

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Michael Erz
aus Almaty

Tag der mündlichen Prüfung: 04.02.2011

Charakterisierung von Laufzeitkamarasystemen
für
Lumineszenzlebensdauermessungen

Gutachter: Prof. Dr. Bernd Jähne
Prof. Dr. Karl-Heinz Brenner

Charakterisierung von Laufzeitkamarasystemen für Lumineszenzlebensdauermessungen

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des BMBF Verbundprojektes *Fluorescence Lifetime Imaging Camera* (FLICAM) durchgeführt. In diesem Verbundprojekt wird ein neuartiges Kamerasystem zur Messung der Lumineszenzlebensdauer nach dem Funktionsprinzip phasenbasierter Laufzeitkamarasysteme entwickelt. Gegenstand dieser Dissertation war die Entwicklung von Methoden und Geräten zur Charakterisierung von Laufzeitkamaras. Die Methoden des *European Machine Vision Association* (EMVA) Standards 1288 bildeten die Grundlage dafür. Größen wie die Linearität, das Rauschverhalten und die räumlichen Inhomogenitäten der Sensor-Rohdaten wurden bestimmt. Weiterhin wurde in Anlehnung an den EMVA Standard 1288 ein Maß für die Beschreibung der Inhomogenität der Entfernungsinformation vorgeschlagen. Experimentell konnte eine bereits existierende theoretische Vorhersage zum zeitlichen Rauschen der Entfernungsinformation in Abhängigkeit von dem Sensorrauschen bestätigt werden. Diese Untersuchungen bilden eine mögliche Grundlage für die standardisierte Charakterisierung von Laufzeitsensoren. Die Auswirkungen des Sensorrauschens auf die Genauigkeit der gemessenen Lumineszenzlebensdauer wurde an einem Modellsystem von FLICAM untersucht. Hierzu wurde ein Verfahren zur Messung der Lumineszenzlebensdauer im Mikrosekundenbereich anhand einer Hochgeschwindigkeits-Zeilenkamera entwickelt. Dieses ermöglichte die Bestimmung der optimalen Messparameter, der Modulationsfrequenz und Belichtungszeit, unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers. So konnte der theoretische Zusammenhang zwischen dem Sensorrauschen und dem statistischen Fehler der Lumineszenzlebensdauer verifiziert werden.

Characterization of Time-of-Flight Camera Systems for Luminescence Lifetime Measurements

This thesis was performed within the BMBF project *Fluorescence Lifetime Imaging Camera* (FLICAM). In this project a novel camera system for measurements of luminescence lifetimes is in development. The functional principle is based on continuous-wave (phase based) Time-of-Flight (ToF) cameras. Objectives of this thesis were development of methods and experimental setups for characterization of ToF cameras. Methods of the *European Machine Vision Association* (EMVA) Standard 1288 were building the basis for it. Quantities like the linearity, noise performance and spatial inhomogeneities of sensor raw data were determined. Furthermore, a measure in the style of the EMVA 1288 Standard for the description of inhomogeneities of the estimated distance information are suggested. An existing theoretical prediction for temporal noise of the distance information in relation to the sensor noise was confirmed experimentally. These investigations build a possible basement for a standardized characterization of ToF sensors. The influence of sensor noise on the precision of measured luminescence lifetimes was investigated using a model system of FLICAM. For this purpose a method for measuring luminescence lifetimes in the range of microseconds was developed on base of a high speed line scan camera. This system enabled the determination of optimal measurement parameters, modulation frequency and integration time, considering the statistical error. This enabled the experimental verification of the theoretical relation between sensor noise and statistical error of the luminescence lifetime.

Inhaltsverzeichnis

I Einführung

1 Motivation	1
1.1 Struktur dieser Arbeit	2
1.2 Mathematische Notation	3
1.3 Wissenschaftlicher Beitrag dieser Dissertation	4

II Charakterisierung von Bildsensoren

2 Charakterisierung von digitalen Bildsensoren	5
2.1 Existierende Standards	6
2.2 Funktionsweise der CCD- und CMOS-Bildsensoren	7
2.3 EMVA Standard 1288	13
2.3.1 Das theoretische Modell des EMVA 1288	13
2.3.2 Messapparaturen zur Bestimmung der Kameraparameter	17
2.4 Messprozedur und Auswertung nach EMVA 1288	24
2.4.1 Flächenkamera BASLER SCA1400-17FM	24
2.4.2 Zeilenkamera BASLER SPL2048-70KM	37
2.4.3 Verifikation anhand der simulierten Daten	47
3 Charakterisierung von Laufzeitkamarasystemen	53
3.1 Phasenbasierte Laufzeitkamarasysteme	54
3.1.1 Funktionsprinzip	54
3.1.2 Das theoretische Modell	55
3.1.3 Radiometrische und spektrale Charakterisierung	62
3.1.4 Charakterisierung der Entfernungsinformation	78
3.1.5 Hintergrundlichtunterdrückung	85
3.2 Pulsbasierte Laufzeitkamarasysteme	87
3.2.1 Funktionsprinzip	88
3.2.2 Der experimentelle Aufbau	89
3.2.3 Vermessung der Entfernungsinformation	90
4 Datenbank für Kameravermessungen	95

III Bestimmung der Lumineszenzlebensdauer

5	Grundlagen zur Lumineszenzlebensdauer	97
5.1	Grundlagen zur Photolumineszenz	97
5.2	Lumineszenzlebensdauer und Quenching	98
5.3	Lumineszierende Farbstoffe	100
5.4	Direkte zeitauflösende Bildgebungsverfahren (TD-FLIM)	103
5.5	Bildgebungsverfahren in der Frequenz-Domäne (FD-FLIM)	106
5.5.1	Theorie	106
5.5.2	Existierende technische Realisierungen	111
5.5.3	Referenzierung und bekannte Messartefakte	112
5.6	Vergleich der bildgebenden Verfahren	114
5.7	Optimierung der Messparameter	115
6	FD-FLIM mit einer Hochgeschwindigkeits-Zeilenkamera	119
6.1	Experimenteller Aufbau	119
6.1.1	Anregung der Lumineszenz	119
6.1.2	Lumineszierende Proben	120
6.1.3	Detektion der Lumineszenz	121
6.1.4	Zeitliche Steuerung/Taktgebung	122
6.2	Ablauf der Messung	125
6.3	Auswertung	126
6.4	Ergebnisse	128

