung der Flanken aufweist.

Würde der Specklekontrast im einfachen Bild einer bestrahlten Oberfläche ermittelt werden, würde die Bildung des arithmetischen Mittelwertes über die inhomogene Strahlungsverteilung einen systematischen Fehler einführen. Weitere Inhomogenitäten, verursacht durch winkel-, rautiefen- und wellenlängenabhängige Effekte, die nicht durch Interferenz, sondern durch Streuungsphänomene entstehen, erzeugen ebenso systematische Fehler. Mit dem

Detektionsalgorithmen können alle nicht interferenzabhängigen statischen Effekte stark reduziert werden. Da sich das Specklemuster sehr empfindlich mit der Wellenzahl der Strahlung ändert, vergrößert der Detektionsalgorithmus den Specklekontrast im Divisionsbild. Dieser systematische Fehler ist hier jedoch nicht vermeidbar und, weil nicht die Untersuchung von Speckles, sondern die Specklekontrastreduktion im Divisionsbild im Vordergrund steht, akzeptabel.

2.3.2 Ermittlung des Specklekontrastes mit ausreichender statistischer Sicherheit

Um die statistische Sicherheit des ermittelten Specklekontrastes abschätzen zu können, wurde eine Specklekontrastmessung 300-mal in Folge durchgeführt. Nach jeder Messreihe wurde die Anzahl arithmetisch gemittelter Bilder in Zweierpotenzschritten erhöht und die Messreihe wiederholt. Die arithmetische Mittelung von Bildern wird als Bildstapelung bezeichnet. Die Schrittgröße der Steigerungen ist willkürlich festgelegt, um ein schnelles Ansteigen der Bildstapelungen zu gewährleisten².

Mit Steigerung der Bildstapelanzahl werden alle unkorrelierten Rauschanteile reduziert, was zu einer Steigerung der statistischen Aussagesicherheit über den Mittelwert des Specklekontrastes führt. Unkorreliertes Rauschen tritt z. B. durch detektorelementspezifische Spannungsfluktuation auf, die bei MCT-FPAs relativ stark in Erscheinung treten, vgl. [25]. Korreliertes Rauschen, wie es beispielsweise durch statisch fehlerhafte Detektorelemente infolge zu niedriger Strahlungsempfindlichkeit entsteht, kann so nicht reduziert werden. Bei Speckles handelt es sich um stark korreliertes Rauschen, wobei nur die unkorrelierten Anteile durch Bildstapelungen reduziert werden.

Die Standardabweichung des mittleren Specklekontrastes in Abhängigkeit der Bildstapelanzahl wurde nach [26] mit

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left(\sum_{i=1}^N C_i^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N C_i \right)^2 \right)} \quad (2.14)$$

ermittelt. Der ROI beinhaltete dabei 10x10 Pixel, die Strahlungswellenzahl betrug $1347,3\text{cm}^{-1}$, es wurde keine Diffusoranordnung verwendet und der Winkelabstand zum spekularen Reflex betrug 4° .

² In alten Computersystemen wurde so der Fehler in der numerischen Division zweier Integer-Zahlen im binären Zahlensystem minimiert. Da Computer heute, gerade bei den hier auftretenden Zahlen, ohne große Fehler mit Fließkommazahlen *umgehen* können, ist die Schrittweite in Zweierpotenzen unnötig, hier aber zweckmäßig.

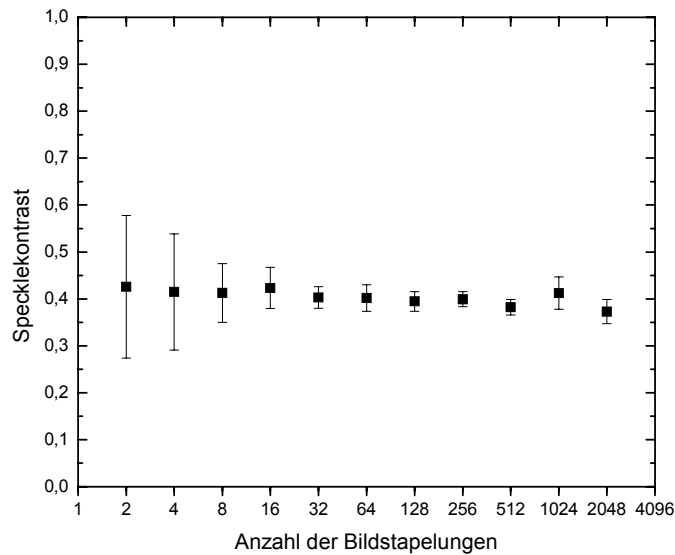


Abbildung 2.26: Specklekontrast in Abhängigkeit der Bildstapelungen.

In Abbildung 2.26 erkennt man das korrelierte Rauschen in der nahezu stationären Lage des mittleren Specklekontrastes und die Reduktion des unkorrelierten Rauschens durch die Verminderung der Standardabweichung von dieser stationären Lage. Da unkorreliertes Bildrauschen statistisch mit einer Gammaverteilung beschrieben werden kann, ist zu erwarten, dass sich die Standardabweichung vom mittleren Specklekontrast proportional mit wachsender Bildstapelanzahl nach

$$\sigma_C \propto \sqrt{N}^{-1} \quad (2.15)$$

reduziert. Diese Abhängigkeit wird sichtbar, wenn die Standardabweichung vom mittleren Specklekontrast über die Anzahl der Bildstapelungen aufgetragen wird, vgl. Abbildung 2.27.

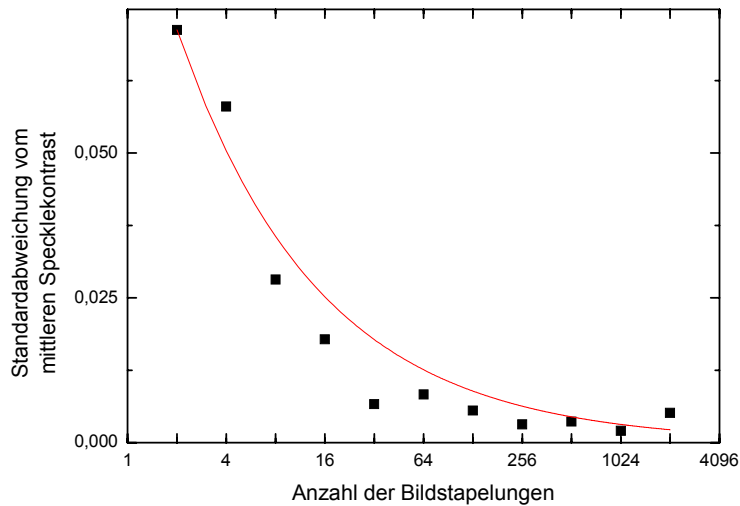


Abbildung 2.27: Reduktion des unkorrelierten Rauschens und Steigerung der statistischen Sicherheit. Die rote Kurve entspricht der theoretischen Vorhersage.

Im verwendeten Aufbau wird eine akzeptable Reduktion des unkorrelierten Rauschens bei 32 Bildstapelungen erreicht. Danach steigen der Rechenaufwand und damit die Rechenzeit zum Verarbeiten der Bildstapelungen unverhältnismäßig bezüglich der Reduktion des unkorrelierten Rauschens; die Verarbeitungsgeschwindigkeit ist ein kritischer Parameter, weil im späteren Projektverlauf eine Quasi-Echtzeitdatenverarbeitung stattfinden soll.

Die durch 32 Bildstapelungen erreichte statistische Sicherheit bei der Ermittlung des Specklekontrastes wird ebenfalls als ausreichend betrachtet. Die resultierende Standardabweichung liegt bei $\sigma_c(N = 32) \cong 0,009$.

2.3.3 Untersuchung des Specklekontrastes ohne TNT-Kontamination im Divisionsbild

Zum Nachweis der Specklekontrastreduktion wurde eine Aluminiumprobe unter einem sagittalen Einfallswinkel von $\approx 6^\circ$ bestrahlt, vgl. Abbildung 2.28. Die Kamera betrachtete die Szene unter einem sagittalen Ausfallwinkel von $\approx 12^\circ$. Der Winkelabstand der optischen Achse der Kamera zum spekularen Reflex betrug demnach $\approx 6^\circ$, vgl. Formel 2.2. Die optischen Achsen von Bestrahlungsoptik und Kamera lagen etwa in der meridionalen Ebene, d. h. $\theta_{\text{einfall } M} = \theta_{\text{spekular } M} \cong 0^\circ$.

Um die Wirkung der Diffusoranordnung zu quantifizieren, wurde der Detektionsalgorithmus mit und ohne Diffusoranordnung durchgeführt. Für jedes Bild wurden 32 Bildstapelungen durchgeführt.

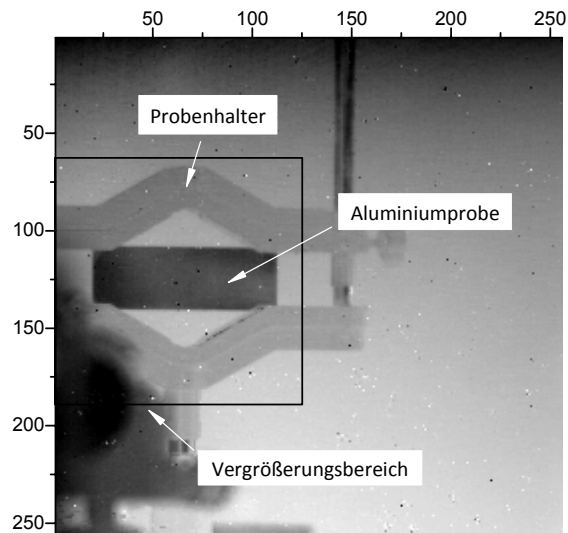


Abbildung 2.28: Thermische Szene. Aluminiumblech ohne TNT-Kontamination. Der im Folgenden vergrößert dargestellte Bereich ist schwarz umrandet.

In der folgenden Abbildung 2.29 sind jeweils das Referenz- und Absorptionsbild mit thermischem Untergrund und die Laserstrahlung nicht in vollem Umfang dargestellt, damit die Positionen der Laserstrahlung auf der Probe erkennbar sind. Für die anschließende Berechnung der Divisionsbilder wurden zuvor die thermischen Untergründe gemäß dem Detektionsalgorithmus subtrahiert und keine Veränderungen in Kontrast und Helligkeit angewendet. Zur besseren Erkennbarkeit der relevanten Bildinformationen wird der in Abbildung 2.28 schwarz umrandete Bereich vergrößert dargestellt.

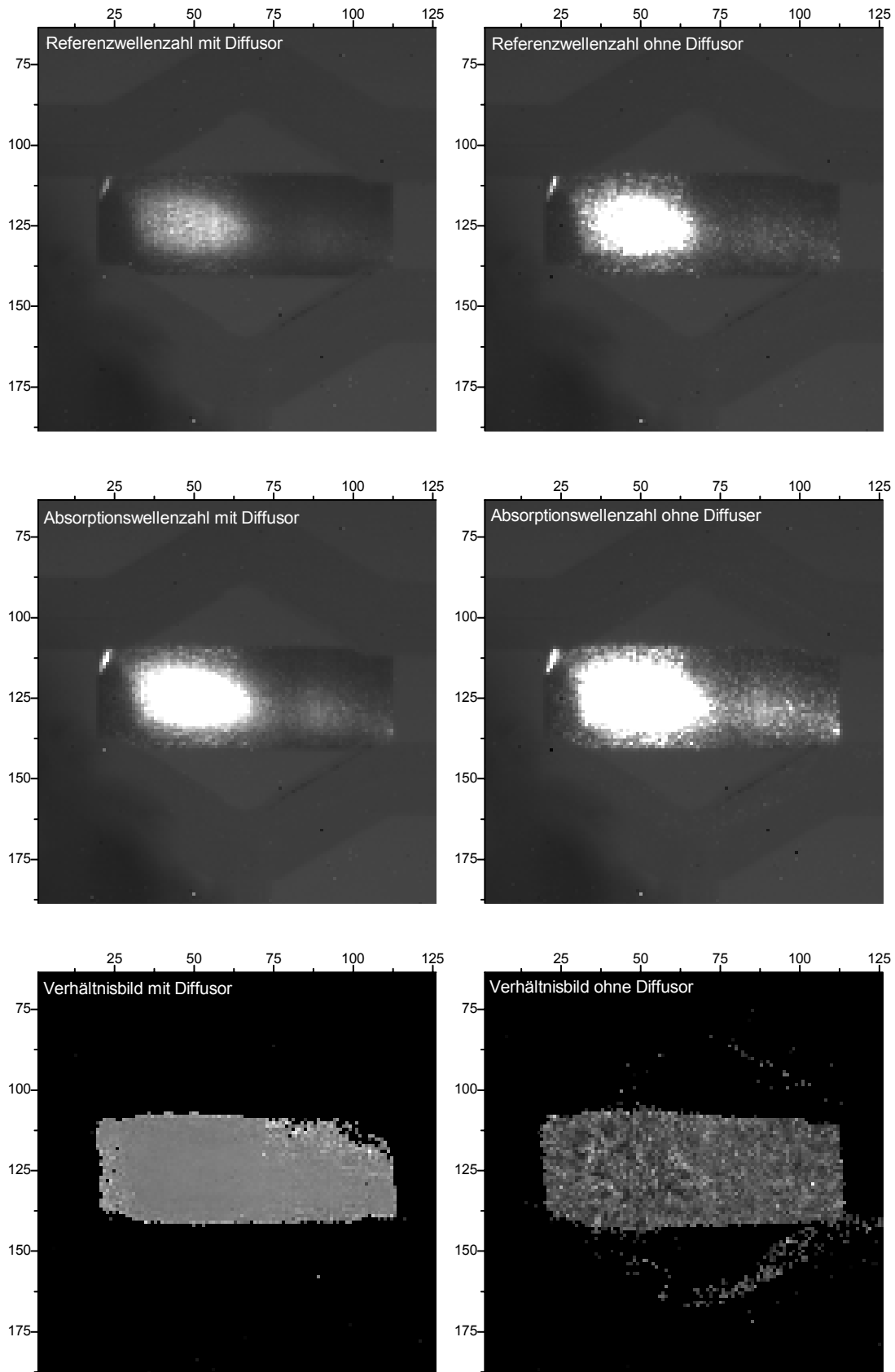


Abbildung 2.29: Vergrößerte Ausschnitte der Bilder des Detektionsalgorithmus ohne TNT-Kontamination; in der linken Spalte mit Diffusoranordnung und in der rechten Spalte ohne diese aufgezeichnet. Von den Bildern bei Absorptions- und Referenzwellenzahl sind die thermischen Hintergründe noch nicht subtrahiert.

2.3.4 Erkennbarkeit von TNT im Divisionsbild

In gleicher Konfiguration wie oben beschrieben, wurde die Verbesserung der Erkennbarkeit einer TNT-Kontamination mit einer Massen-Oberflächen-Konzentration von $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ durch die Specklekontrastreduktion auf einer Aluminiumprobe untersucht, vgl. Abbildung 2.30.

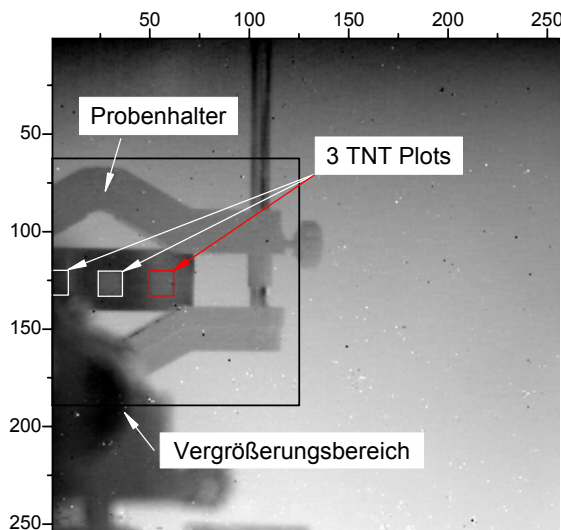


Abbildung 2.30: Thermische Szene. Aluminiumblech mit TNT-Plots. Hier wurde die Strahlung auf den rechten TNT-Plot, gekennzeichnet mit dem roten Pfeil und ROI, gerichtet. Der im Folgenden vergrößert dargestellte Bereich ist schwarz umrandet.

In der folgenden Abbildung 2.31 sind jeweils das Referenz- und Absorptionsbild mit thermischem Untergrund und die Laserstrahlung nicht in vollem Umfang dargestellt, damit die Positionen der Laserstrahlung auf der Probe erkennbar sind. Für die anschließende Berechnung der Divisionsbilder wurden zuvor die thermischen Untergründe gemäß dem Detektionsalgorithmus subtrahiert und keine Veränderungen in Kontrast und Helligkeit angewendet. Zur besseren Erkennbarkeit der relevanten Bildinformationen wird der in Abbildung 2.30 schwarz umrandete Bereich vergrößert dargestellt.