IV Zusammenfassung

7	Abschließende kritische Diskussion der Ergebnisse	133
7.1	Charakterisierung von Bildsensoren	133
7.1.1	EMVA 1288	133
7.1.2	Entwicklung eines Verfahrens zur Charakterisierung von Laufzeitsensoren basierend auf EMVA 1288	134
7.1.3	Standardisierte Charakterisierung von Laufzeitsensoren	136
7.2	Lumineszenzlebensdauerermessungen in der Frequenz-Domäne	137
8	Ausblick	139

V Appendix

A	Ergänzende Informationen	141
A.1	Fouriertransformation	141
A.2	Herleitung der Amplitudendämpfung für ein Zwei-Komponentensystem	141
A.3	Ruthenium-Ligand-Komplexe	142
B	Technische Details	145
B.1	Der Aufbau zur radiometrischen Vermessung	145
B.2	Der Aufbau zur spektralen Vermessung	146
	Literaturverzeichnis	149
	Nomenklatur	157
	Danksagung	161

Kapitel 1

Motivation

Die Lebensdauer eines angeregten Zustandes in einem Farbstoffmolekül ist von dessen Mikroumgebung und Bindungsverhalten abhängig. Sie gibt zudem Aufschluss über photophysikalische Prozesse, die zur Entvölkerung des angeregten Zustandes führen – so genanntes Quenchen. Moleküle, die hierfür verantwortlich sind, werden Quencher-moleküle genannt (z.B. Sauerstoffmoleküle). Ihre Konzentration kann somit durch die Messung der Lebensdauer der angeregten Zustände bestimmt werden. Die gängige Methode zur Bestimmung dieser Konzentration nutzt nur die auftretende Reduktion der Lumineszenzintensität. Somit ist eine homogene Beleuchtung die Voraussetzung für eine erfolgreiche Messung. Die Lumineszenzlebensdauer ist unabhängig von der Intensität des Anregungslichtes und damit auch von Inhomogenitäten im Beleuchtungsfeld. Außerdem ist die Lumineszenzlebensdauer mancher Farbstoffe empfindlich gegen die Temperatur. Eine solche Empfindlichkeit kann zur Bestimmung der Temperatur in der unmittelbaren Umgebung der Farbstoffmoleküle verwendet werden [1]. Die wohl bekannteste Anwendung in der Biologie ist die Vermessung des Förster-Resonanzenergietransfers (FRET) [19], um Proteinwechselwirkungen, Konformationsänderung und Aktivitäten in lebenden Zellen zu untersuchen. In der Tomographie werden mithilfe von FRET bspw. Krebszellen detektiert. In der Umweltp Physik, u.a. auch innerhalb der Arbeitsgruppe „Digitale Bildverarbeitung“, ist die Anwendung der Lumineszenzlebensdauer zur Messung der Sauerstoffkonzentration in der wasserseitigen Grenzschicht von besonderem Interesse. Die zeitliche Änderung dieser Konzentration gibt Aufschluss über Transportprozesse von Gasen zwischen Luft und Wasser.

Im Allgemeinen existieren zwei Messmethoden, um die Lumineszenzlebensdauer zu bestimmen. Es handelt sich um Verfahren, die entweder in der Frequenz- oder in der Zeit-Domäne arbeiten. Für eine 2D Lumineszenzlebensdauer-Bildgebung werden gewöhnlich teure Bildverstärkerkameras oder Rasterverfahren, die nur bedingt für dynamische Prozesse geeignet sind, eingesetzt. Die Messprinzipien dieser beiden Verfahren werden aber auch in der 2D Entfernungsmessung mit den so genannten Laufzeitkamarasystemen angewandt. Hier wird i.A. von phasenbasierten (entspr. Frequenz-Domäne) bzw. puls-basierten (entspr. Zeit-Domäne) Laufzeitkamarasystemen gesprochen. Diese Technik könnte eine preiswerte Alternative zur Messung der Lumineszenzlebensdauer darstellen. Solche Kamarasysteme sind jedoch für die Entfernungsmessung optimiert und eignen sich deshalb nicht die meist intensitätsschwachen Lumineszenzsignale aufzunehmen. Aus diesem Grund schlossen sich mehrere Firmen und universitäre Einrichtungen im Rahmen eines BMBF-Verbundprojekts „Fluorescence Lifetime Imaging Camera“ (FLICAM) zusammen, um ein neuartiges Kamarasystem zu entwickeln, das die Lumineszenzlebensdauern unter Verwen-

derung der phasenbasierten Laufzeittechnologie direkt messen kann. Um das bestmögliche Signal-Rausch-Verhältnis in der Lumineszenzlebensdauer zu erreichen, müssen die für das Messverfahren spezifischen Parameter optimiert werden. Dies ist aber nur anhand eines entsprechenden physikalischen Kamera- bzw. Sensormodells möglich. Da das neue FLICAM-Kamerasystem das phasenbasierte Messverfahren einsetzen soll, ist die Entwicklung eines Sensormodells für phasenbasierte Laufzeitsensoren notwendig. Die genaue Kenntnis des Rauschverhaltens eines Sensors und der räumlichen Inhomogenitäten stehen am Beginn einer Fehlerfortpflanzungskette, die es erlaubt die statistische Unsicherheit und die systematischen Fehler der aus den nachfolgenden Bildverarbeitungsoperationen bestimmten Parameter, wie die Entfernung oder Lumineszenzlebensdauer, abzuschätzen.