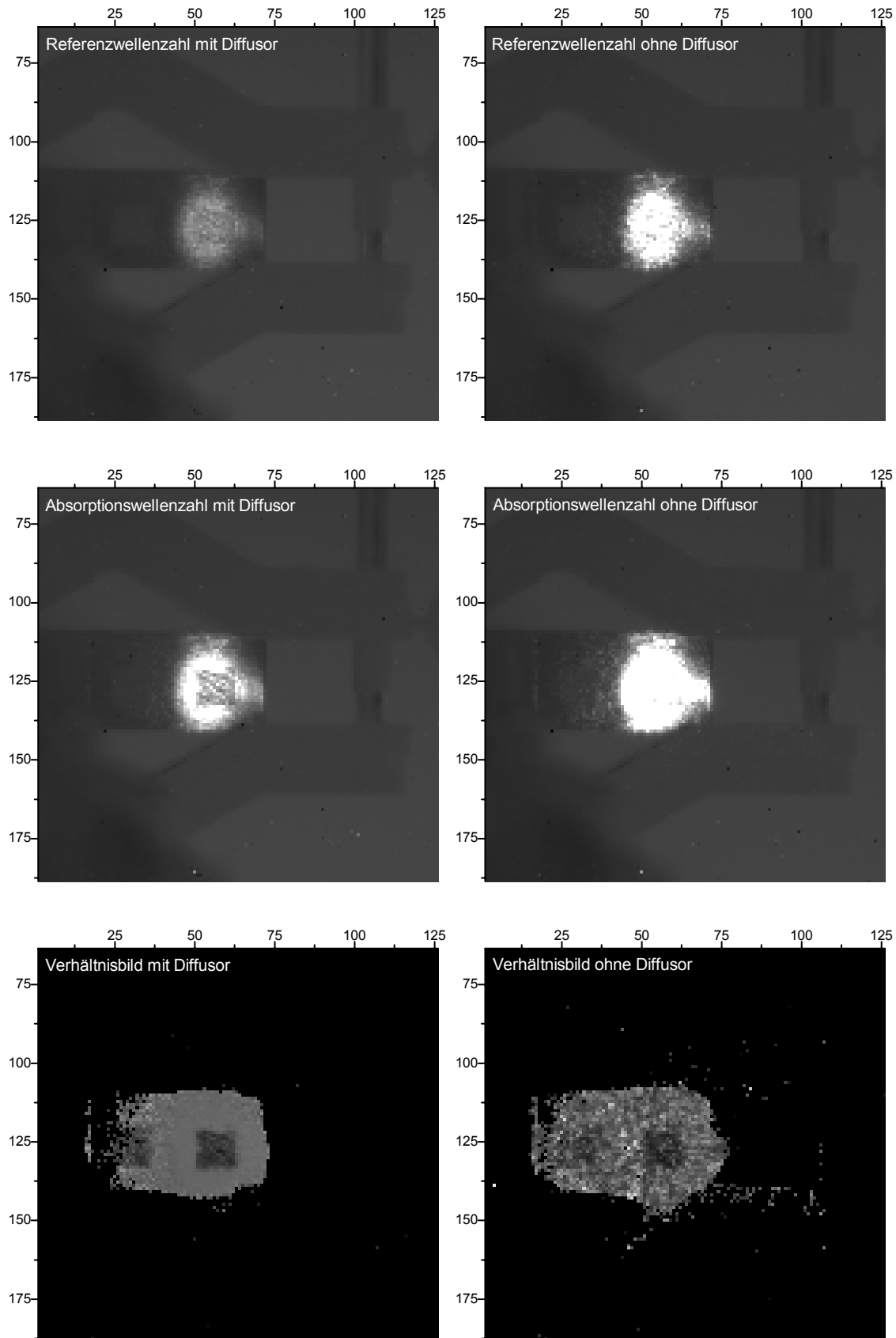


Abbildung 2.31: Vergrößerte Ausschnitte der Bilder des Detektionsalgorithmus mit TNT-Kontamination einer Massen-Oberflächen-Konzentration von $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$; in der linken Spalte mit Diffusoranordnung und in der rechten Spalte ohne diese aufgezeichnet. Von den Bildern bei Absorptions- und Referenzwellenzahl sind die thermischen Hintergründe noch nicht subtrahiert.

2.3.5 Winkelabhängigkeit des Specklekontrastes im Divisionsbild

Der Specklekontrast der im Detektionsalgorithmus aufgezeichneten Divisionsbilder zeigt eine Winkelabhängigkeit. Zur Untersuchung wurde eine Aluminiumprobe ohne TNT-Kontamination unter verschiedenen Einfallswinkeln bestrahlt und damit der Detektionsalgorithmus unter verschiedenen Winkelabständen der optischen Achse der Kamera zum spekularen Reflex ausgeführt.

Der ausgewertete ROI ist weiß eingezeichnet und hat eine Größe von 14x15Pixel, vgl. Abbildung 2.32.

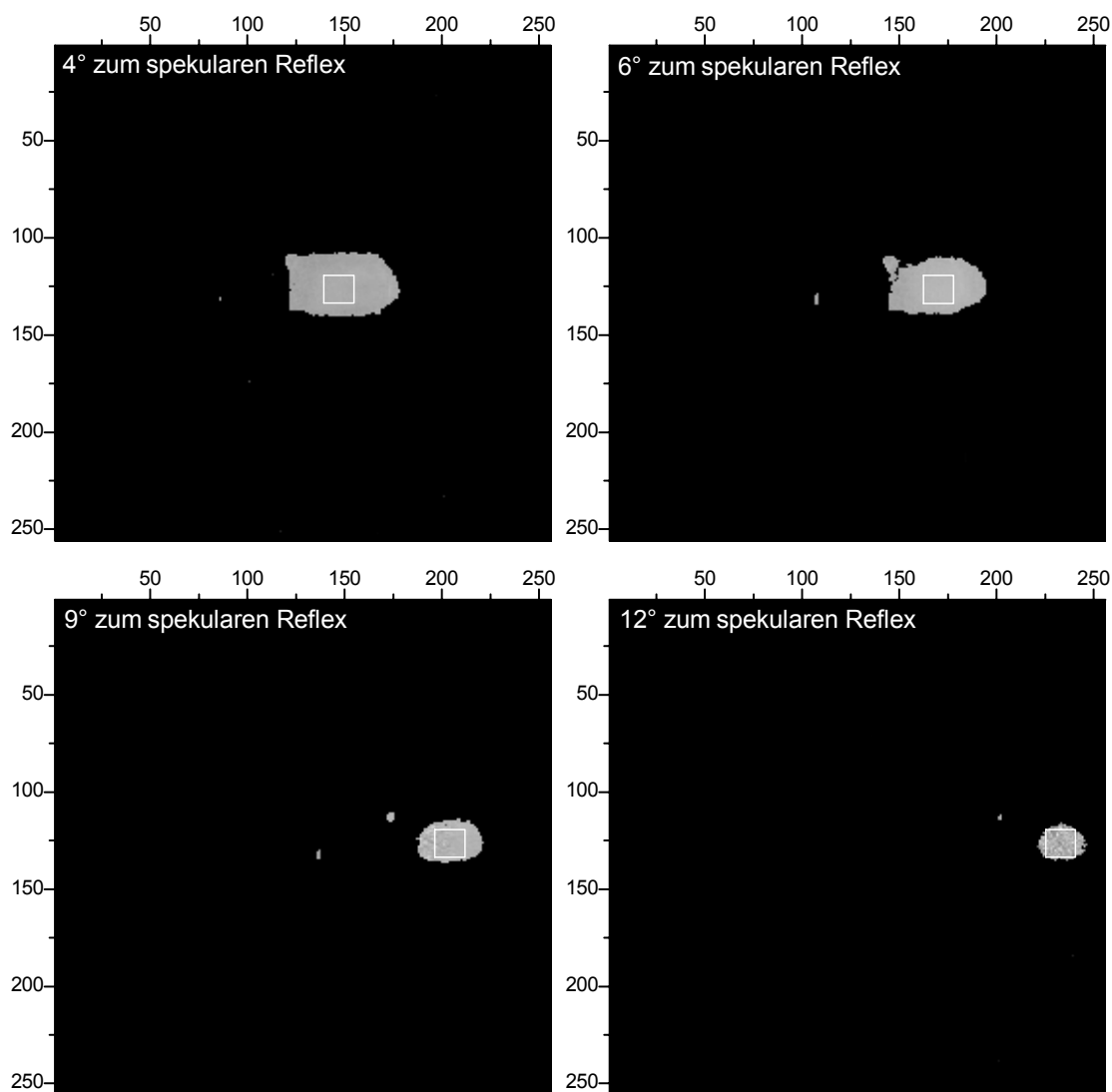


Abbildung 2.32: Exemplarische Auswahl der Bilder von 4°, 6°, 9° und 12° relativ zum spekularen Reflex. Das ROI beinhaltet 210 Pixel.

Da sich die Probenoberfläche nicht in der Drehachse des Probenhalters befand, wanderte die Bestrahlungsfläche während der Rotation. Um immer die gleiche Stelle auf der Probe in immer gleichem Abstand zu bestrahlen, wurde der Wandereffekt durch eine Translation des

Probenhalters entlang einer Achse, orthogonal zur Einfallstrahlung, kompensiert. Darum orientieren sich die Lage des ROI am Zentrum des Bestrahlungsverhältnisses und die Größe am kleinsten Bestrahlungsverhältnisdurchmesser.

3 Ergebnisse

3.1 Specklekontrast ohne TNT-Kontamination

Der relevante, teilweise bestrahlte Bereich ist in Abbildung 3.1 als äußerer ROI gekennzeichnet und wird in den folgenden Abbildungen als vergrößerter Ausschnitt dargestellt. Um anschließend den Specklekontrast zu berechnen, wird der innere ROI in Abbildung 3.1 ausgelesen. Dieser beinhaltet 20x29 Pixel.

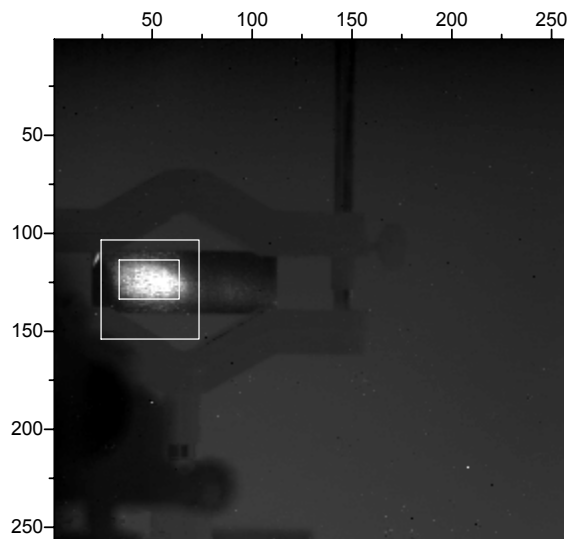


Abbildung 3.1: Position des Ausschnittbereichs (äußerer ROI, 50x50 Pixel) und des ROI zur Ermittlung des Specklekontrastes (innerer ROI, 29x20 Pixel), dargestellt mit Bestrahlung der Aluminiumprobe bei Referenzwellenzahl.

Der Specklekontrast im ROI des Divisionsbildes, welches ohne Diffusoranordnung erstellt wurde (in Abbildung 3.2 rot dargestellt) beträgt

$$C_{\text{ohne Diffusor}} \cong \frac{966,1}{3092,7} \cong 0,312. \quad (3.1)$$

Dies entspricht einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ca. 3,2.

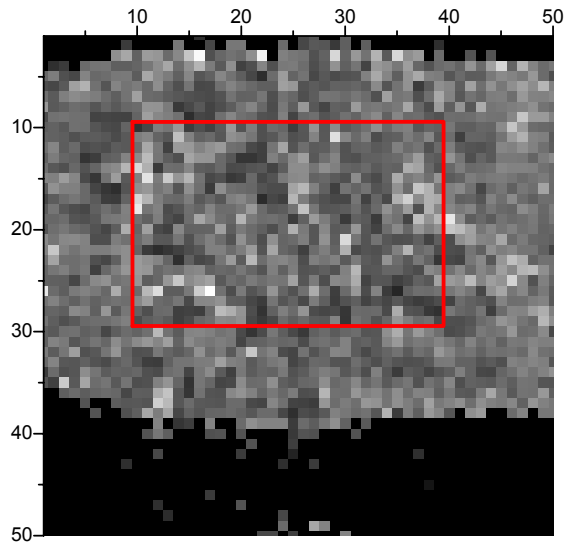


Abbildung 3.2: Ausschnitt des Divisionsbildes ohne Diffusoranordnung aufgezeichnet.

Im ROI des Divisionsbildes, welches mit Diffusoranordnung erstellt wurde (in Abbildung 3.3 blau dargestellt) beträgt der Specklekontrast

$$C_{mit\ Diffusor} \cong \frac{74,3}{3248,0} \cong 0,023, \quad (3.2)$$

was einem Signal zu Rausch-Verhältnis von etwa 43,7 entspricht.

Die Vergrößerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses durch Verwendung der Diffusoranordnung entspricht einem Faktor von etwa 13,7.

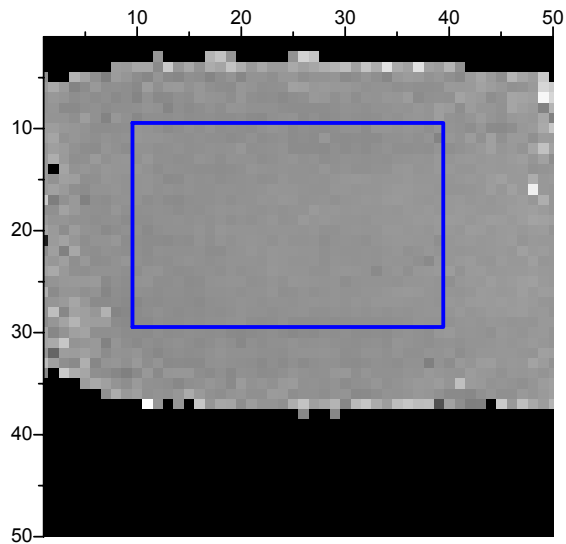


Abbildung 3.3: Ausschnitt des Divisionsbildes mit Diffusoranordnung aufgezeichnet.

Abbildung 3.4 und Abbildung 3.5 zeigen die obigen Ausschnitte der Divisionsbilder als Höhenprofile in Falschfarben.

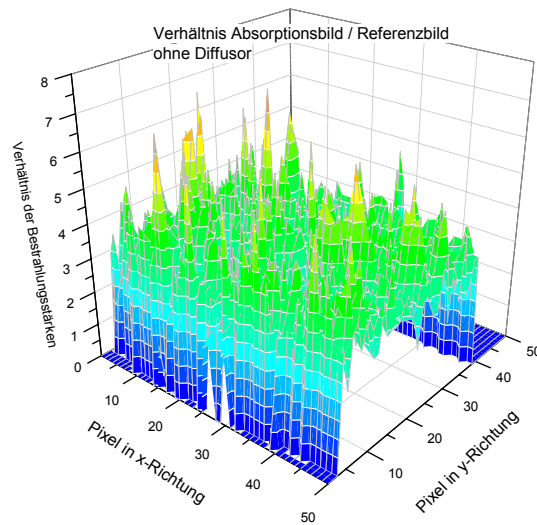


Abbildung 3.4: Ausschnitt des Divisionsbildes ohne Diffusoranordnung.

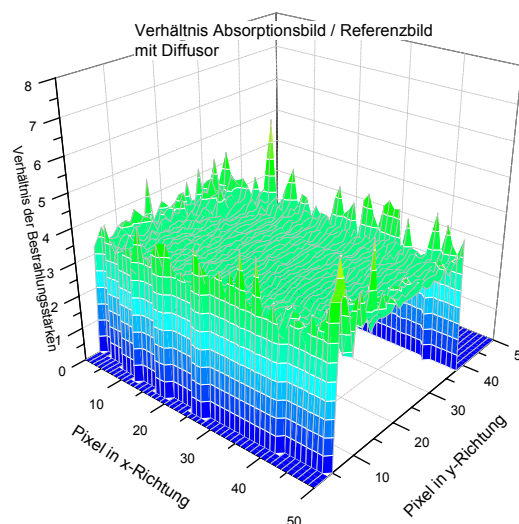


Abbildung 3.5: Ausschnitt des Divisionsbildes mit Diffusoranordnung.

Zur weiteren Verdeutlichung der Specklekontrastreduktion wurden an jeweils gleichen Stellen Linienprofile extrahiert und in den folgenden sechs Abbildungen dargestellt. Dabei wurden die diskreten Pixelwerte mit geraden Linien verbunden, um die Erkennbarkeit des Linienprofils zu steigern.

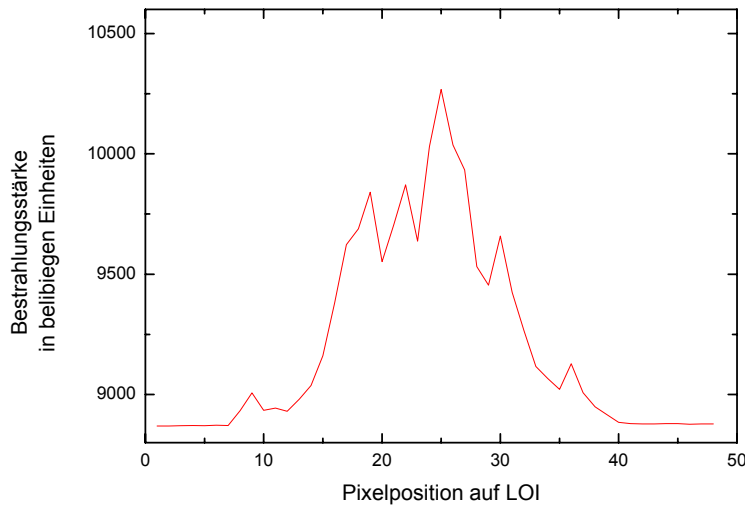


Abbildung 3.6: LOI bei Bestrahlung mit Referenzwellenzahl und ohne Diffusoranordnung.

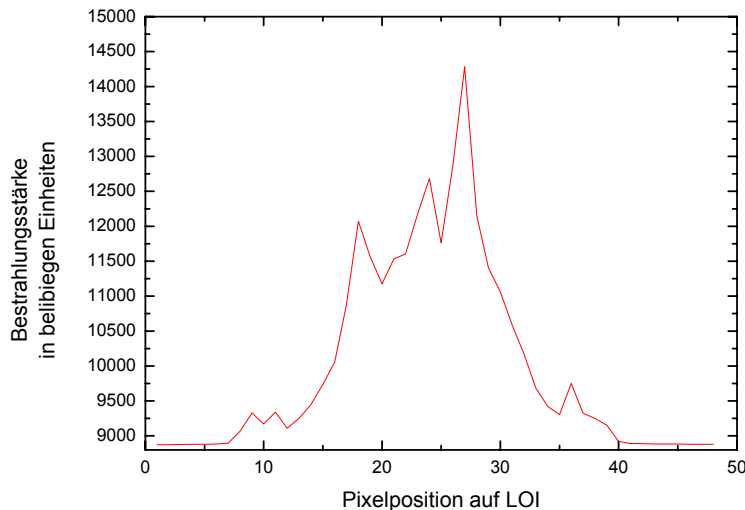


Abbildung 3.7: LOI bei Bestrahlung mit Absorptionswellenzahl und ohne Diffusoranordnung.

Man erkennt in Abbildung 3.6 und Abbildung 3.7, dass sich das Linienprofil durch die Wellenzahländerung der Strahlung verändert. Bei diesen Abbildungen wurde der thermische Hintergrund nicht subtrahiert.

In Abbildung 3.8 und Abbildung 3.9 ist diese Änderung nicht mehr zu erkennen, die Strahlung ist also nahezu quasi-thermisch. Das restliche Rauschen in der Strahlungsleistungsverteilung wird fast ausschließlich durch Streuungseffekte erzeugt, welche keine starke Wellenzahlabhängigkeit zeigen.