Es existiert bereits eine theoretische Vorhersage für das Rauschen in der Entfernungsinformation von phasenbasierten Laufzeitkamarasystemen, die auf die Lumineszenzlebensdauerinformation übertragen werden könnte. Zur experimentellen Verifikation dieser Vorhersage ist zunächst eine Charakterisierung des Laufzeitsensors selbst, d.h. der Rohdaten, notwendig. Im Hinblick auf eine standardisierte Charakterisierung der Rohdaten bietet der *European Machine Vision Association* (EMVA) Standard 1288 eine gute Möglichkeit, da es sich um den einzigen Standard handelt, der auf einem physikalischen Modell eines digitalen Bildsensors basiert. Bei EMVA 1288 handelt es sich um einen Standard für konventionelle 2D-Bildsensoren bzw. Kameras, deshalb muss das im Standard verwendete theoretische Sensormodell zunächst auf Laufzeitsensoren erweitert werden.

1.1 Struktur dieser Arbeit

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich im Rahmen des BMBF-Verbundprojektes FLICAM mit der Modellierung und Charakterisierung des neuartigen Kamerasystems. Die Zielsetzung war die Entwicklung eines physikalischen Modells des Kamerasystems und der Aufbau eines Test- und Kalibrierstandes, mit dem die Parameter der Kamera (Rauschen, Linearität, Quantenausbeute und räumliche Inhomogenitäten) vermessen werden sollten. Deshalb ist diese Arbeit in zwei große Themenbereiche: Charakterisierung von Bildsensoren (II) und Bestimmung der Lumineszenzlebensdauer in einem Testsystem (III) unterteilt.

Der Themenbereich (II) beinhaltet die Charakterisierung von konventionellen 2D Bildsensoren (Kapitel 2). Hier wird der neue EMVA Standard 1288 eingeführt und anhand von Beispielen die Anwendung sowohl auf Flächen- als auch auf Zeilenkameras demonstriert. So werden das Rauschverhalten, die Sensitivität, Linearität und räumliche Inhomogenitäten im Bild charakterisiert. In Kapitel 3 wird das theoretische Modell des Standards auf phasenbasierte Laufzeitsensoren erweitert. Aufgrund von Verzögerungen im Sensor-Herstellungsprozess stand die neue Kamera (FLICAM) während dieser Arbeit noch nicht zur Verfügung. Aus diesem Grund wurden die Charakterisierungsmethoden des EMVA Standards 1288 anhand des erweiterten theoretischen Sensormodells mit zwei phasenbasierten Laufzeitkamarasystemen verifiziert. Außerdem bestand die Möglichkeit ein puls-basiertes Laufzeitkamarasystem zu vermessen, da es prinzipiell die Bestimmung der Lumineszenzlebensdauer in der Zeit-Domäne ermöglicht. Zusätzlich dienten die Vermessungen mit den beiden Typen von Laufzeitsensoren als erste Untersuchungen in Hinblick auf eine standardisierte Charakterisierung von Laufzeitsensoren.

Im Verlauf dieser Arbeit wurden weitere (konventionelle) Kameras mit unterschiedlichen Charakteristika nach EMVA 1288 vermessen. Die entsprechenden Datenblätter werden in einer öffentlich zugänglichen Datenbank zusammengefasst (siehe Kap. 4).

Der Themenbereich (III) beinhaltet zunächst Grundlagen zur Lumineszenzlebensdauer, zu existierenden Messmethoden und verfahrensspezifischen Parametern (siehe Kap. 5). Wie in Kap. 3 beschrieben wird, eignen sich die zwei zur Verifizierung verwendeten Laufzeitkameras leider nicht zur Messung der Lumineszenzlebensdauer. Deshalb wurde die Optimierung der verfahrensspezifischen Messparameter anhand eines Modellsystems, bestehend aus einer Zeilenkamera, der entsprechenden Beleuchtung und einem passenden Farbstoff, untersucht (siehe Kap. 6).

Schließlich werden in Kap. 7 die Ergebnisse der einzelnen Themenbereiche zusammengefasst und kritisch diskutiert.

Im Anhang (V) werden zusätzliche Informationen zu der Theorie, Herleitungen der Formeln und ergänzende technische Information zu den benutzten Hardware-Komponenten aufgeführt.

1.2 Mathematische Notation

In diesem Abschnitt werden die in dieser Arbeit verwendete mathematische Notation und Symbolik zusammengefasst.

Mathematische Operationen

$\circ\text{---}\bullet$	Fouriertransformation;
\otimes	Faltung;

Variablen

\hat{x}	eine Größe im Fourierraum ($x \circ\text{---}\bullet \hat{x}$);
\mathbf{X}	eine Matrix bzw. ein Bild;
\mathbf{x}	ein Vektor;
$x[i,j]$	Eintrag an der Position $[i,j]$ in einer Matrix bzw. in einem Bild;
\bar{x}	der zeitliche Mittelwert einer Größe;
μ_x	je nach Kontext: der räumliche Mittelwert oder der zeitliche und räumliche Mittelwert einer Größe;
σ_x^2	die zeitliche Varianz einer Größe x ;
$\tilde{\sigma}_x^2$	die räumliche Varianz einer Größe x ;

Einheiten

p	die Anzahl der Photonen;
e^-	die Anzahl der Elektronen.

In der Elektrodynamik ist die Energiestromdichte (Energieflussdichte) und die Richtung des Energietransportes einer elektromagnetischen Welle durch den Poyntingvektor \mathbf{S} gegeben. Die experimentell zugängliche optische Intensität $I = |\overline{\mathbf{S}}|$ [W/m²] ist der Betrag des zeitlichen Mittelwerts $\overline{\mathbf{S}}$. In der Radiometrie wird analog der Begriff Bestrahlungsstärke E [W/m²] definiert (in der Photometrie – Beleuchtungsstärke). Hieraus kann die Photonflussdichte E_p [p/(s m²)] berechnet werden (siehe Kap. 2.3, S. 13).