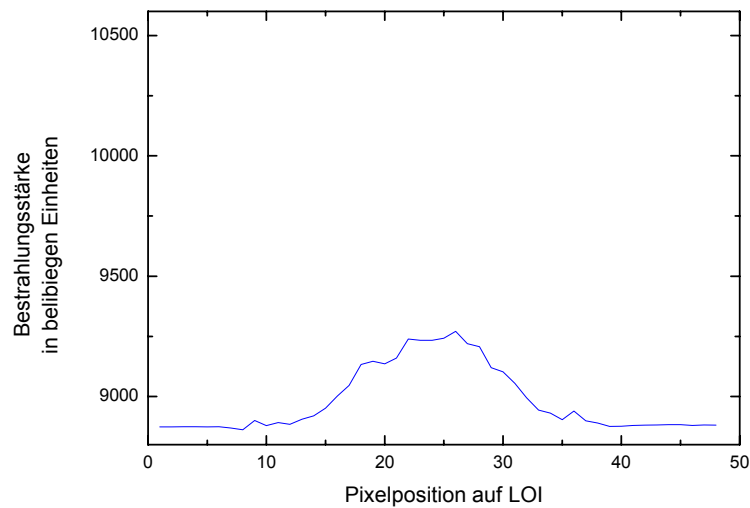


Abbildung 3.8: LOI bei Bestrahlung mit Referenzwellenzahl und mit Diffusoranordnung.

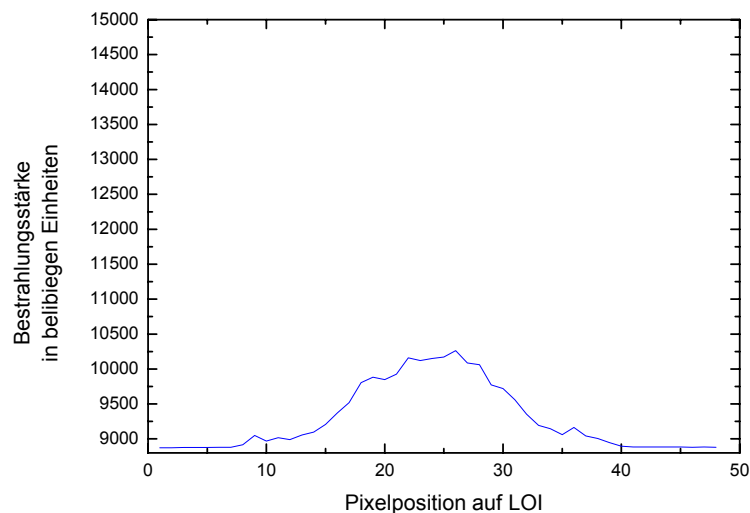


Abbildung 3.9: LOI bei Bestrahlung mit Absorptionswellenzahl und mit Diffusoranordnung.

In Abbildung 3.11 ist ersichtlich, dass die Streuungseffekte durch die Division größtenteils aus den Bildinformationen entfernt werden können. Abbildung 3.10 zeigt das starke Specklerauschen im Bestrahlungsverhältnis, welches vorhanden ist, wenn keine Diffusoranordnung verwendet wird.

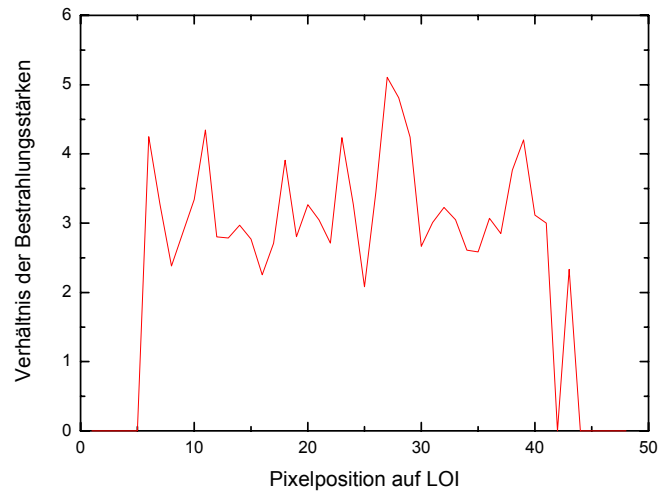


Abbildung 3.10: Divisionsbild ohne Diffusoranordnung.

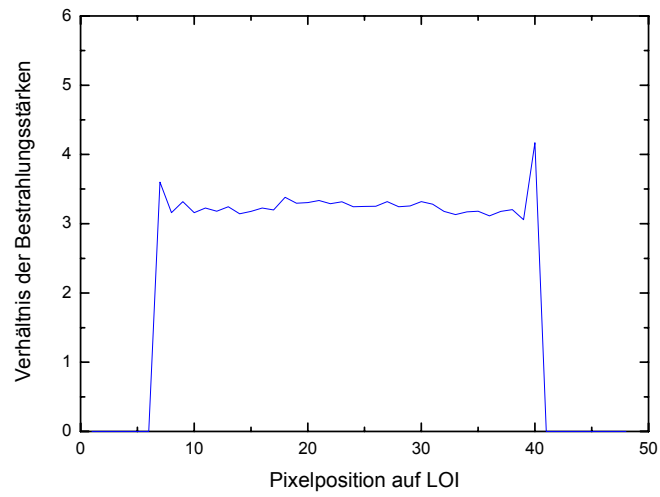


Abbildung 3.11: Divisionsbild mit Diffusoranordnung.

3.2 Erkennbarkeit von TNT-Kontaminationen

Die Erkennbarkeit der Strahlungsabsorption durch TNT wird durch die Diffusoranordnung deutlich verbessert, vgl. Abbildung 3.13. Das Specklerauschen ohne Diffusoranordnung ist bei einer TNT-Massen-Oberflächen-Konzentration von $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ebenso groß wie die Absorptionsinformation, vgl. Abbildung 3.12. Die ihnen zugrunde liegenden LOI liegen, wie zuvor, an jeweils gleichen Stellen relativ zueinander in den Divisionsbildern.

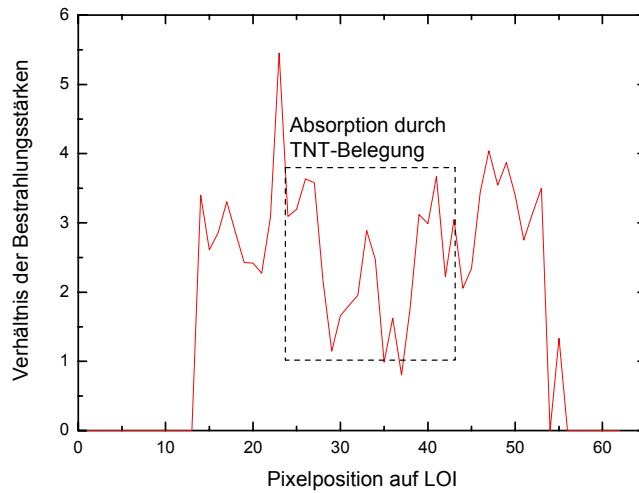


Abbildung 3.12: Divisionsbild ohne Diffusoranordnung und mit TNT-Kontamination einer Massen-Oberflächenkonzentration von $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

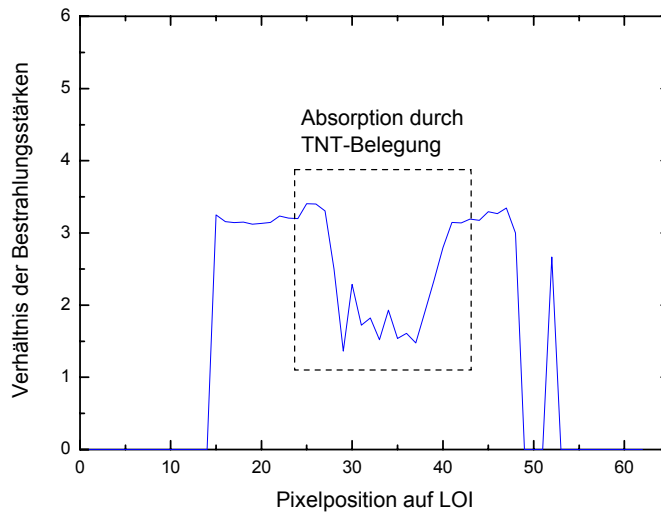


Abbildung 3.13: Divisionsbild mit Diffusoranordnung und mit TNT-Kontamination einer Massen-Oberflächenkonzentration von $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Zur weiteren Verdeutlichung der Speckle-Problematik sind in Abbildung 3.14 und Abbildung 3.15 die Divisionsverhältnisse aus Abbildung 2.31 im Bereich von 0,8 bis 2,5 rot eingefärbt. Die Einfärbung hebt also den Bereich der hier möglichen Strahlungsabsorption durch TNT hervor, vgl. Abbildung 3.13.

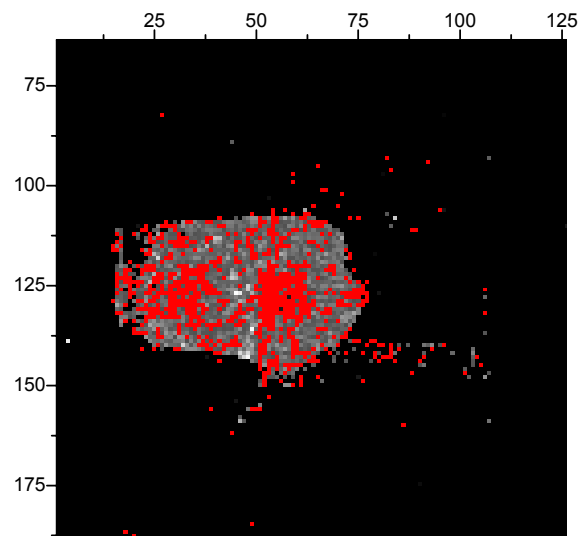


Abbildung 3.14: Specklerauschen im Divisionsbild mit TNT-Kontamination und ohne Diffusoranordnung.

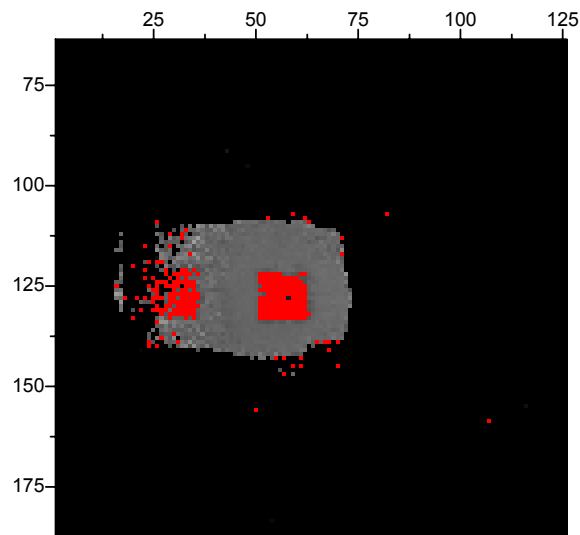


Abbildung 3.15: Durch die Specklekontrastreduktion wird die TNT-Kontamination deutlich erkennbar.

Ohne Specklereduktionsverfahren sind die Absorptionsinformationen kaum vom Specklerauschen unterscheidbar.

3.3 Winkelabhängigkeit des Specklekontrastes im Divisionsbild

Der Specklekontrast im 14x15 Pixel beinhaltenden ROI des Divisionsbildes wächst ab einem relativen Winkelabstand von 7° zum spekularen Reflex schnell an, vgl. Abbildung 3.16.

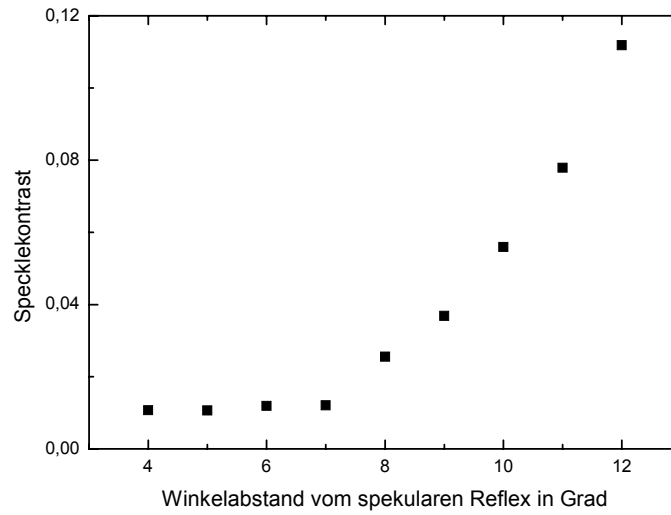


Abbildung 3.16: Winkelabhängigkeit des Specklekontrastes.

4 Diskussion

4.1 Verbinden von Effekten der Specklekontrastreduktion

Zur Beschreibung der beobachteten Specklekontraste wird hier der statistische Freiheitsgrad M eingeführt:

$$C_{gesamt} = \frac{1}{\sqrt{M_{gesamt}}} . \quad (4.1)$$

Da die statistische Verteilung der Strahlungsleistungen innerhalb des ROI nach [10] mit der Familie der Gammaverteilungen beschrieben wird, kann dieser Freiheitsgrad physikalisch als eine Anzahl vollständig unkorrelierter Specklemuster gleicher mittlerer Strahlungsleistung interpretiert werden, welche summiert werden müssen, um den beobachteten Specklekontrast zu erzeugen. Diese Definition ermöglicht es nun, den ermittelten Specklekontrast durch einzelne physikalische Effekte im experimentellen Aufbau zu beschreiben, die jeweils für einen Anteil M_n verantwortlich sind. Diese Anteile des Gesamt-Freiheitsgrades werden durch Multiplikation verbunden, vgl. [10],

$$M_{gesamt} = \prod_{n=1}^N M_n . \quad (4.2)$$

Bei $C_{gesamt} = M_{gesamt} = 1$ spricht man von vollständig entwickelten Speckles, was dem maximalen Specklekontrast und einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 1 entspricht. Da das Speckle-Phänomen ein reiner Interferenzeffekt ist, tritt dieser Maximalfall nur ein, wenn die Strahlung vollständig kohärent und polarisiert ist. Dies wäre näherungsweise bei einem einmodigen und frequenzstabilisierten Gaslaser im kontinuierlichen Betrieb der Fall, dessen bestrahlte Oberfläche mit einem verlustfreien, idealen optischen System abgebildet würde.

Der im Experiment ermittelte Gesamt-Freiheitsgradparameter ohne Diffusoranordnung beträgt nach Formel 4.1

$$M_{ohne\ Diffusor} = C_{ohne\ Diffusor}^{-2} \cong 10 . \quad (4.3)$$

Dies deutet darauf hin, dass bereits ohne Diffusoren eine Reduktion des Specklekontrastes stattfindet. Mit Diffusoranordnung vergrößert sich der Gesamt-Freiheitsgradparameter zu

$$M_{mit\ Diffusor} = C_{mit\ Diffusor}^{-2} \cong 1911 . \quad (4.4)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Bestrahlungsverhältnisse innerhalb der ROI geben Aufschluss darüber, wie intensiv das Specklerauschen ist. Eine vollkommen homogene Verteilung der Bestrahlungsverhältnisse wird durch eine Normalverteilung mit der Standardabweichung 0, d. h. eine senkrechte Linie, repräsentiert. Sie würde durch eine Mittelung unendlich vieler unkorrelierter Specklemuster entstehen. Ein einzelnes Specklemuster besitzt hingegen eine negativ exponentielle Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung, vgl. [10]. Dazwischen ist die Form der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung eine Mischung aus Normal- und negativ exponentieller Verteilung.

Um die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Bestrahlungsverhältnisse zu ermitteln, wurden zunächst absolute Häufigkeitsverteilungen der ROI bei einer hier gewählten Klassenanzahl von 15 ermittelt. Die Häufigkeiten wurden auf ihre Gesamtanzahl sowie auf den arithmetischen Mittelwert der Bestrahlungsverhältnisse $\langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle$ im ROI normiert. Durch nichtlineare Kurvenanpassung nach der Methode kleinster Fehlerquadrate lassen sich so die Formen der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen nähern. Für die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung ohne Diffusoranordnung erfolgte die Anpassung einer modifizierten Gaußfunktion:

$$\begin{aligned}
 \langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle & p \left(\frac{B_D(u, v)}{\langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle} \right) \\
 &= p_0 + A e^{\frac{1}{2} \left(\frac{w}{t_0} \right)^2 - \frac{B_D(u, v)}{\langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle} - x_c} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-\frac{k^2}{2}} dk \\
 &= 0,68 e^{0,171 - \frac{B_D(u, v)}{\langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle} - 0,78} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-\frac{k^2}{2}} dk, \\
 z &= \frac{\frac{B_D(u, v)}{\langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle} - 0,78}{0,175} - 0,58.
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

An die Messdaten mit Diffusoranordnung wurde die Gaußfunktion in Formel 4.6 angepasst.

$$\begin{aligned}
 \langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle & p \left(\frac{B_D(u, v)}{\langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle} \right) \\
 &= p_0 + A e^{-\frac{\left(\frac{B_D(u, v)}{\langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle} - x_c \right)^2}{2w^2}} \\
 &= e^{-\frac{\left(\frac{B_D(u, v)}{\langle B_D(\Delta u, \Delta v) \rangle} - 1,0 \right)^2}{2(0,023)^2}}
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Abbildung 4.1 zeigt die Messdaten und die nichtlinearen Kurvenanpassungen. Aus der Form ist ersichtlich, dass bereits ohne Diffusoranordnung eine Specklekontrastreduktion stattfindet. Die Form der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen stimmt gut mit der Theorie, vgl. [10], und den ermittelten Gesamt-Freiheitsgradparametern überein.