Im Themenbereich (II) über die Charakterisierung von Bildsensoren wird die elektromagnetische Strahlung durch die Anzahl der Photonen pro Pixel [p/px] quantifiziert. Diese entspricht dabei der Strahlungsenergie, ausgedrückt in der Anzahl der Photonen bei der entsprechenden Wellenlänge, die pro Zeiteinheit auf ein Sensorelement (Pixel) fallen.

Im Teilbereich (III) über die Messung der Lumineszenzlebensdauer wird vorwiegend der Begriff „Intensität“ I verwendet.

1.3 Wissenschaftlicher Beitrag dieser Dissertation

Der wissenschaftliche Beitrag dieser Arbeit beinhaltet folgende Sachverhalte:

- Mitentwicklung des EMVA Standards 1288 anhand von Verifikationsmessungen unterschiedlicher Kameratypen.
- Erweiterung des linearen Sensormodells von EMVA 1288 auf Laufzeitsensoren.
- Das erstmalige Anwenden der Methoden des EMVA Standards 1288 auf Rohdaten von Laufzeitsensoren unter Annahme des auf Laufzeitsensoren erweiterten linearen Sensormodells.
- Messungen zur Verifikation einer bereits existierenden theoretischen Vorhersage zum Rauschen der Phasenverschiebung für Laufzeitsensoren.
- Erste Untersuchungen zur einheitlichen Charakterisierung der Entfernungsmessung von Laufzeitsensoren an phasen- und pulsbasierten Laufzeitkameranystemen.
- Entwicklung einer neuen experimentellen Anordnung zur Bestimmung der Lumineszenzlebensdauer im Mikrosekundenbereich mit einer Hochgeschwindigkeits-Zeilenkamera.
- Experimentelle Verifikation des Zusammenhangs zwischen dem Rauschen der Lumineszenzlebensdauer (berechnet aus der Phasenverschiebung) und dem Sensorrauschen.
- Optimierung der experimentellen Messparametern, der Modulationsfrequenz und Belichtungszeit, für die verwendete Apparatur anhand des Rauschens der Lumineszenzlebensdauer; und somit – Verifikation der theoretischen Untersuchungen von Lin [69] innerhalb des FLICAM Projektes.

Kapitel 2

Charakterisierung von digitalen Bildsensoren

Die einheitliche Charakterisierung von Bildsensoren bzgl. der systematischen und statistischen Fehler ist für die Industrie im Sinne der Vergleichbarkeit der Bildsensoren wichtig. Für das maschinelle Sehen ist neben der Fragestellung, ob eine Messaufgabe bzw. Problemstellung mit einem gegebenen Bildsensortyp gelöst werden kann, auch die Sensorauswahl von großer Bedeutung. Die Auswahl eines geeigneten Bildsensors basierend auf den Datenblättern der Herstellerfirmen ist nicht möglich, da die Angaben zu den Eigenschaften der Kameras oft nicht miteinander vergleichbar bzw. unvollständig sind. Eine einheitliche Charakterisierung ist aber unerlässlich für die optimale Bildverarbeitung. Während die systematischen Abweichungen, z.B. räumliche Inhomogenitäten im Bild oder eine nicht-lineare Sensorkennlinie, mit geeigneten Algorithmen korrigiert werden können, sind die statistischen Fehler fest und sind durch das Rauschverhalten des Bildsensors bestimmt. Es wird häufig fälschlicherweise angenommen, dass das Rauschen intensitätsunabhängig ist. Es hängt aber tatsächlich von dem Grauwert im Bild ab.

Aus diesen Gründen ergriff die *European Machine Vision Association* (EMVA) die Initiative zur Definition einer einheitlichen Methode, Sensoren bzw. Kameras zu vermessen, ihre Kenngrößen zu berechnen und zu präsentieren. Der EMVA Standard 1288 definiert eine zuverlässige und exakte Messprozedur und Richtlinien zur Präsentation von Messergebnissen und macht den Vergleich der Kameras und Bildsensoren deutlich einfacher. Der modular aufgebaute Standard wurde in einem Konsortium, bestehend aus führenden industriellen Sensor- und Kameraherstellern, Vertriebsunternehmen und Zulieferfirmen, ausgearbeitet. Das erste Modul wurde bereits im August 2005 und die dritte, erweiterte Version des Standards im Jahr 2010 veröffentlicht [35]. Der Standard deckt digitale Kameras mit einer linearen Kennlinie ab und beinhaltet Spezifikationen zur Sensitivität, Linearität, zum Rauschverhalten, Dunkelstrom und zu den räumlichen Inhomogenitäten der Sensoren.

In diesem Kapitel werden zuerst die außer dem EMVA 1288 existierenden Standards zur Charakterisierung der Bildqualität zusammenfassend aufgelistet und die entscheidenden Unterschiede zum EMVA 1288 verdeutlicht (siehe Kap. 2.1). Im anschließenden Kapitel 2.2 wird die Bildgebung anhand von zwei wichtigsten Vertretern der digitalen Bildsensoren, CCD und CMOS, erläutert. Im Kapitel 2.3 wird das theoretische Modell, auf dem der EMVA Standard 1288 basiert, analysiert und zwei einfache Messapparaturen vorgestellt, mit denen sich alle Kameraparameter messen

lassen. Die im EMVA 1288 festgelegten Auswertelgorithmen und die vorgeschriebene Darstellung von Ergebnissen werden in Kap. 2.4 anhand der Charakterisierung einer Flächen- und einer Zeilenkamera demonstriert. Die charakterisierte Zeilenkamera wird später für die Messung der Lumineszenzlebensdauer verwendet. Zusätzlich werden die Algorithmen an simulierten Daten verifiziert.