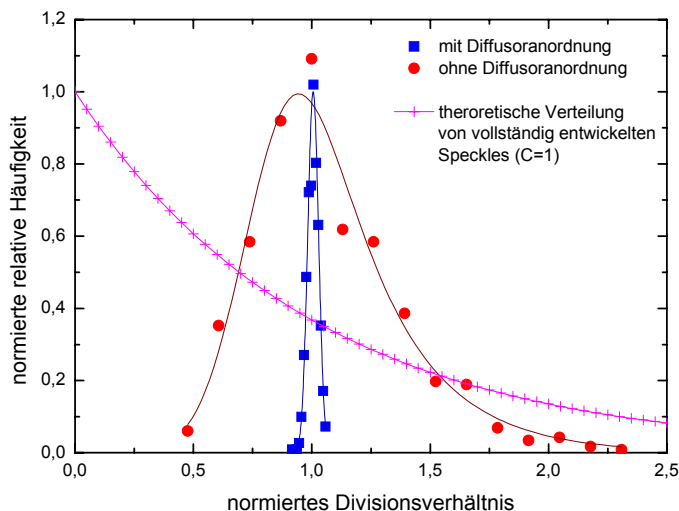


Abbildung 4.1: Näherungen der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen. Ohne Diffusoranordnung lässt sich eine modifizierte Normalverteilung ermitteln (rot dargestellt). Mit Diffusoranordnung wurde eine Normalverteilung bestimmt (blau dargestellt). Die negativ exponentielle Kurve zeigt die theoretische Wahrscheinlichkeitsdichte eines einzigen Specklemusters (magenta dargestellt), vgl. [10].

Da jedes optische System ein Tiefpassfilter für Ortsfrequenzen darstellt, ist anzunehmen, dass die Specklekontrastreduktion ohne Diffusoranordnung unter anderem durch die Beugungsbegrenzung der Kameraoptik und die räumliche FPA Auflösung hervorgerufen wird. Daneben ist davon auszugehen, dass die Strahlung weder vollständig kohärent noch vollständig polarisiert ist, was zu einer weiteren Specklekontrastreduktion führt.

4.2 Räumliche Integration von Speckles

4.2.1 Abschätzen der lateralen subjektiven Specklegröße

Die laterale Größe der subjektiven Speckles lässt sich über die Beugungsbegrenzung des optischen Systems abschätzen. Sie wird verursacht durch die finite Apertur des optischen Systems. Eine Analyse erfolgt durch ermitteln der Antwort des linearen optischen Systems auf eine Impulsanregung: d. h. die Abbildung eines Punktes. Um die Intensitätsverteilung in der Bildebene ausreichend zu beschreiben, sind im vorliegenden Fall die Fraunhofer-Näherung und deren Beschreibung mit Fourier-Optik zweckmäßig. Obwohl die Fraunhofer-

Näherung der Strahlungsbeugung an einer Apertur eine Fernfeldnäherung ist, kann sie hier angewendet werden, denn das Fernfeld konvergiert durch die Optik auf der Bildebene. Zum Vereinfachen der Näherung wird das optische System als „Black Box“ behandelt und nur die Austrittsblende betrachtet, vgl. [27].

Das optische System stellt ein Tiefpassfilter für Ortsfrequenzen dar. Im Ortsraum entspricht das Bild einer Faltung der Objektinformationen mit der Filterfunktion des optischen Systems. Nach [24], [27], [28] gilt:

$$\begin{array}{c}
 o(\xi, \eta) \longrightarrow \boxed{h(x, y)} \longrightarrow b(u, v) \\
 b(u, v) = h(x, y) \otimes o(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(u - m\xi, v - m\eta) o(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad (4.7)
 \end{array}$$

m entspricht der Vergrößerung des optischen Systems, $b(u, v)$ ist das Bild, $h(x, y)$ die Filterfunktion des optischen Systems und $o(\xi, \eta)$ die Objektinformation.

Die Filterfunktion $h(u - m\xi, v - m\eta)$ wird Lichterregung genannt, kann aber nicht direkt gemessen werden, vgl. [28]. Messbar ist aber ihr Betragsquadrat, welches man Punktverteilungsfunktion (*engl.* „Point-Spread Function“, PSF) nennt und das der Strahlungsleistungsverteilung eines Punktbildes mit Fraunhofer-Beugungsmuster der Austrittsblende des optischen Systems entspricht,

$$\begin{aligned}
 \Phi(u, v) &= |h(u - m\xi, v - m\eta)|^2 = \left| \frac{1}{\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} p(x, y) e^{-j\frac{k}{f}(ux+vy)} dx dy \right|^2, \quad (4.8) \\
 p(x, y) &= a(x, y) e^{-jk w(x, y)}.
 \end{aligned}$$

$a(x, y)$ ist die Amplitude der einfallenden Strahlung, $p(x, y)$ ist die Blendenfunktion, $w(x, y)$ die Wellenaberrationsfunktion, λ die Wellenlänge der Strahlung, f die Fokusslänge Austrittsblende, k der Wellenvektor, ξ und η sind Objektebenenkoordinaten, u und v sind Bildebenenkoordinaten, x und y sind Koordinaten in der Ebene der Austrittsblende.

Die Lichterregung $h(u - m\xi, v - m\eta)$ ist also die Fouriertransformierte der Blendenfunktion $p(x, y)$, welche hier die gesamte Kameraoptik beschreibt.

Zum Vereinfachen der Näherung werden Aberrationen vernachlässigt. Aberrationen führen zu einer Reduktion der räumlichen Auflösung, was mit dem Strehl-Verhältnis quantitativ beschrieben werden kann, vgl. [29]. Hier wird aufgrund des Umfangs auf eine detaillierte Beschreibung verzichtet.

Ohne Aberrationen reduziert sich die Blendenfunktion auf die Beschreibung der geometrischen Blendenform, vgl. [30]; im Falle einer Kreisblende mit dem Radius ρ zu

$$p(x, y) = \begin{cases} a(x, y); & \sqrt{x^2 + y^2} \leq \rho \\ 0 & ; \sqrt{x^2 + y^2} > \rho \end{cases} \quad (4.9)$$

Da die Übertragung *eines* Punktes für die räumliche Auflösung von Interesse ist, ist $a(x, y)$ homogen und kann gleich eins gesetzt werden. Nach Überführen in Kreiskoordinaten liefern Fouriertransformation und Quadrieren die Punktverteilungsfunktion, vgl. [27],

$$\Phi(r) \propto \left(\frac{2J_1 \left[r \frac{2\pi\rho}{\lambda f} \right]}{r \frac{2\pi\rho}{\lambda f}} \right)^2. \quad (4.10)$$

$J_1(x)$ ist die Besselfunktion 1. Ordnung und 1. Art, r der radiale Abstand vom Zentrum des Punktbildes in der Bildebene.

Nach dem Rayleigh-Kriterium der Ortsauflösung sind die Bilder von zwei Punktquellen gerade noch unterscheidbar, wenn das Maximum des einen Punktbildes an einer Minimumstelle des anderen liegt, vgl. [27]. Das Ortsauflösungskriterium nach Rayleigh ist eine willkürlich definierte Quantisierung. Unterhalb dieser Auflösungsgrenze ist nach dessen Definition keine Aussage über die Anzahl integrierter Speckles möglich, auch wenn die Anzahl größer sein kann; mehrere Speckles werden als ein subjektives Speckle wahrgenommen.

Dieser minimale Abstand subjektiver Speckles l_{min} beträgt in paraxialer Näherung mit der Wellenlänge $\lambda = (1347,3\text{cm}^{-1})^{-1} \cong 7,42\mu\text{m}$, der Fokusslänge $f = 100\text{mm}$ und dem Aperturradius $\rho = 25\text{mm}$

$$l_{min} = \frac{0,61\lambda f}{\rho} \cong 18,1\mu\text{m}. \quad (4.11)$$

Allgemein gilt

$$l_{min} = \frac{0,61\lambda}{NA_B} \cong 18,7\mu\text{m}. \quad (4.12)$$

NA_B entspricht der bildseitigen numerischen Apertur

$$NA_B \cong \sin \left(\arctan \left(\frac{\rho}{f} \right) \right) = \frac{\rho}{f \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{f} \right)^2}} \cong 0,24. \quad (4.13)$$

In Abbildung 4.2 ist die oben ermittelte Zweipunktauflösung dargestellt.

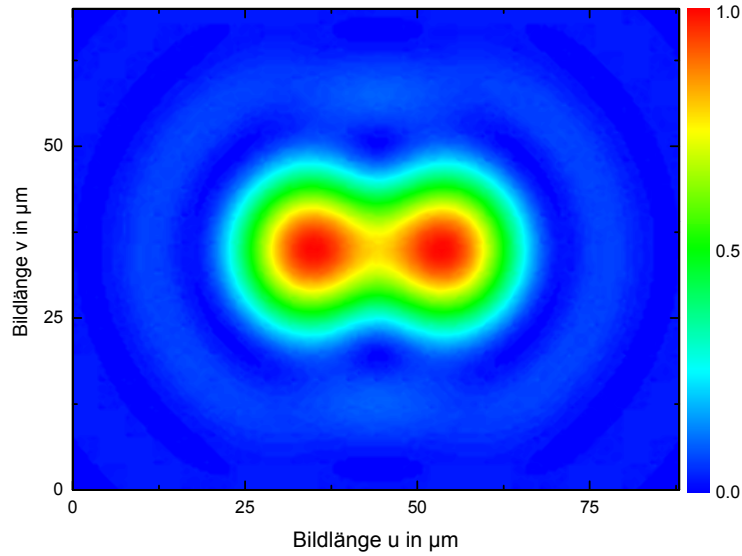


Abbildung 4.2: Berechnete Zweipunktauflösung der IR-Kameraoptik bei Betrachtung zweier inkohärenter Punktstrahlungsquellen. Das Zentrum des rechten Punktbildes liegt bei 53,4, das Zentrum des linken Punktbildes besitzt einen radialen Abstand l_{min} von diesem.

Bei kohärenter Strahlung ist die Auflösung zusätzlich von der relativen Phasenlage φ der Punktquellen abhängig, vgl. [27],

$$\Phi(r) \propto \left(\frac{2J_1 \left[(r + l_{min}) \frac{2\pi\rho}{\lambda f} \right]}{(r + l_{min}) \frac{2\pi\rho}{\lambda f}} + e^{j\varphi} \frac{2J_1 \left[r \frac{2\pi\rho}{\lambda f} \right]}{r \frac{2\pi\rho}{\lambda f}} \right)^2. \quad (4.14)$$

Eine relative Phasenlage der kohärenten Punktstrahlungsquellen von $\varphi = \frac{\pi}{2}$ entspricht dem oben besprochenen inkohärenten Fall. Die beiden Fälle von gleich- und gegenphasigen Punktstrahlungsquellen sind in Abbildung 4.3 und Abbildung 4.4 dargestellt.

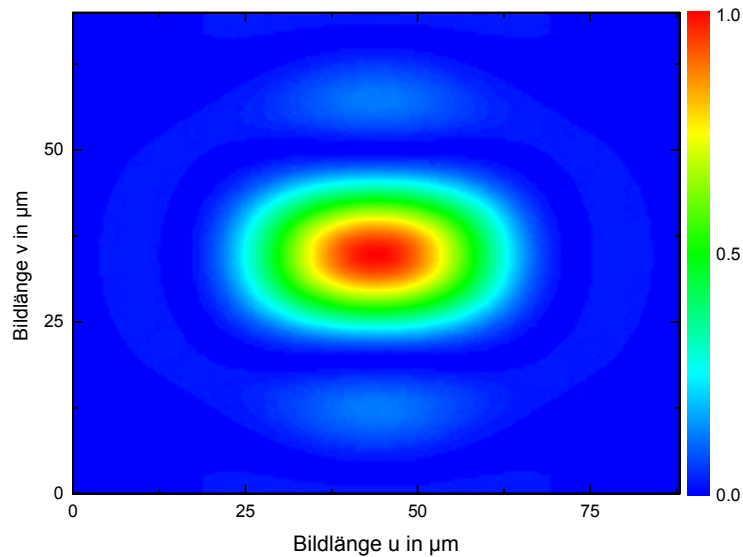


Abbildung 4.3: Berechnete Zweipunktauflösung der IR-Kameraoptik bei Betrachtung zweier kohärenter Punktstrahlungsquellen mit gleicher Phasenlage. Das Zentrum des rechten Punktbildes liegt bei 53,4, das Zentrum des linken Punktbildes besitzt einen radialen Abstand l_{min} von diesem.

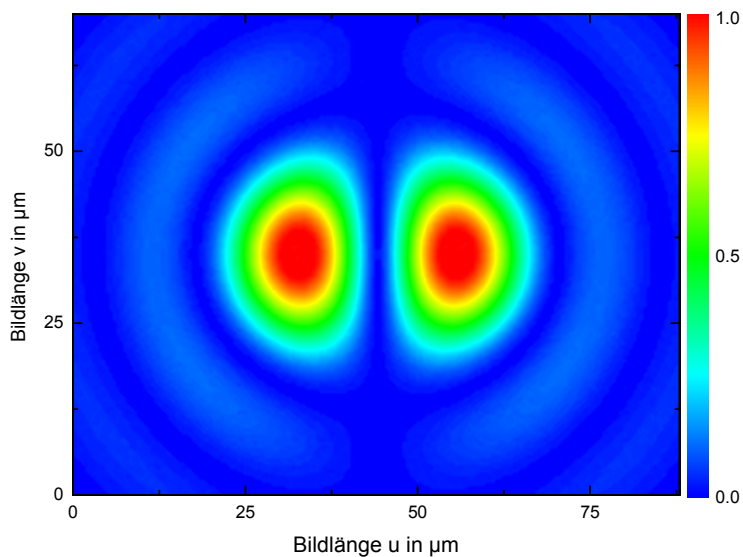


Abbildung 4.4: Berechnete Zweipunktauflösung der IR-Kameraoptik bei Betrachtung zweier kohärenter Punktstrahlungsquellen mit gegensätzlicher Phasenlage. Das Zentrum des rechten Punktbildes liegt bei 53,4, das Zentrum des linken Punktbildes besitzt einen radialen Abstand l_{min} von diesem.

4.2.2 Freiheitsgrad durch räumliche Integration von Speckles

Zusätzlich zur Ortsfrequenz-Tiefpasswirkung der Kameraoptik wird das Bild nicht raum- und zeitkontinuierlich aufgezeichnet, sondern diskret mit einem zweidimensionalen FPA, aufgebaut aus orthogonal kartesisch angeordneten Detektorelementen. Ausschlaggebend für die örtliche Bildauflösung sind demnach nicht nur die Kameraoptik, sondern auch die

Detektorelementgröße und der Detektorelementabstand auf dem FPA. Die zeitliche Bildauflösung wird durch Ausleserate und Integrationszeit des FPA bestimmt.

Ist die Ortsauflösung des optischen Systems größer als die des FPA, so entsteht eine Tiefpassfilterwirkung und hochfrequente Ortsstrukturen werden teilweise integriert. Ist die zeitliche Auflösung geringer als die zeitliche Änderung der Bildinformationen, so werden diese zeitlich integriert.

Es ist folglich anzunehmen, dass die laterale Specklegröße geringer ist als der Detektorelementabstand. Bei einem Detektorelementabstand von $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$ passen nach dem Auflösungskriterium von Rayleigh maximal 7 subjektive Speckles auf ein Detektorelement, vgl. Abbildung 4.5.

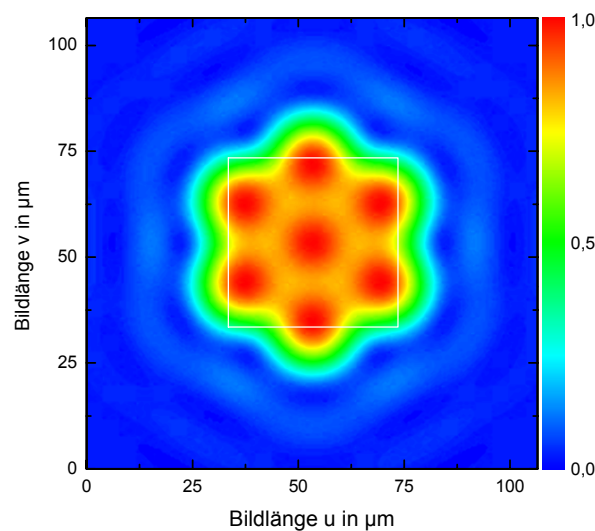


Abbildung 4.5: Die Ortsauflösung der Kameraoptik ist größer als die räumliche FPA Auflösung. Die Darstellung zeigt inkohärente Punktbilder. Der Detektorabstand mit $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$ ist weiß eingezeichnet. Das zentrale Punktbild liegt bei 53,4. Alle Punktbilder haben einen radialen Abstand von l_{min} zueinander.

Wie stark die Ortsfrequenz-Tiefpasswirkung durch die FPA-Diskretisierung ist, hängt teilweise von der Verteilung der Phasenlagen und damit von der Oberflächenstruktur der Probe ab. Die Anzahl der durch die FPA-Diskretisierung integrierten subjektiven Speckles liegt bei der verwendeten IR-Kamera und Strahlungswellenlänge zwischen 1 und 7. Daraus folgt der hierdurch eingeführte Freiheitsgrad, welcher aufgrund der Messergebnisse zwischen 1 und 10 liegen muss,

$$M_{\text{räumliche Integration}} \approx 1..7. \quad (4.15)$$

Um diese Näherung zu bestätigen, wäre es sinnvoll, die Modulations-Transfer-Funktion der IR-Kamera zu bestimmen.

4.3 Zeitliche Integration von Speckles

Ist die Kohärenzlänge der Laserstrahlung relativ zum Bestrahlungsabstand kurz, so werden während einer Einzelbildaufzeichnung viele teilweise korrelierte bis unkorrelierte Specklemuster zeitlich integriert. Der Specklekontrast wird umso kleiner, je geringer die Kohärenzlänge und umso größer der Bestrahlungsabstand sind. Die Kohärenzlänge ist proportional zur spektralen Frequenzbreite $\Delta\nu$ der Strahlung, vgl. [24] und Formel 4.16.

$$l_K = c_0 \tau_K = \frac{c_0}{\Delta\nu} \quad (4.16)$$

4.3.1 Abschätzen der spektralen Frequenzbreite der Strahlung

Aus dem Spektrum des EC-QCL lässt sich prinzipiell auf die Kohärenzlänge schließen. Das Spektrum wurde aufgezeichnet, indem die Strahlung am Wellenleiterende des 0,6m langen Wellenleiters in einen zweiten, 3m langen Wellenleiter mit ansonsten gleichen Parametern stumpf eingekoppelt wurde und dieser die Strahlung zu einem FTIR-Spektrometer führte. Das Spektrometer, welches eine spektrale Auflösung von etwa $0,1\text{cm}^{-1}$ oder 3GHz besitzt, analysierte ein 10ns breites Fenster in der Mitte des ersten Pulses und lieferte das in Abbildung 4.6 dargestellte Spektrum.