2.1 Existierende Standards

Die Bewertung der Bildqualität ist quantitativ schwer zu realisieren, da diese sehr anwendungsspezifisch erfolgt. Eine Definition von übergreifenden Standards ist auch deshalb so schwierig, da Bildgebungstechnologien eine ständige Weiterentwicklung erfahren: von Filmkameras in der Video- und Standbildaufnahme, über elektronische Filmkameras bis hin zu digitalen Kameras. Aus diesem Grund sollten an dieser Stelle auch Video-Standards in Kürze erwähnt werden.

Bereits im Jahr 1947 wurde von der *American Standards Association* (ASA) der „ASA speed“ als ein Maß für die Lichtsensitivität von Filmen definiert. Je höher diese Zahl ist, desto empfindlicher ist der Film gegenüber Licht. Im Jahr 1994 wurde von der *International Electrotechnical Commission* (IEC) das erste Modul des (größten) Standards 61146 [53] für Video-Kameras mit einem Bildsensor verabschiedet. Das zweite Modul (61146-2) umfasst Video-Kameras mit zwei oder drei Bildsensoren [74]. Die *Japan electronics and Information Technology Industries Association* (JEITA) definiert im Standard CP-3203 (nur in japanisch) einige nützliche Test-Targets (*Test-Charts*) für Videokameras, wobei sich einige davon auf IEC 61146 beziehen [74]. Die *Camera and Imaging Products Association* (CIPA) in Japan definiert in ihren Standards DC-003 [17] und DC-004 [18] Messmethoden zur Bestimmung des Auflösungsvermögens bzw. der Sensitivität von digitalen Kameras.

Seitens der *International Standards Organization* (ISO) existiert eine Reihe von Standards, die die Bestimmung der Bildqualität von Kameras vereinheitlichen. Dabei wird im Wesentlichen die Qualität des gesamten bildgebenden Systems, bestehend aus dem Objektiv, Sensor und der grundlegenden Bildaufbereitung in der Kamera, charakterisiert. Im Jahr 1998 wurde im ISO 12232 die Spezifikation der Empfindlichkeit anhand des „ISO speed“ (analog zu dem „ASA speed“) für elektronische (und später auch digitale) Standbildkameras definiert. Spezifikationen zu der Kamerakennlinie sind im ISO 14524 anhand der Vermessung der optoelektronischen Übertragungsfunktion $OECF^1$ festgelegt. Die Charakterisierung des Rauschverhaltens, Signal-Rausch-Verhältnisses und des Dynamikbereichs werden in ISO 15739 beschreiben [115]. Die Messdaten werden gemäß den drei genannten ISO Standards mithilfe eines einzigen Test-Targets aufgenommen, dessen wesentlicher Bestandteil ein Graustufenkeil mit kreisförmig angeordneten Feldern ist [115]. ISO 12233 beschreibt die Bestimmung des räumlichen Auflösungsvermögens anhand der Messung der Modulationsübertragungsfunktion (MTF^2). Für die Aufnahmen wird entweder ein Siemens-Stern oder eine Hell-Dunkel-Kante als Test-Target benutzt. Der Farbfehler wird anhand von Test-Targets spezifiziert, die in ISO 17321 und ISO 22028 festgelegt sind.

¹engl.: optoelectronic conversion function

²engl.: modulation transfer function

Bei allen erwähnten Standards wird mit der Kamera ein festgelegtes Test-Target mit einer definierten Beleuchtung aufgenommen. Es kann sich dabei um Durchlichttargets oder Reflexionstargets handeln. Da der Kontrast eines Test-Targets größer als der maximale Kontrast der Kamera sein muss, werden Durchlicht-Targets häufiger eingesetzt [115].

In allen hier beschriebenen Standards sind physikalische Prozesse, die bei der Bildentstehung wirken, nicht von Bedeutung. Das EMVA Standard 1288 basiert dagegen auf einem physikalischen Modell des digitalen Sensors und beinhaltet Spezifikationen zur Charakterisierung des Prozesses, bei dem elektromagnetische Strahlung (Photonen) in Grauwerte im Bild umgewandelt wird. Der Standard betrachtet die Kamera bzw. den Sensor ohne Optik und führt objektive Kriterien für die Beurteilung der (spektralen) Sensitivität, des Rauschens und des Dunkelstroms ein. Außerdem werden räumliche Variationen im Signal und defekte Pixel charakterisiert. Für die Vermessung werden keine Test-Targets benötigt. Die Kamera bzw. der Sensor wird mit einer scheibenförmigen homogenen Lichtquelle mit festgelegten Charakteristika direkt beleuchtet. Der EMVA Standard 1288 umfasst sowohl Flächen- als auch Zeilenkameras, monochrome als auch Farbsensoren. Um das theoretische Modell des EMVA Standards 1288 zu verstehen, muss zunächst die Funktionsweise eines digitalen Sensors bzw. einer digitalen Kamera erläutert werden. Diese wird im nächsten Kapitel für die zwei wichtigsten auf dem Markt verfügbaren digitalen Bildsensorarten, CCD und CMOS, erläutert.

2.2 Funktionsweise der CCD- und CMOS-Bildsensoren

Sowohl CCD- als auch CMOS-Bildsensoren sind Halbleiterdetektoren, die den inneren Photoeffekt ausnutzen. Als Halbleiter dient in den meisten Fällen Silizium (Si), dessen Absorptionsspektrum ein Teil des ultravioletten (UV), den gesamten sichtbaren (VIS) und einen Teil des infraroten (IR) Wellenlängenbereichs umfasst ($\sim 250 \text{ nm} - 1100 \text{ nm}$). Die Bandlücke zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband beträgt bei monokristallinem Silizium bei einer Temperatur von 30°C ca. $1,12 \text{ eV}$ [111]. Nach $H = hc/\lambda$ entspricht das einer Wellenlänge von 1107 nm . Die mittlere Eindringtiefe der Photonen wird als Kehrwert des materialspezifischen Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ [cm^{-1}] definiert. Dabei dringt die langwellige Strahlung tiefer als die kurzwellige in das Material ein. Die Abhängigkeit der Photonenflussdichte E_p von der Tiefe z im Halbleitermaterial wird durch das Lambert-Beer-Gesetz

$$E_p(\lambda, z) = E_{p,0} e^{-\alpha(\lambda)z} \quad (2.1)$$

beschrieben, wobei $E_{p,0}$ die Photonenflussdichte an der Oberfläche des Materials ist. Die eintreffenden Photonen heben Valenzelektronen in das Leitungsband an und erzeugen somit Elektron-Loch-Paare. Die entstandenen freien Elektronen bzw. Löcher werden detektiert und bilden das intensitätsabhängige Signal. Die einfachste Anordnung für einen solchen Detektor ist eine Photodiode. Es existieren viele unterschiedliche Architekturen entweder auf der Basis einer Halbleiterdiode oder eines Halbleitertransistors. Hier wird das Prinzip anhand einer einfachen Halbleiterdiode erklärt.

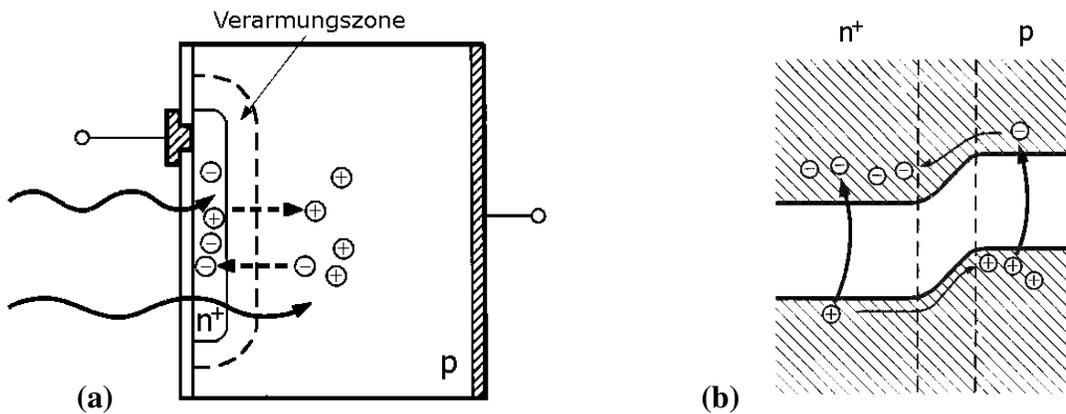


Abb. 2.1: Eine schematische Darstellung einer Photodiode, betrieben in die Sperrrichtung (die p-Region ist geerdet) **a**) im Querschnitt und **b**) das entsprechende Energieband-Diagramm. In dieser Darstellung sind die Elektron-Loch-Paare außerhalb der Verarmungszone induziert. Die Elektronen sind hier die Signalladungsträger (überarbeitet aus [15]).

Photodiode als Sensorelement (Pixel).

Um die im Halbleiter photoinduzierten Elektron-Loch-Paare räumlich zu trennen und zu detektieren, wird eine Kombination eines p-dotierten und eines n-dotierten Halbleiters verwendet³. Werden ein p- und ein n-dotierter Halbleiter miteinander in Kontakt gebracht, spricht man von einem pn-Übergang. Infolge der großen Konzentrationsunterschiede diffundieren Elektronen aus dem n-Gebiet in das p-Gebiet und Löcher aus dem p-Gebiet in das n-Gebiet. Dadurch entsteht im Bereich des pn-Übergangs eine an beweglichen Ladungsträgern verarmte Zone – Verarmungszone (siehe Abb. 2.1a), die aus der positiven und negativen Raumladungszonen besteht. Dort wird die Ladung der ionisierten Donatoren bzw. Akzeptoren nicht mehr durch freie Ladungsträger kompensiert, wodurch sich Raumladungen aufbauen. Diese lokalisierten Raumladungen erzeugen einen Spannungsabfall (so genannte Diffusionsspannung), der der Diffusion entgegenwirkt (siehe Abb. 2.1b). In einer Photodiode ist der pn-Übergang für Photonen zugänglich. Die in der Verarmungszone erzeugten Elektron-Loch-Paare werden durch die Diffusionsspannung getrennt. Die Elektronen driften dabei in den n-Bereich und Löcher in Richtung des geerdeten Kontakts. Die Potentialdifferenz in der Verarmungszone wird dadurch reduziert. Da auf der Oberfläche der Photodiode eine isolierende Schicht aufgetragen ist, bildet sich für Elektronen im n-Bereich ein Potentialtopf aus, in dem die Ladungsträger akkumuliert werden. Um ein Signal zu erhalten, das weitgehend unabhängig von der Vorspannung ist, wird die Photodiode in Sperrrichtung betrieben [52](Kap. 10.5). Durch das Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung der Diode wird die Raumladungszone verbreitert und somit die elektrische Feldstärke in der Verarmungszone erhöht. Wegen des hohen Widerstandes der Sperrschicht fließt ein nur sehr kleiner Strom, der so genannte Sperrstrom. In einem Bildsensor wird der Sperrstrom ohne Photoneneinfall als Dunkelstrom bezeichnet. Da der elektrische Widerstand der Sperrschicht stark von der Temperatur abhängt, ist auch der Dunkelstrom stark temperaturabhängig. Bei Photoneneinfall erhöht sich der Sperrstrom proportional zur Photonendichte.