Es wird angenommen, dass das gemessene Spektrum durch verschiedene Effekte, beispielsweise durch die spektrale Auflösungsgrenze des Spektrometers und durch Dispersionseffekte des Wellenleiters, welche teilweise von Kopplungsfehlern [10] beeinflusst werden, verbreitert wurde. Die spektrale Frequenzbreite ist mit diesem Verfahren also nur schätzbar.

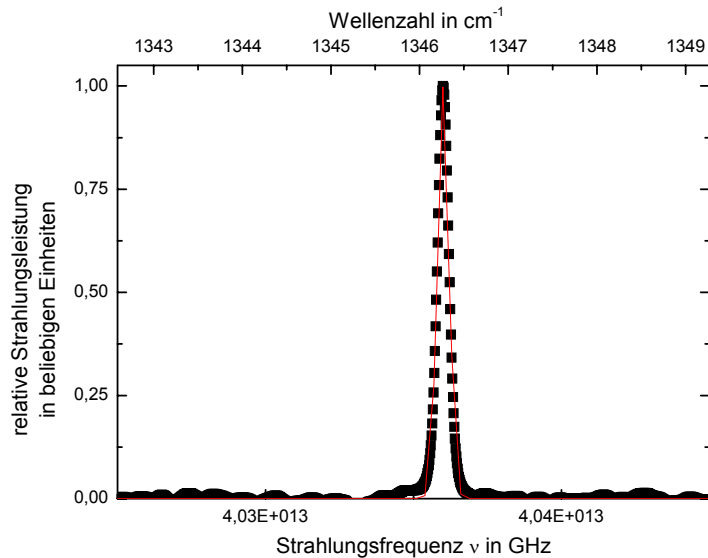


Abbildung 4.6: Spektrum des EC-QCL nach 3,6m Wellenleitertransmission mit Kopplung zweier Wellenleiter aneinander.

Durch nichtlineare Kurvenanpassung nach der Methode kleinster Fehlerquadrate der Gaußfunktion

$$\Phi = \Phi_0 + Ae^{-\frac{(\nu-\nu_c)^2}{2w^2}} = e^{-\frac{(\nu-4,04 \cdot 10^{13} \text{Hz})^2}{2(1,98 \cdot 10^9 \text{Hz})^2}} \quad (4.17)$$

an die Messdaten, wurde die spektrale Frequenzbreite $\Delta\nu$ zu

$$\Delta\nu = 2\sqrt{\ln(4)} w \approx 4,66 \cdot 10^9 \text{Hz} \quad (4.18)$$

geschätzt.

4.3.2 Einfluss der IR-Wellenleiter auf die spektrale Frequenzbreite

Polykristalline *AgClBr*-Wellenleiter werden durch Extrusion hergestellt [31]. Da das Material sehr weich ist, wird die kreisrunde Form des Kerns bei diesem Prozess deformiert, vgl. Abbildung 4.7. Dies trägt zur Wellenleiterdispersion bei, vgl. [24]. Durch nicht kollineare und nicht planparallele Kopplung zwischen verschiedenen Wellenleitern oder zwischen Wellenleiter und QCL sowie durch verschiedene numerische Aperturen von Wellenleiter und QCL breitet sich die Strahlung in Form verschiedener transversaler Moden im Wellenleiter aus. Neben der Wellenleiter- und der Materialdispersion tritt so Modendispersion auf. Zudem treten durch unkontrollierbare stochastisch verteilte Defekte, entstanden im Herstellungsprozess der polykristallinen *AgClBr*-Wellenleiter, Phasenverzögerungen auf. Diese lassen abhängig von den oben genannten Kopplungsparametern Interferenzen zwischen Wellenleitermoden entstehen, was zu einem Specklemuster am Wellenleiterende führt, vgl. [10].

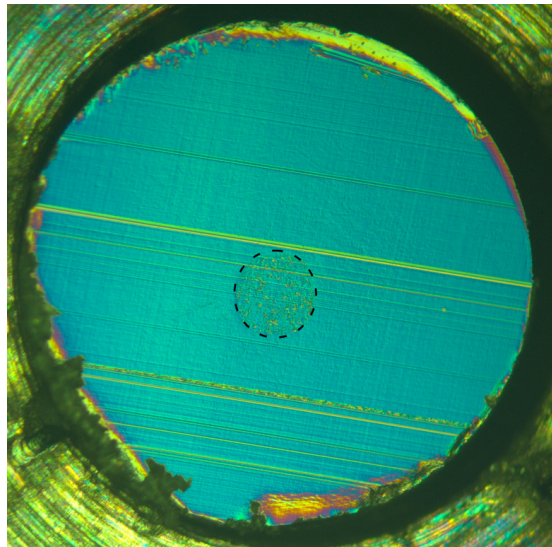


Abbildung 4.7: Mikroskopische Aufnahme eines AgClBr-Wellenleiters mit 900μm Mantel- und 140μm Kerndurchmesser; der Kern ist mit einer gestrichelten Linie umrandet. Die Aufnahme ist in Zusammenarbeit mit der Tel Aviv Universität im Dezember 2008 am Fraunhofer IAF entstanden.

Um abschätzen zu können, ob Modendispersion und Wellenleiterspeckles in Erscheinung treten können, ist es sinnvoll, die Anzahl möglicher Wellenleitermoden abzuschätzen. Die tatsächliche Anzahl ist beispielsweise von Wellenleiterdefekten und einer Bewegung des Wellenleiters abhängig. Dies geschieht hier über die grafische Lösung der charakteristischen Gleichung des Wellenleiters nach [24]:

$$f(X) = X \frac{J_{l\pm 1}(X)}{J_l(X)} = \pm \left(\sqrt{\left(\frac{2\pi NA a}{\lambda}\right)^2 - X^2} \right) \frac{K_{l\pm 1} \left(\sqrt{\left(\frac{2\pi NA a}{\lambda}\right)^2 - X^2} \right)}{K_l \left(\sqrt{\left(\frac{2\pi NA a}{\lambda}\right)^2 - X^2} \right)}, \quad (4.19)$$

$$l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Hier ist J_l die Besselfunktion erster Art der Ordnung l , K_l die modifizierte Besselfunktion zweiter Art der Ordnung l , a der Kernradius des Wellenleiters, NA die numerische Apertur des Wellenleiters, λ die Wellenlänge der einfallenden Strahlung und l der azimutale Index.

Die Anzahl der Schnittpunkte der aufgetragenen Funktionen liefert die grafisch Lösung für die Anzahl der möglichen Wellenleitermoden, vgl. Abbildung 4.8.

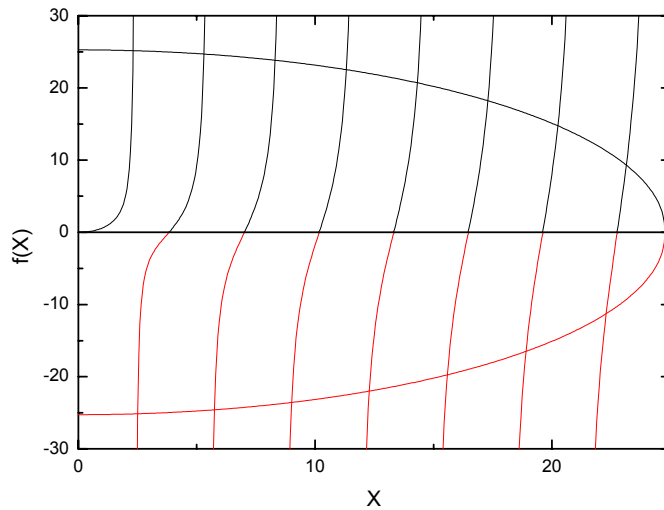


Abbildung 4.8: Exemplarische Lösung der charakteristischen Gleichung für, bezogen auf den Wellenleiter, meridionale Strahlen mit $l = 0$.

Der azimutale Index l kann als Kopplungsgüte aufgefasst werden und reduziert bei steigendem Betrag die Anzahl möglicher Wellenleitermoden. $l = 0$ entspricht einer kollinearen, planparallelen Einkopplung der Strahlung in den Wellenleiter. Über die grafischen Lösungen der charakteristischen Wellenleitergleichung wurde die jeweilige Anzahl möglicher Wellenleitermoden in Abhängigkeit des azimutalen Indexes bestimmt, vgl. Abbildung 4.9.

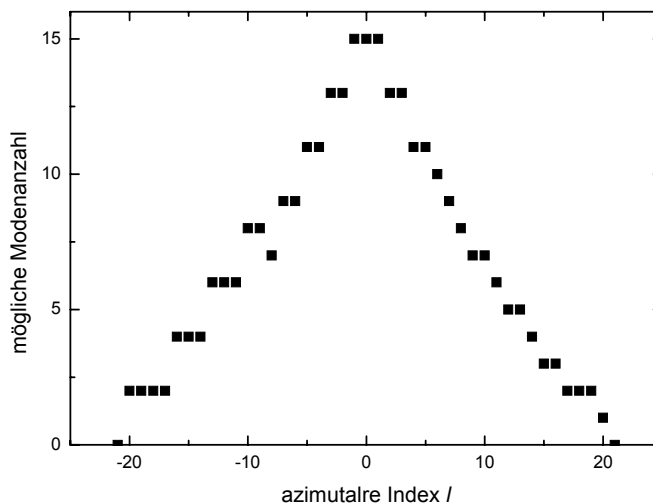


Abbildung 4.9: Anzahl der möglichen Wellenleitermoden in Abhängigkeit zum azimutalen Index.

Folglich können sich je nach Kopplungsgüte bis zu 15 Moden im verwendeten Wellenleiter ausbreiten. Modendispersion und Wellenleiterspeckle sind demnach möglich und tragen eventuell dazu bei, dass die spektrale Frequenzbreite verbreitert gemessen wird.

4.3.3 Freiheitsgrad durch zeitliche Integration von Speckles

Unter der Annahme, dass sich die spektrale Frequenzbreite im Bereich von

$$\Delta\nu \approx 4,66 \cdot 10^9 \text{Hz} \dots 1 \cdot 10^9 \text{Hz} \quad (4.20)$$

befindet, kann die Kohärenzlänge nach Formel 4.16 auf

$$l_K \approx 0.06 \text{m} \dots 0.30 \text{m} \quad (4.21)$$

geschätzt werden.

Neben einer Kohärenzlänge, die eventuell kleiner ist als der Bestrahlungsabstand, führt die Erwärmung des Lasers im Betrieb zu einer weiteren Variation des Specklemusters während einer Bildaufzeichnung. Innerhalb der $100\mu\text{s}$ Kameraintegrationszeit liefert der EC-QCL 500 Einzelpulse einer jeweiligen Dauer von 100ns . Durch die Erwärmung des QCL verändern sich der Intersubband-Abstand, der Brechungsindex und die Länge des Fabry-Pérot-Resonators. Dadurch verschiebt sich die Strahlungswellenzahl vom ersten bis zu letzten Puls um ca. 1cm^{-1} . Da sich nicht nur die longitudinale Mode durch diese Änderungen spektral verschiebt, sondern sich ebenfalls die spektrale Verstärkungskurve des Resonatorsystems asymmetrisch verschiebt, variiert ebenso die Strahlungsleistung von Puls zu Puls; es treten Modensprünge auf.

Der Freiheitsgrad durch zeitliche Integration ist durch die obigen Betrachtungen nicht schätzbar. Diese begründen nur die Annahme, dass eine zeitliche Integration der Specklemuster auftritt. Aufgrund der Messergebnisse muss er aber zwischen 1 und 10 liegen.

$$M_{\text{zeitliche Integration}} \approx 1 \dots 10 \leq 10. \quad (4.22)$$

4.4 Diffusoranordnung – Güte des experimentellen Aufbaus

Durch die Modulation der einfallenden Strahlung mit Hilfe eines bewegten und eines statischen Diffusors wird das Specklemuster während der Kameraintegrationsdauer variiert und sowohl die, über die Kameraintegrationsdauer gemittelte, räumliche als auch zeitliche Kohärenz der Strahlung reduziert, vgl. [10]. Mit der Bildstapelung wird die zeitliche Integration unkorrelierter Specklemuster künstlich vergrößert.

Nach [9] ist der durch die Diffusoranordnung eingeführte Freiheitsgrad abhängig von der Korrelationslänge l_{Kstat} des statischen Diffusors und damit eine Funktion vom Abstand beider Diamant-Wafer zueinander. Des Weiteren hängt der Freiheitsgrad vom effektiv zurückgelegten Weg s des rotierenden Diffusors ab:

$$M_{Diffusor} = \frac{s}{l_{Kstat}} = \frac{M_{mit\ Diffusor}}{M_{ohne\ Diffusor}} \cong 191. \quad (4.23)$$

Der effektiv zurückgelegte Weg des rotierenden Diffusors wird bestimmt durch die Drehzahl n , den radialen Abstand des Zentrums der bestrahlten Fläche vom Rotationszentrum r , die Kameraintegrationsdauer T_{int} und die Bildstapelanzahl N :

$$s = 2\pi r n T_{int} N \cong 2\pi \cdot 12\text{mm} \cdot 68,3\text{Hz} \cdot 100\mu\text{s} \cdot 32 \cong 16,48\text{mm}. \quad (4.24)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die zurückgelegten Wege in den Einzelbildaufnahmen zueinander unkorreliert sein müssen, um zur Specklekontrastreduktion beitragen zu können. In Abbildung 4.10 sind die zurückgelegten Wege während den Einzelbildaufzeichnungen dargestellt.

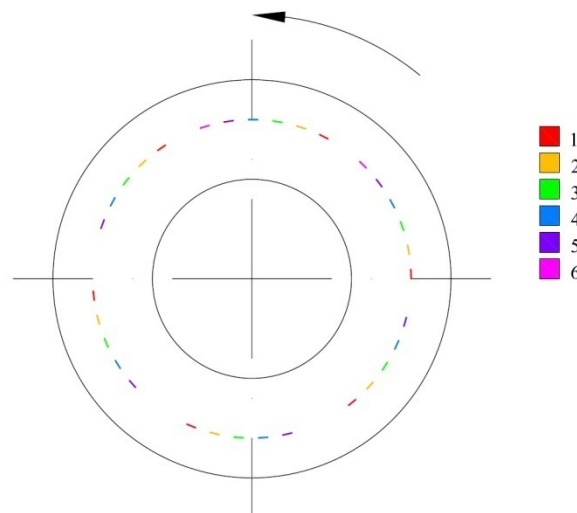


Abbildung 4.10: Verwendete Wegstreckenteile bei einer Drehzahl von 68,3Hz, einem radialen Abstand vom Rotationszentrum von 12mm und 32 Bildstapelungen. Der Pfeil zeigt in Rotationsrichtung und die Farben geben den jeweiligen Rotationszyklus an.

Damit der beobachtete Diffusorfreiheitsgrad von $M_{Diffusor} \cong 191$ erreicht wird, muss die Korrelationslänge des statischen Diffusors etwa

$$l_{Kstat} = \frac{s}{M_{Diffusor}} \cong \frac{16,48\text{mm}}{191} \cong 86,3\mu\text{m} \quad (4.25)$$

betragen.

Bei einem Radius von 12mm beträgt der theoretisch maximal mögliche effektive Weg 75,4mm, womit sich ein minimaler Specklekontrast in diesem Aufbau zu

$$C_{max} = \frac{1}{\sqrt{M_{ohne\ Diffusor} M_{Diffusor,max}}} = \left(10 \frac{s_{max}}{l_{Kstat}}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4.26)$$

$$\cong \left(10 \frac{75,4\text{mm}}{86,3\mu\text{m}}\right)^{-\frac{1}{2}} \cong 0,011$$

ergibt. Das experimentelle Ergebnis $C_{mit\ Diffusor} \cong 0,023$ sollte demnach noch steigerungsfähig sein.

Um den maximal möglichen effektiven Weg erreichen zu können, müssen die Bildstapelzahl und die Drehzahl angepasst werden. Eine Vergrößerung des radialen Abstands der Bestrahlungsfläche vom Rotationszentrum auf 13mm wäre bei dem vorhandenen Halbwertdurchmesser der Bestrahlungsfläche von 2mm gerade noch möglich, führt jedoch lediglich zu einer weiteren Reduktion von 0,0005 und ist demnach vernachlässigbar, vgl. Abbildung 4.11.

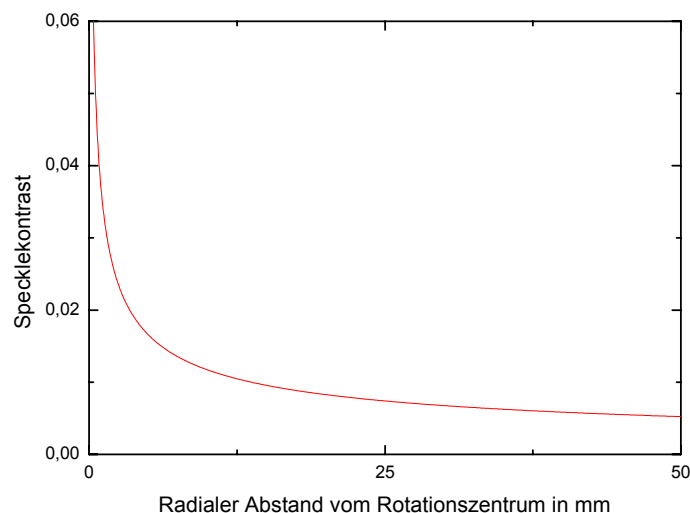


Abbildung 4.11: Beeinflussung des minimalen Specklekontrastes abhängig vom Abstand der bestrahlten Fläche zum Rotationszentrum.

Um den maximalen effektiven Weg des Diffusors zu erreichen und dabei jeden Wegabschnitt nur einmal zu bestrahlen, muss die notwendige Bedingung

$$2\pi + 2\pi n T_{int} = x_t 2\pi n T_B, \quad (4.27)$$

$$x_t \in \mathbb{N},$$

erfüllt sein. T_{int} ist die Integrationsdauer der Kamera für eine Bildaufzeichnung und T_B entspricht der reziproken Bildaufnahmezeit. Durch Einsetzen der bekannten Werte $T_{int} = 100\mu\text{s}$ sowie $T_B = 2,5\text{ms}$ und anschließendes Umformen der Gleichung ergibt sich die Beziehung

$$n_{opt} = \frac{400}{x_t - 0,04}, \quad (4.28)$$

welche die benötigte Drehzahl liefert, damit nach x_t -Teilungen eines Rotationszyklus durch die Bildaufnahmezeit mit einem Wegeabschnitt fortgefahren wird, der unmittelbar an den ersten Wegabschnitt des vorigen Rotationszyklus anschließt.