³Für Einzelheiten zur Dotierung von Halbleitern siehe z.B. [52]

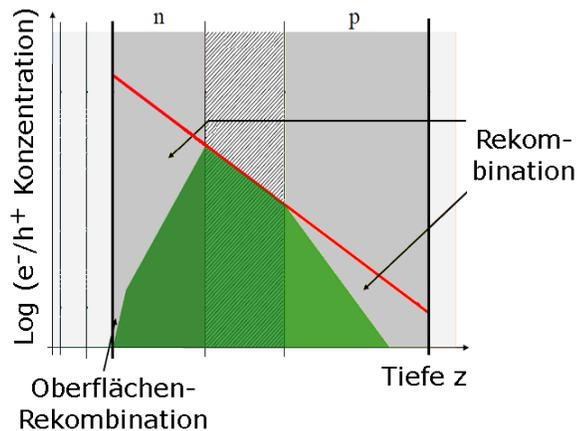


Abb. 2.2: Der effektiven Beitrag jedes Bereichs einer Halbleiterdiode zum Signal (grüne Fläche) anhand der Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit von der Tiefe in der Photodiode. Der Abfall der Intensität nach dem Lambert-Beer-Gesetz ist bei einer bestimmten Wellenlänge in rot dargestellt (überarbeitet aus [22]).

Photoinduzierte Ladungsträger werden in der gesamten Halbleiterdiode erzeugt. Wie tief im Material, hängt dabei von der Photonenwellenlänge ab. Alle in der Verarmungszone induzierten Ladungsträger tragen zu dem Signal bei. Je weiter sich die photoinduzierten Ladungsträger jedoch von der Verarmungszone befinden, desto mehr Zeit brauchen sie, um in die Verarmungszone zu diffundieren. Dieser Fall ist in Abb. 2.1b mit den eingezeichneten positiven und negativen Ladungsträgern demonstriert. Da es außerhalb der Verarmungszone zu Rekombination der Ladungen kommen kann, steigt die Wahrscheinlichkeit hierfür also mit der Entfernung zur Sperrschicht an. Der Beitrag der Elektron-Loch-Paare zu dem Signal sinkt demzufolge mit der Entfernung zur Verarmungszone. Die Abbildung 2.2 stellt (in grün) den effektiven Beitrag jedes Bereichs einer Halbleiterdiode zum Signal anhand der Konzentration der Elektron-Loch-Paare dar. Die Abszisse ist die Tiefe im Material, wobei die Photonen von links in die Photodiode eindringen. Die rote Kurve repräsentiert den Abfall der Intensität nach dem Lambert-Beer-Gesetz bei einer bestimmten Wellenlänge (in der halblogarithmischen Darstellung). Mit der Annahme, dass jedes Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, ist die Anzahl der Photonen der Anzahl der Elektron-Loch-Paare gleich. Die Quantenausbeute (oder Quantenwirkungsgrad) ist in der Verarmungszone gleich 100 %, da hier keine Rekombination stattfindet. Mit der steigenden Entfernung zur Verarmungszone sinkt die Quantenausbeute. Aufgrund von Oberflächenzuständen, die durch zusätzliche Unreinheiten auf der Kristalloberfläche entstehen, sinkt die Quantenausbeute in der Nähe der Oberfläche noch deutlicher ab. Für mittlere Eindringtiefen größer als die Tiefe der Sperrschicht (also längere Wellenlängen) sinkt die Quantenausbeute kontinuierlich gegen Null ab, meist bevor die Energieschwelle von $\sim 1,1$ eV erreicht ist. Analog sinkt auch für kleine mittlere Eindringtiefen die Quantenausbeute kontinuierlich auf Null ab.

Durch das Verringern der Materialdichte auf der Oberfläche der Photodiode oder eine geringere Tiefe der Sperrschicht kann die Quantenausbeute für kleine Wellenlängen vergrößert werden. Eine tiefe Sperrschicht begünstigt dagegen die Quantenausbeute bei großen Wellenlängen.

Ein Teil der elektromagnetischen Welle, die auf den Sensor trifft, wird an der Grenzschicht zwischen Luft und dem entsprechenden Material nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz reflektiert, ein Teil transmittiert (und teilweise polarisiert). Auf einem realen Sensor befinden sich mehrere Schichten unterschiedlicher Materialien (Mehrschichtsystem). Der Vorgang wiederholt sich an jeder Grenzschicht zwischen verschiedenen Materialien. Die vielen Schichten stellen eine Reihe hintereinander platzierter Fabry-Pérot-Interferometer. Das Transmissionspektrum dieser Anordnung zeigt Transmissions-Maxima für Wellenlängen, welche die Resonanzbedingung erfüllen, während andere Spektralbereiche in der Transmission Minima aufweisen. Dadurch kommt es abgesehen von den in Abb. 2.2 gezeigten Effekten zu Schwankungen in der Quantenausbeute in Abhängigkeit von der Wellenlänge (siehe hierzu Abb. 2.16 auf S. 45 als Beispiel).

Für eine hohe Quantenausbeute bei der gewünschten Wellenlänge sollten also möglichst viele der photoinduzierten Ladungsträger in der Verarmungsschicht selbst generiert werden. Aus diesem Grund werden in der Bildsensorik vorzugsweise PIN-Photodioden (PIN: Positive – Intrinsic – Negative) eingesetzt, bei denen die Dicke der Verarmungszone mit einer zusätzlich eingebauten intrinsischen Schicht zwischen dem p- und dem n-Halbleiter übereinstimmt. Damit kann sie im Entwurfsprozess festgelegt werden. PIN-Photodioden weisen durch diese intrinsische Schicht im Allgemeinen eine höhere zulässige Sperrspannung und eine geringere Sperrschichtkapazität auf, wodurch sich die Reaktionszeit der Photodiode verringert [22].

CCD.