Die Mindest-Bildstapelanzahl, um den maximalen effektiven Weg einmal vollständig abzudecken, lässt sich nun über

$$N_{opt} = \frac{1}{n_{opt} T_{int}} \quad (4.29)$$

ermitteln. Mögliche Lösungen der obigen Relationen sind in Abbildung 4.12 dargestellt.

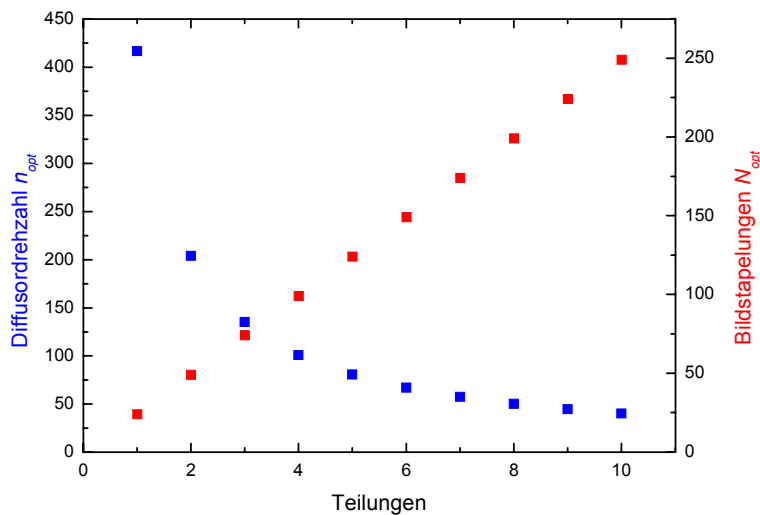


Abbildung 4.12: Lösungen für die optimale Diffusordrehzahl und optimale Bildstapelanzahl.

Die maximale Drehzahl des Elektromotors liegt bei etwa 220Hz. Mit dieser Begrenzung erhält man die Parameter zur näherungsweise maximalen Specklekontrastreduktion bei geringstem Zeitaufwand durch die Bildstapelungen:

$$\begin{aligned} n_{opt} &\cong 204,1\text{Hz}, \\ N_{opt} &\cong 49. \end{aligned} \tag{4.30}$$

Die mit diesen Parametern theoretisch zurückgelegten Wege während der Einzelbildaufzeichnungen sind in Abbildung 4.13 dargestellt.

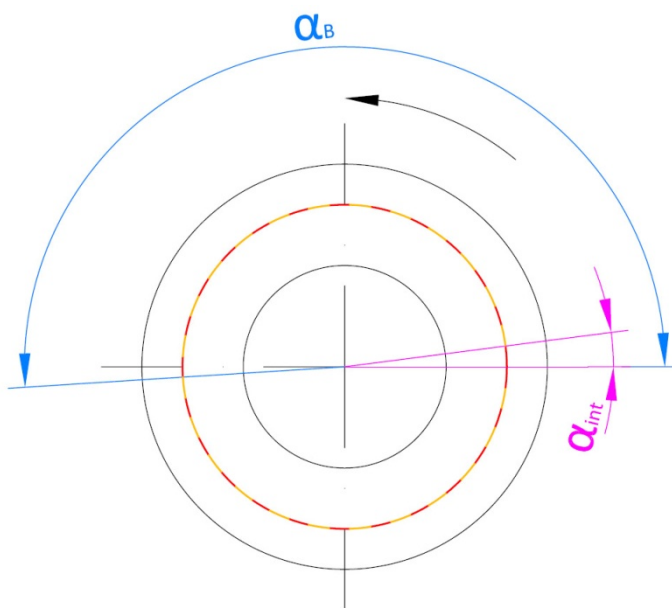


Abbildung 4.13: Wegabschnitte bei Verwendung der optimierten Parameter. Der zurückgelegte Winkel während der Kameraintegrationsdauer beträgt $\alpha_{int} \cong 7,35^\circ$, zwischen den Bildaufnahmen beträgt er $\alpha_B \cong 183,67^\circ$. Die Farben alternieren zwischen den 25 Rotationszyklen.

Eine Verringerung des Specklekontrastes ist ebenso erreichbar, indem der Abstand der Diffusoren zueinander vergrößert wird. Mit steigendem Halbwertdurchmesser der bestrahlten Fläche nehmen jedoch die Streuverluste stark zu, was bei der ohnehin geringen verfügbaren Strahlungsleistung nicht tolerierbar ist.

4.5 Winkelabhängigkeit und Effekte inhomogener Strahlungsleistungsverteilungen

Der Specklekontrast im Divisionsbild zeigt eine Winkelabhängigkeit. Es ist anzunehmen, dass diese einerseits auf Interferenzeffekten beruht, vgl. [10], und andererseits auf eine inhomogene Strahlungsleistungsverteilung und eine radial inhomogene Specklekontrastreduktion zurückzuführen ist.

Die winkelabhängigen Interferenzeffekte sind eine Funktion von der Lage des Untersuchungsobjekts im Raum und dessen Oberflächenrauigkeit, vgl. [10]. Beide sind im erstrebten Detektionsszenario des IRLDEX-Projektes, beispielsweise der Untersuchung von TNT-Kontaminationen auf Gepäckstücken, nicht oder nur begrenzt beeinflussbar. Deshalb werden diese Effekte hier nicht weiter erörtert.

Die Inhomogenitätseffekte zeigen sich in der proportionalen Abhängigkeit des Specklekontrastes zur ROI-Größe. Um den Einfluss der inhomogenen Strahlungsleistungsverteilung darzustellen, wurde der 20x29 Pixel beinhaltende ROI zur Ermittlung des Specklekontrastes durch laterale Erosion um jeweils ein Pixel verkleinert und der resultierende Specklekontrast als Funktion der ROI-Größe aufgetragen, vgl. Abbildung 4.14.

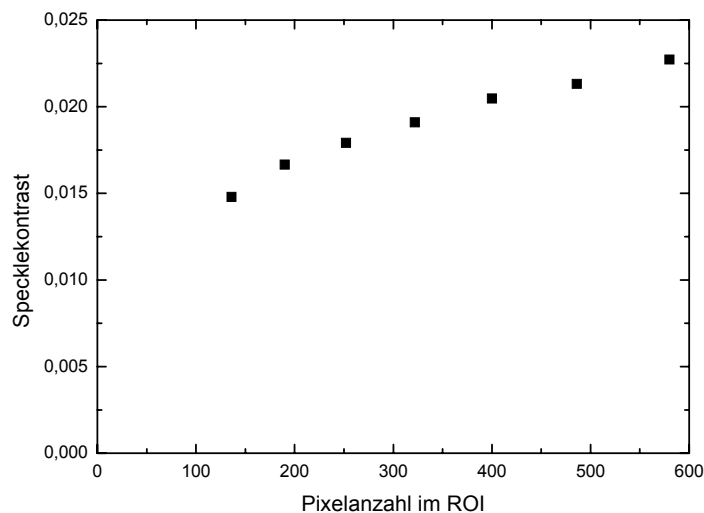


Abbildung 4.14: Specklekontrast in Abhängigkeit von der ROI-Größe.

Der Specklekontrast sinkt deutlich mit kleiner werdendem ROI. Nach 6 Erosionsschritten beinhaltet das ROI nur noch 136 Pixel. Aufgrund der sinkenden statistischen Aussagefähigkeit wurde auf eine weitere ROI-Verkleinerung verzichtet.

Die radiale Variation des Specklekontrastes, welche durch die radial zunehmende Diffusorgeschwindigkeit entsteht, wurde durch Erodieren des 20x29 Pixel beinhaltenden ROI zur Ermittlung des Specklekontrastes um jeweils eine Pixelreihe in Richtung zunehmendem radialem Abstand vom Rotationszentrum ausgewertet. Der resultierende Specklekontrast wurde in Abhängigkeit der resultierenden ROI-Größe aufgetragen, vgl. Abbildung 4.15. Er nimmt im ROI zu größer werdendem radialem Abstand ab. Nach 16 Erosionsschritten

beinhaltet das ROI nur noch 145 Pixel. Auch hier wurde aufgrund der sinkenden statistischen Aussagefähigkeit auf eine weitere ROI-Verkleinerung verzichtet.

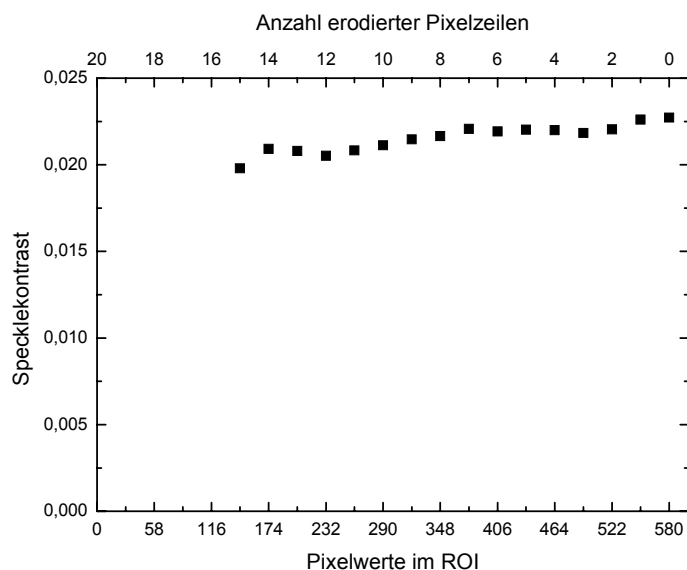


Abbildung 4.15: Radiale Specklekontraständerung.

Da die diffus reflektierte Strahlungsleistung bei größeren Winkelabständen zum spekularen Reflex immer weiter abnimmt und die Strahlungsleistung des EC-QCL bei der Referenzwellenzahl um einen Faktor 0,3 bis 0,25 geringer ist als bei der Absorptionswellenzahl, wird der Divisor im Divisionsbild immer kleiner und der Wert des Quotienten wächst,

$$\lim_{B(u,v)_{\tilde{\nu}_{Referenz}} \rightarrow 0} \left(\frac{1}{B(u,v)_{\tilde{\nu}_{Referenz}}} \right) = \infty . \quad (4.31)$$

Dieser Effekt nimmt zum Rand der bestrahlten Fläche im Divisionsbild zu und dominiert das Rauschen bei großen Winkelabständen zum spekularen Reflex, denn die laterale Größe des Bestrahlungsverhältnisses nimmt mit steigendem Winkelabstand ab und das untersuchte 14x15Pixel beinhaltende ROI zum Ermitteln der Winkelabhängigkeit enthält mit steigendem Winkel immer mehr Randbereiche. Die diffus reflektierte Strahlungsleistung ist zwar bis zu einem Winkelabstand von $\pm 18^\circ$ zum spekularem Reflex ausreichend für ein Divisionsbild, eine qualitativ hochwertige Aussage ist jedoch nur im Bereich von $\pm 7^\circ$ möglich.

Vergrößern ließe sich der Winkelbereich effektiv durch Erhöhung der Strahlungsleistung. Möglichkeiten hierzu liegen in der Weiterentwicklung der QCL und des externen Resonators sowie der Antireflexionsbeschichtung der Wellenleiterenden und der glatten Diffusorseiten. Bei den Diffusoren wäre darauf zu achten, dass die Reduktion der Korrelationslänge durch Mehrfachstreuung verstärkt werden kann und eine Antireflexionsbeschichtung die

Specklekontrastreduktion verringern könnte. Die Inhomogenität der Specklekontrastreduktion ist in diesem Aufbau nicht zu unterdrücken, da die benötigten Diffusorgeschwindigkeiten und effektiv zurückgelegten Wege des Diffusors nur durch eine Rotationsbewegung erreichbar sind.

5 Schlussfolgerungen und Ausblick

Es wurde gezeigt, dass sich der Specklekontrast unter den experimentellen Vorgaben durch Verwendung einer Kombination aus einem statischen und einem rotierenden CVD-Diamant-Diffusor [9] auf etwa 1% bis 2% des verfügbaren Signalniveaus bei Bestrahlung von Testoberflächen reduzieren lässt. Des Weiteren wurde festgestellt, dass eine Homogenisierung der mittleren Strahlungsleistungsverteilung, eine Steigerung der Strahlungsleistung des Lasersystems und eine weitere Specklekontrastreduktion erstrebenswert sind, um die Nachweisgrenze von TNT-Kontaminationen weiter zu senken und den Winkelbereich dieser Laser-Rückstreumesstechnik zu vergrößern.

Für eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit dieser Messtechnik müsste ein Weg gefunden werden, die Specklemuster noch schneller während der Bildaufzeichnungen zu modulieren. Die Strahlungsleistung des Lasersystems ließe sich durch Antireflexionsbeschichtungen der Wellenleiterenden und der glatten Diamant-Wafer-Seiten steigern, langfristig ist eine Weiterentwicklung des EC-QCL wünschenswert. Eine höhere Strahlungsleistung und bessere Homogenisierung der Strahlungsleistungsverteilung auf der Probe wäre durch sog. „engineered diffusers“ möglich. Diese besitzen eine mittels Graustufenlithografie mikrostrukturierte Oberfläche, welche bei geringen Streuverlusten homogene Strahlungsverteilungen erzeugen kann.

Die Verwendung mehrerer partiell kohärenter Laserstrahlen würde zu einer weiteren Verbesserung führen. Dies würde in einfacher Weise eine Strahlhomogenisierung ermöglichen und zu einer weiteren Reduktion des Specklekontrastes führen. Nach einem Vorschlag von An et. al. [12] wird ein Laserstrahl durch diffraktive optische Elemente aufgeteilt. Die einzelnen Strahlen werden dabei phasenverzögert zur Abbildung überlagert. Statt einen Laserstrahl aufzuteilen, würde eine Kopplung mehrerer Laser [32] und deren Aufteilung nach [12] darüber hinaus die effektive Strahlungsleistung steigern.

Literaturverzeichnis

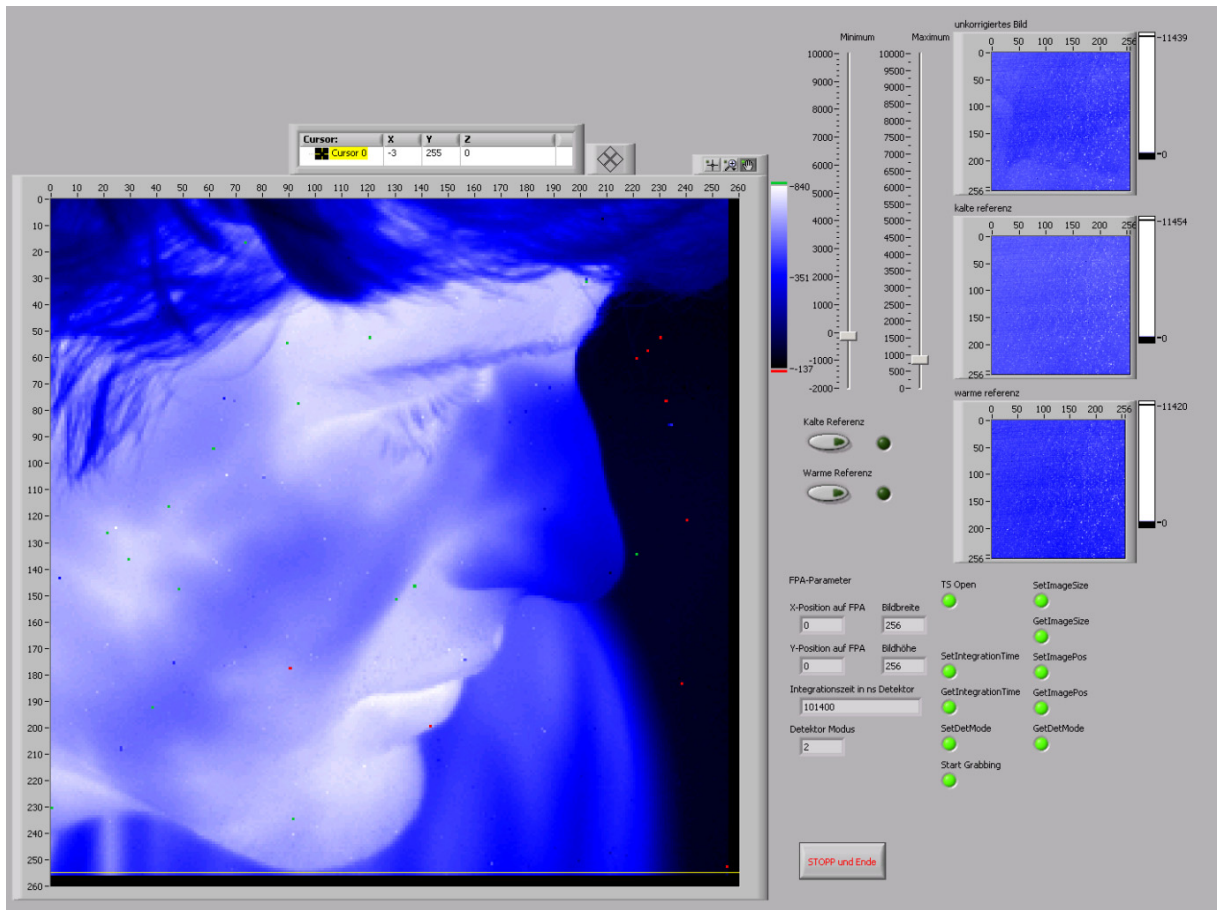
- [1] **Fuchs, F., Wild, C., Rahmouni, Y., Bronner, W., Raynor, B., Köhler, K. und Wagner, J.** Remote Sensing of explosives using mid-infrared quantum cascade lasers. [Hrsg.] G. W. Kamerman, et al. *Electro-Optical Remote Sensing, Detection and Photonic Technologies and their Applications*. Proceedings of the SPIE, 2007, Bd. 6739.
- [2] **Harig, R., Gerharda, J., Brauna, R., Dyerb, C., Truscottb, B. und Moseleyb, R.** Remote detection of gases and liquids by imaging Fourier transform spectrometry using a focal plane array detector: first results. [Hrsg.] S. D. Christesen, et al. *Chemical and Biological Sensors for Industrial and Environmental Monitoring II*. Proceedings of the SPIE, 2006, Bd. 6378.
- [3] **Wentworth, R. M., Neiss, J., Nelson, M. P. und Treado, P. J.** Standoff Raman Hyperspectral Imaging Detection of Explosives. *Antennas and Propagation Society International Symposium*. IEEE, 2007, S. 4925-4928.
- [4] **Gittins, C. M., Wetjen, E. T., Gmachl, C., Capasso, F., Hutchinson, A. L., Sivco, D. L. und Baillargeon, J. N.** Quantitative gas sensing by backscatter-absorption measurements of a pseudorandom code modulated $\lambda \sim 8\text{-}\mu\text{m}$ quantum cascade laser. *Optics Letters*. 2000, Bd. 25, 16, S. 1162-1164.
- [5] **Pushkarsky, M. B., Dunayevskiy, I. G., Prasanna, M., Tsekoun, A. G., Go, R. und Patel, C. K. N.** High-sensitivity detection of TNT. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA*. 2006, Bd. 103, 52, S. 19630-19634.
- [6] **Gaft, M. und Nagli, L.** Standoff laser-based spectroscopy for explosives detection. [Hrsg.] G. W. Kamerman, et al. *Electro-Optical Remote Sensing, Detection, and Photonic Technologies and Their Applications*. Proceedings of the SPIE, 2007, Bd. 6739.
- [7] **Pesce-Rodriguez, R. A. und Mc Nesby, K. L.** Applications of Vibrational Spectroscopy in the Study of Explosives. [Hrsg.] J. M. Chalmers und P. R. Griffiths. *Handbook of Vibrational Spetroscopy*. Wiley-VCH, 2002, Bd. 4, S. 3155.
- [8] **van Ligten, R. F.** Speckle removal and improvement in optical slicing in holography. *Nouvelle Revue d'Optique Appliquée*. 1970, Bd. 1, 2, S. 17.

- [9] **Lowenthal, S. und Joyeux, D.** Speckle Removal by a Slowly Moving Diffuser Associated with a Motionless Diffuser. *Journal of the Optical Society of America*. 1971, Bd. 61, 7, S. 847-851.
- [10] **Goodman, J. W.** *Speckle phenomena in Optics: Theory and Applications*. Roberts and Company Publishers, 2007.
- [11] **Yurlov, V., Lapchuk, A., Yun, S., Song, J., Yeo, I., Yang, H. und An, S.** Speckle suppression in scanning laser displays: aberration and defocusing of the projection system. *Applied Optics*. 2009, Bd. 48, 1, S. 80-90.
- [12] **An, S., Lapchuk, A., Yurlov, V., Song, J., Park, H. W., Jang, J., Shin, W., Kargapol'tsev, S. und Yun, S. K** Speckle suppression in laser-display using several partially coherent beams. *Optics Express*. 2009, Bd. 17, 1, S. 92-103.
- [13] **Huang, S. Q., Liua, D. Z., Gaoa, G. Q. und Guoa, X. J.** A novel method for speckle noise reduction and ship target detection in SAR images. *Pattern Recognition*. 2009, Bd. 42, 7, S. 1533-1542.
- [14] **Bashkansky, M. und Reintjes, J.** Statistics and reduction of speckle in optical coherence tomography. *Optics Letters*. 2000, Bd. 25, 8, S. 545-547.
- [15] **Danty, J. C.** *Laser Speckle and Related Phenomena*. 2. Springer Verlag, 1984.
- [16] **Françon, M.** *Laser Speckle and Applications in Optics*. Academic Press, 1979.
- [17] **Nasri, M. und Nezamabadi-pour, H.** Image denoising in the wavelet domain using a new adaptive thresholding function. *Neurocomputing*. 2009, Bd. 72, 4-6, S. 1012-1025.
- [18] **Rajan, J. und Kaimal, M. R.** Speckle Reduction in Images with WEAD and WECD. *Lecture Notes in Computer Science*. 2006, 4338, S. 184-193.
- [19] **Faist, J., Capasso, F., Sivco, D. L., Sirtori, C., Hutchinson, L. und Cho, A. Y.** Quantum cascade laser. *Science*. 1994, Bd. 264, 5158, S. 553–556.
- [20] **Luo, G. P., Peng, C., Le, H. Q., Pei, S. S., Hwang, W. Y., Ishaug, B., Um, J., Baillargeon, J. N. und Lin, C. H.** Grating-tuned external-cavity quantum-cascade semiconductor lasers. *Applied Physics Letters*. 2001, Bd. 78, 19, S. 2834-2836.
- [21] **Hinkov, B., Fuchs, F., Bronner, W., Köhler, K. und Wagner, J.** Current- and Temperature-Induced Beam Steering in 7.8- μm Emitting Quantum-Cascade Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2008, Bd. 44, 11-12, S. 1124-1128.

- [22] **Hinkov, B., Yang, Q. K., Fuchs, F., Bronner, W., Köhler, K. und Wagner, J.** Time-Resolved Characterization of External-Cavity Quantum-Cascade Lasers. *Applied Physics Letters*. 2009, Bd. 94, 22, S. 221105.
- [23] **Dischler, B. und Wild, C., [Hrsg.].** *Low-Pressure Synthetic Diamond*. 1. Springer, 1998.
- [24] **Saleh, B. E. A. und Teich, M. C.** *Grundlagen der Photonik*. 2. Wiley-VCH, 2007.
- [25] **Wallrabe, A.** *Nachtsichttechnik*. 1. Vieweg, 2001. S. 339-365.
- [26] **Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Musiol, G. und Mühlig, H.** *Taschenbuch der Mathematik*. 5. Harri Deutsch, 2001.
- [27] **Goodman, J. W.** *Introduction to Fourier Optics*. 3. Roberts and Company Publishers, 2005.
- [28] **Kross, J.** *Bergmann Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 - Optik*. 10. De Gruyter, 2004.
- [29] **Gross, H., Zügge, H., Peschka, M. und Blechinger, F.** *Handbook of Optical Systems, Aberration Theory and Correction of Optical Systems*. 1. Wiley-VCH, 2007. Bd. 3.
- [30] **Stößel, W.** *Fourieroptik – Eine Einführung*. 1. Springer, 1993.
- [31] **Lewi, T., Tsun, A., Katzir, A., Kaster, J. und Fuchs, F.** Silver halide single mode fiber for broadband Mid-IR stellar interferometry. *Im Juni 2009 bei Applied Physics Letters zur Veröffentlichung akzeptiert.*
- [32] **Hugger, S., Fuchs, F., Aidam, R., Bronner, W., Loescha, R., Yang, Q. K., Schulz, N., Wagner, J., Romasew, E., Raab, M. und Tholl, H. D.** Spectral beam combining of quantum cascade lasers in an external cavity. [Hrsg.] M. Dubinski und S. G. Post. *Laser Technology for Defense and Security V*. Proceedings of the SPIE, 2009, Bd. 7325.

Anhang A LabVIEW Kamera Schnittstelle

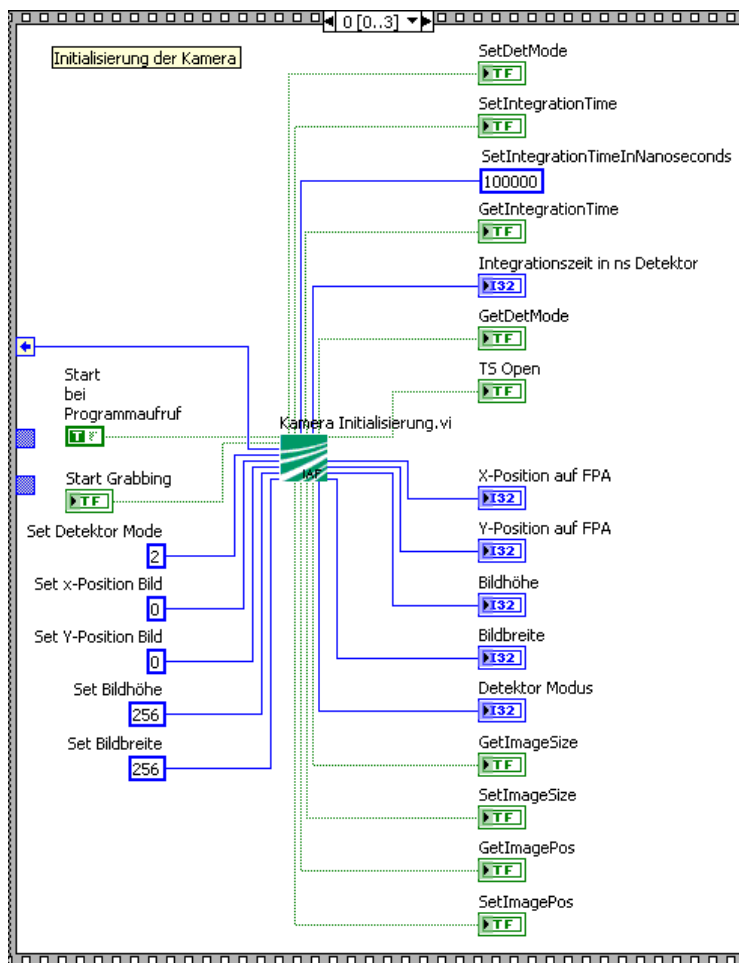
Folgende Abbildung zeigt die Benutzeroberfläche des LabVIEW-Programms, welches gegen Ende des Diplomarbeitszeitraumes erstellt wurde.



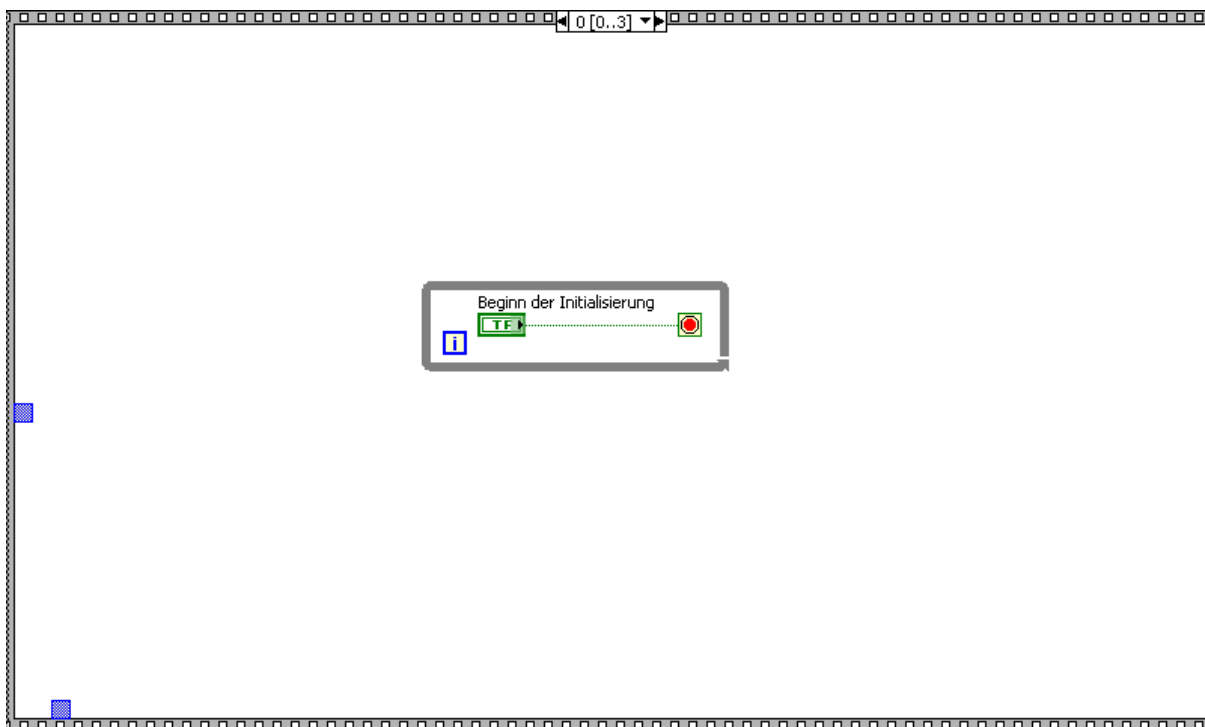
Die drei kleinen Bilder rechts zeigen von oben nach unten: das unkorrigierte Bild, die kalte Referenz und die warme Referenz für die lineare Zweipunktkorrektur. Das große Bild ist mit den Referenzbildern korrigiert worden.

Im Folgenden wird die Kameraschnittstelle zur Automatisierung des Detektionsalgorithmus Schritt für Schritt dargestellt. Das Programm weist der Kamera Befehle zu und liest den Framegrabber des Kamerasystems über eine Softwareschnittstelle, programmiert in C, aus. Die Verwendung von LabVIEW ermöglicht die Integration der Steuerung aller Geräte in einer einzigen Softwareanwendung, was mit der Standard Steuerungssoftware des Kameraherstellers nicht möglich ist.

Nach dem starten des Hauptprogramms wird das Kamerasystem initialisiert:



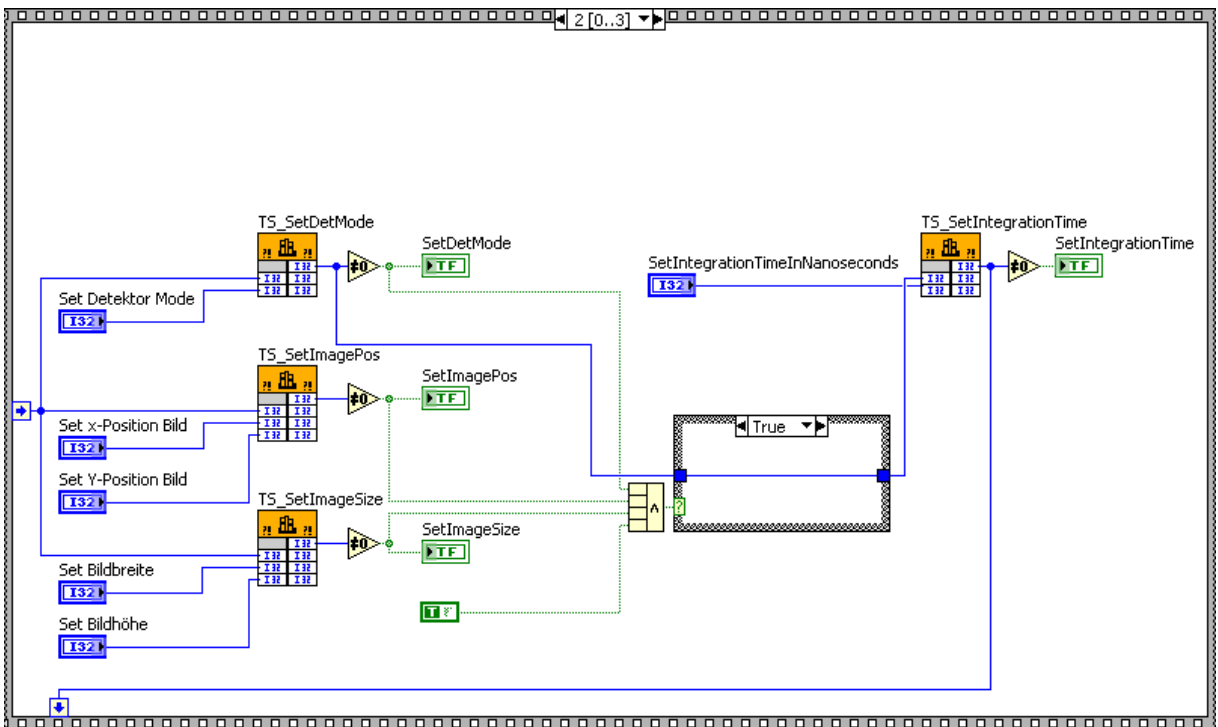
Dazu startet zunächst automatisch das Unterprogramm „Kamera Initialisierung“.



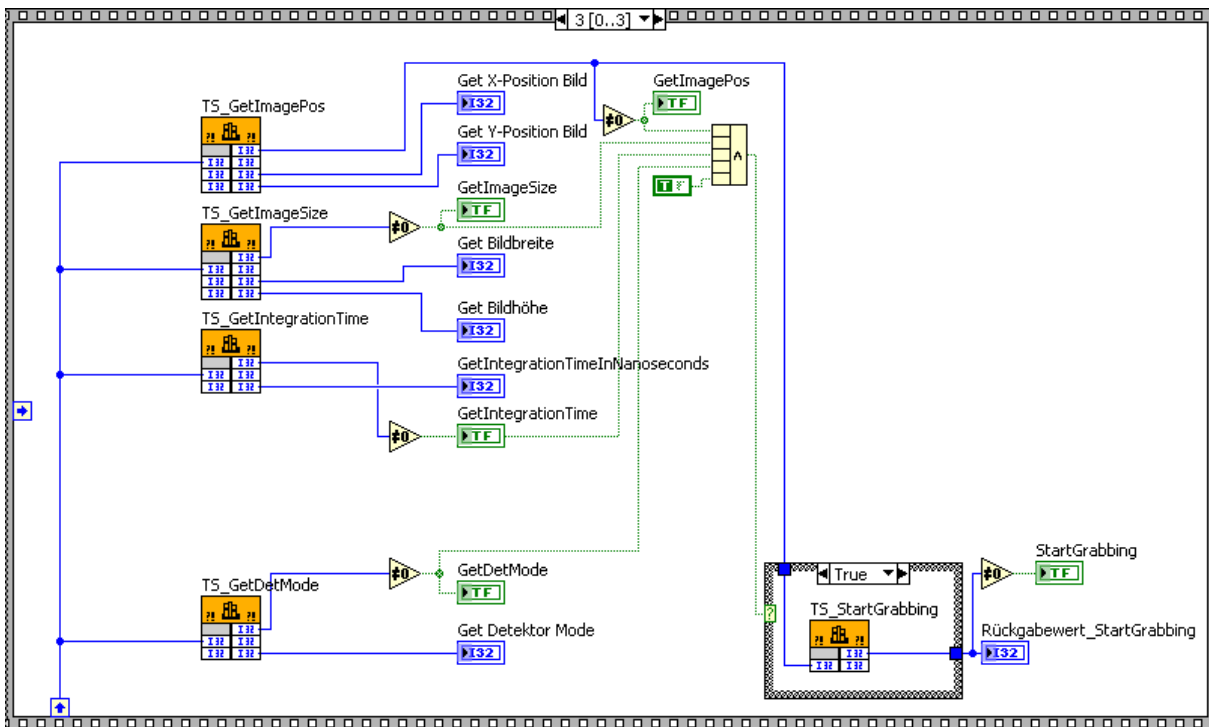
Die Kommunikation mit dem Kamerasystem wird über eine C-Schnittstelle gestartet.



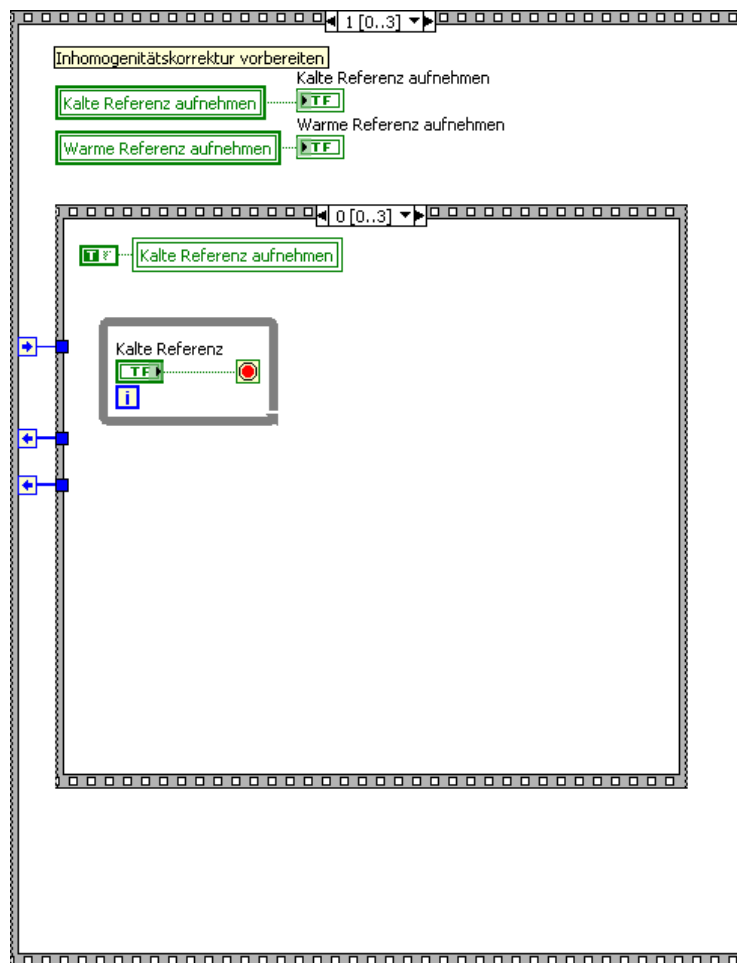
Nach erfolgreichem Beginn der Kommunikation, werden die kameraspezifischen Parameter Detektormodus, Integrationszeit, Bildposition und Bildgröße übergeben.



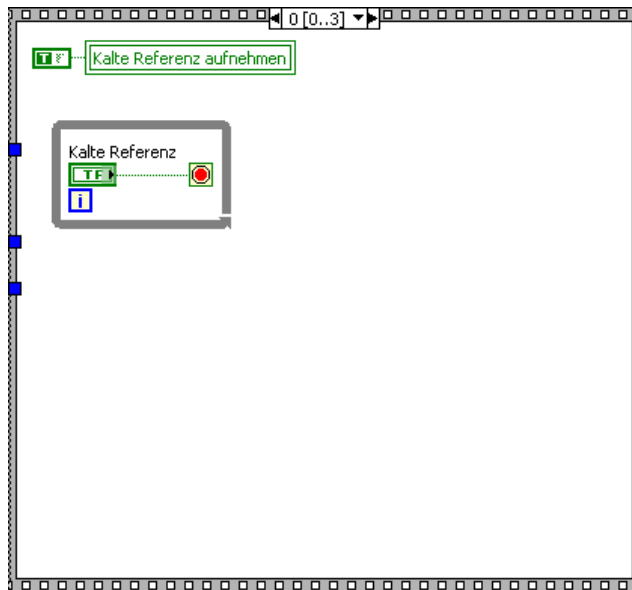
Anschließend wird überprüft, ob das Kamerasystem diese Parameter angenommen hat und , falls dies der Fall ist, wird der Framegrabber gestartet. Dieser liefert nun abrufbare Bilddaten.



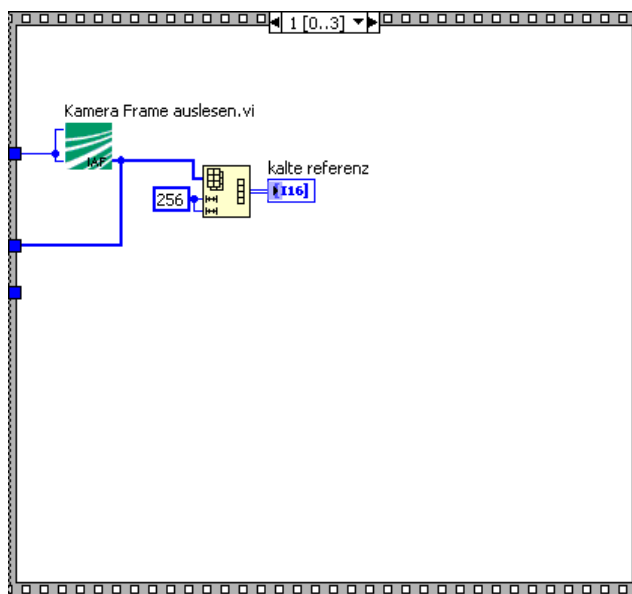
Als nächstes werden Strahlungsreferenzen für eine lineare Zweipunktkorrektur aufgezeichnet.



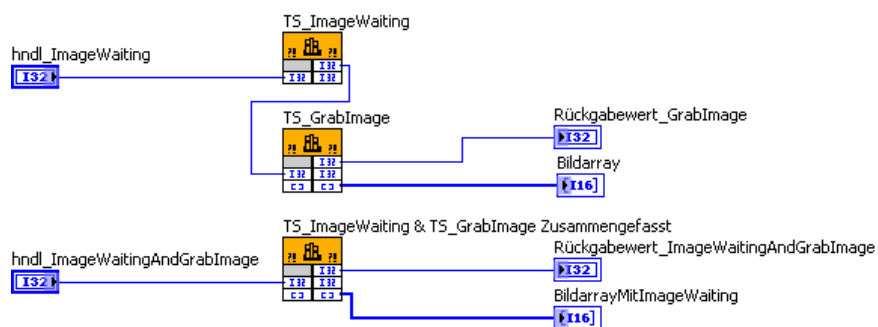
Der Benutzer Positioniert zuerst eine Strahlungsquelle vor der Kamera, welche den Offset des FPA liefert. Zur schnellen Kalibrierung reicht ein Gegenstand, welcher sich auf Raumtemperatur befindet. Möchte man mit der IR-Kamera quantitativ Temperaturen messen, so ist hierzu ein Schwarzkörperstrahler ($\epsilon \cong 1$) bei Raumtemperatur notwendig.



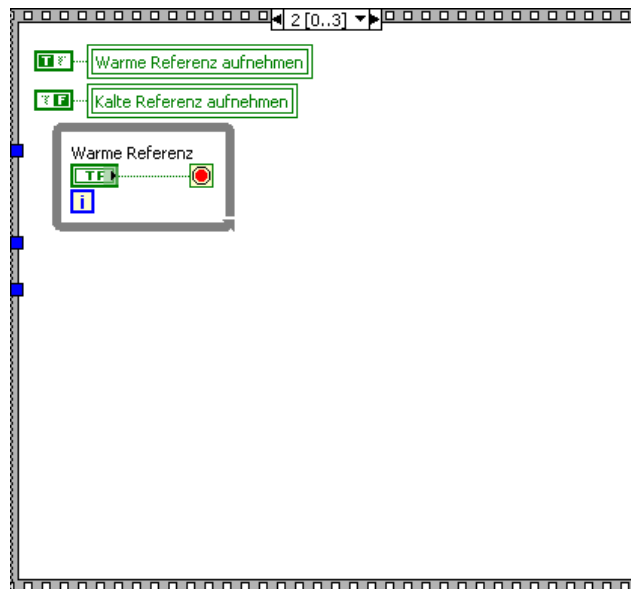
Durch betätigen eines Start Knopfes nimmt die Kamera die Offset-Referenz auf.



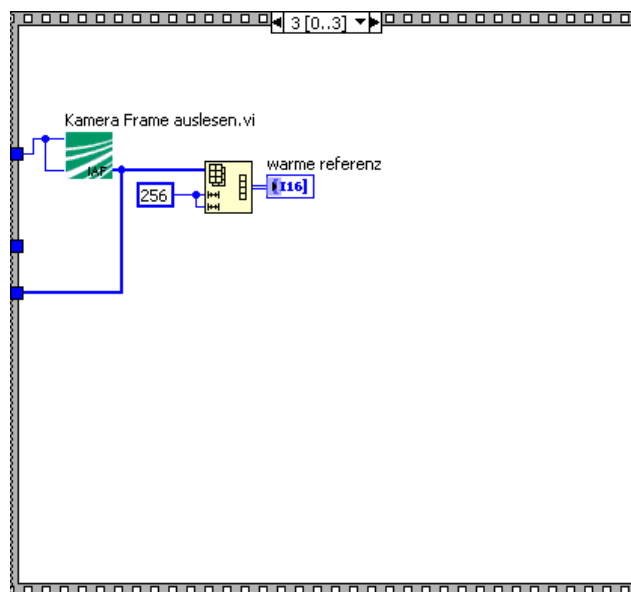
Dies geschieht über ein weiteres Unterprogramm, welches C-Schnittstellen enthält:



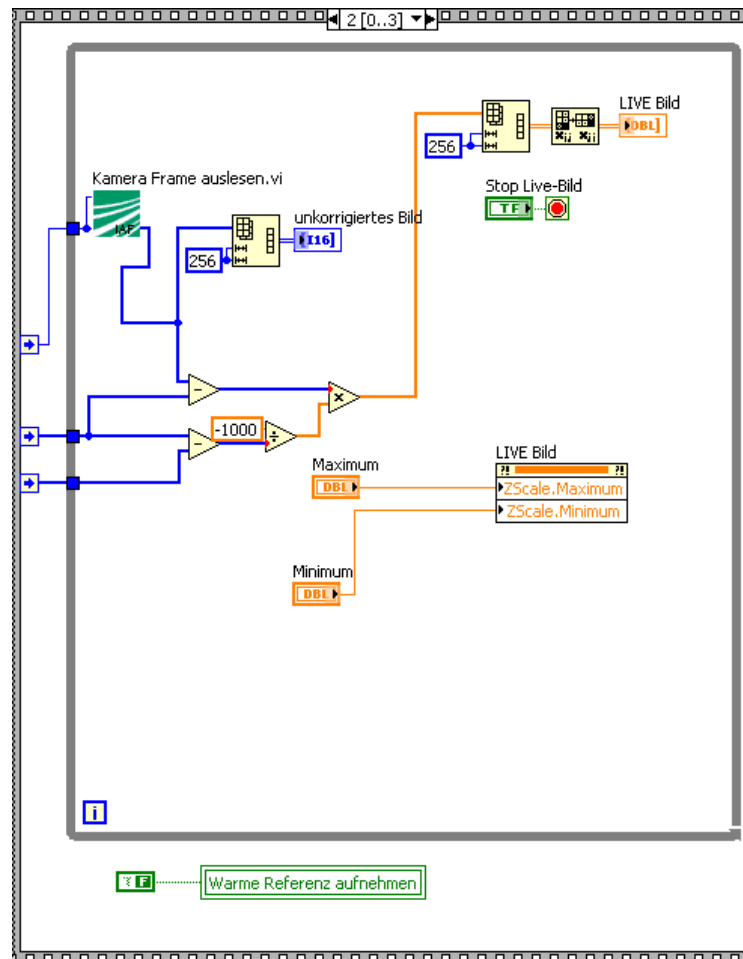
Die Aufnahme der Verstärkungs-Referenz wird durchgeführt, nachdem eine Strahlungsquelle mit größerer thermischer Emission relativ zur Offset Referenz vor der Kamera platziert wurde. Auch hier gilt wieder, dass zur schnellen Kalibrierung ein Gegenstand ausreicht, der wärmer ist als die Offset Referenz. Möchte man mit der IR-Kamera quantitativ Temperaturen messen, so ist hierzu wiederum ein Schwarzkörperstrahler ($\epsilon \cong 1$), diesmal bei Referenztemperatur notwendig.



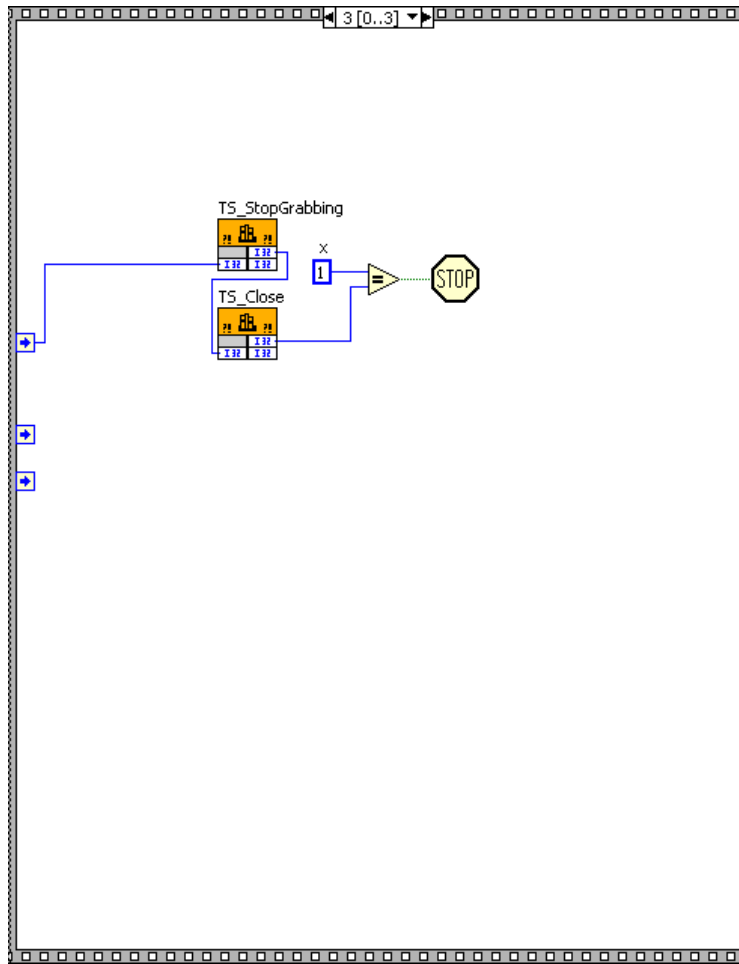
Durch betätigen eines Start Knopfes nimmt die Kamera die Verstärkungs-Referenz auf.



Nun kann die Kamera auf die gewünschte Szene ausgerichtet und die Bilder vom Framegrabber ausgelesen und korrigiert dargestellt werden. Zusätzlich wurde eine lineare LUT (engl. „Look Up Table“) für das Anzeige-Panel erstellt. Mit dieser kann man den Bereich der 14bit Daten auswählen, der mit den wenigen Helligkeitsstufen des Displays dargestellt werden kann.



Durch betätigen des Stopp-Knopfes wird die Bildaufzeichnung getoppt und das LabVIEW-Programm beendet.



Danksagung

Die vorliegende Diplomarbeit wurde in der Zeit von Oktober 2008 bis Juni 2009 am Fraunhofer Institut für Festkörperphysik in Freiburg im Breisgau erstellt und beendet mein Studium der Physikalischen Technik an der Fachhochschule Aachen, Abteilung Jülich.

Für die Aufnahme am Institut möchte ich mich herzlichst bei Herrn Prof. Dr. Joachim Wagner und Herrn Dr. Frank Fuchs bedanken. Ich danke besonders Herrn Dr. Frank Fuchs für die vollständige und aufmerksame Betreuung meiner Arbeit und das er mir in zahlreichen Diskussionen beratend zur Seite stand. Ebenso danke ich Ihm für seine angenehme, menschliche Art und seinen kooperativen Führungsstil.

Großer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. Arnold Förster und Herrn Prof. Dr. Franz-Matthias Rateike der Fachhochschule Aachen für die hervorragenden Vorlesungen zur Grundlegenden Physik, der Festkörperphysik sowie der Laserphysik und Optik, die kaum umfangreicher und qualitativ hochwertiger auf diese Arbeit hätten vorbereiten können und viel Freude, Interesse und Motivation gaben; vor allem aber das Aufbauen eines soliden Fundaments für die weitere Bildung ermöglichten.

Das IRLDEX-Vorhaben ist ein interdisziplinäres Projekt mit sehr vielen technischen Teilaspekten. Daher war eine enge Zusammenarbeit mit vielen Mitarbeitern des IAF notwendig.

Herr Klaus Schwarz ist mir stets hilfsbereit mit technischem Rat zur Seite gestanden. Herr Dr. Harald Obloh und Herr Dr. Wolfgang Müller-Sebert haben die CVD-Diamant-Wafer hergestellt, letzterer hat die für das Experiment erforderlichen Wafer in die rechte Form gebracht und zur Verfügung gestellt. Herr Dietmar Brink war mir bei der Oberflächencharakterisierung und dem Verkleben der CVD-Diamant-Wafer auf die Motorhalter behilflich. Herr Mohr hat die Halter für die CVD-Diamant-Diffusoren sehr zügig hergestellt.

Herr Dr. Quankui Yang stellte mir den von ihm simulierten Leitungsbandverlauf und die Epitaxievorgaben des Quantenkaskadenlasers zur Verfügung. Borislav Hinkov betreute den

Quantenkaskadenlaser-Aufbau in externer Resonator Konfiguration und hat mich in den Umgang mit den Geräten zur zeitaufgelösten FTIR-Spektroskopie eingeführt.

Frau Sabine Metzen unterstützte mich sehr bei der Wohnungssuche in Freiburg und Frau Birgit Berker beschaffte mir geduldig die benötigte Literatur und organisierte einen Kurs zur OriginV8 Programmierung.

Ihnen allen sei an dieser Stelle herzlichst gedankt.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Frau Katja bedanken, die mir stets Mut und Kraft gibt und so viel Glück und Freude in mein Leben bringt. Meinen Eltern danke ich sehr für die großzügige Finanzierung und Unterstützung meines Studiums, David und Marko für die brüderliche Freundschaft sowie Sebastian für all die fruchtbaren Diskussionen während des Studiums in Jülich.

Freiburg im Breisgau, 15. Juni 2009