Ein *Charge-Coupled Device* (CCD) gehört zu den so genannten Passiv-Pixel-Sensoren (PPS), da diese keine eigenen Verstärker besitzen. Die MOS-Pixel-Sensoren benutzen nur eine einfache Schaltung, um die in der Photodiode akkumulierte Ladung auszulesen [31]. Es sind drei Auslesearchitekturen bekannt.

Bei einem Full-Frame-Sensor, so wie er in Abb. 2.3a dargestellt ist, wird nach der Belichtungszeit die Ladung jedes Pixels sequenziell zu einem Elektron-Spannungs-Konverter transferiert. Somit entspricht der CCD einem analogen Schieberegister, bei dem die Ladungsträger eines Pixel in das benachbarte Pixel verschoben werden. Die Verstärkung des Spannungssignals (*Gain*) und die Konversion in ein digitales Signal (im *ADC*) geschehen dabei auf einer separaten Elektronik-Leiterplatte. Der große Vorteil der Full-Frame-CCDs ist, dass die Sensorfläche optimal für den Photoneneinfang genutzt wird.

Bei Interline-Transfer-Sensoren ist jede zweite Pixelspalte mit einer dünnen lichtundurchlässigen Schicht abgedeckt (inaktive Spalten). Während des Auslesevorgangs wird die elektrische Ladung aus der aktiven Spalte in die inaktive Spalte transportiert, somit zwischengespeichert, und anschließend zu dem Elektron-Spannungs-Konverter verschoben. Das Verschieben der Ladung in die inaktiven Pixelspalte ist sehr schnell, so dass unmittelbar danach mit der nächsten Belichtung begonnen werden kann, während das vorherige Bild ausgelesen wird.

Ein Frame-Transfer-CCD ist ebenfalls aus aktiven und inaktiven Bereichen zusammengesetzt. Die aktiven Pixel sammeln photoinduzierte Elektronen, während die inaktiven Pixelbereiche lichtundurchlässig abgedeckt sind und die Ladungen zwischenspeichern. Nach der Belichtungsphase werden die Ladungsträger blockweise in den inaktiven Bereich verschoben. Frame-Transfer-Sensoren

haben zwar eine bessere Quantenausbeute, sind aber in der Herstellung teurer als Interline-Transfer-Sensoren.

Die so genannten verstärkten CCDs (ICCD) sind zur Aufnahme bei einer schwacher Beleuchtung gedacht. Hierzu wird die Anzahl der Photonen bereits vor dem Bildsensor entweder mithilfe eines Bildverstärkers oder einer Mikrokanalplatte vervielfacht.

Bildverstärker bestehen aus einer Photokathode und einer Elektronenoptik, die die photoinduzierten Elektronen auf einen Phosphorschirm abbildet. Zusätzlich werden die Elektronen beschleunigt, so dass bei der Absorption im Phosphor pro Elektron mehrere Photonen erzeugt werden. Diese werden anschließend mit einem CCD detektiert.

Die Funktionsweise einer Mikrokanalplatte (engl.: micro channel plate, MCP) ist der eines Bildverstärkers ähnlich. Anstelle der Elektronenoptik, enthält eine MCP Millionen feiner Kanäle, die photoinduzierten Elektronen pixelartig trennen. Mithilfe eines elektrischen Feldes werden die Elektronen innerhalb der Kanäle beschleunigt. Durch Stöße mit den Wänden werden dabei Sekundärelektronen freigesetzt. Diese werden an den Kanalausgängen direkt nachgewiesen oder mittels eines Phosphorschirm wieder in Photonen konvertiert. Die Kanäle sind häufig gekrümmt, um die Stoßwahrscheinlichkeit zu erhöhen und eine optische Rückkopplung zu vermeiden. MCPs rufen im Gegensatz zu Bildverstärkern keine Verzerrungen hervor [41, 39]. Solche verstärkten CCDs werden häufig bei den Lumineszenzlebensdauermessungen verwendet, da das Lumineszenzsignal meistens sehr schwach ist. Außerdem können solche Verstärker durch Änderung der angelegten Spannung als globale Shutter benutzt werden, um bspw. ein intensitätsmoduliertes Anregungssignal abzutasten. Technisch gesehen sind Spannungsänderungen im MHz-Bereich möglich (siehe Kap. 5).

Die *Electron Multiplying CCDs* (EM-CCDs) generieren und speichern Elektronen equivalent zu einem Frame-Transfer-CCD. Die Vervielfachung der Elektronen erfolgt mithilfe einer großen Anzahl ladungsgekoppelter Schieberegister, in denen die Anzahl der Elektronen durch Stoßionisation erhöht wird. Die so entstandene Ladung wird analog zu einem konventionellen CCD in Spannung und anschließend in einen digitalen Grauwert konvertiert.

CMOS.

Als CMOS-Bildsensor wird oft ein Halbleiterdetektor bezeichnet, der in der CMOS-Technik gefertigt ist. Ein *Complementary Metal Oxide Semiconductor* ist eine Kombination eines NMOS- und eines PMOS-Transistors. Ein CMOS-Sensor wird auch als ein Aktiv-Pixel-Sensor (APS) bezeichnet, da dieser Photonen in Ladungsträger und anschließend Ladungsträger in Spannung auf der Pixelebene konvertiert. Die Verstärkung (*Gain*) und die Analog-Digital-Konversion finden ebenfalls auf dem Sensor statt (siehe Abb. 2.3b). Der Vorteil der CMOS-Technik ist, dass das Spannungssignal jedes einzelnen Pixels direkt ausgelesen werden kann, und somit eine höhere Bildwiederholrate möglich ist. Der Nachteil ist, dass sich zwischen den lichtempfindlichen Photodioden deutlich mehr Elektronik befindet, und dadurch der Füllfaktor⁴ geringer ist. Das Verwenden von Mikrolinsen (eigentlich nur winzige Tropfen eines lichtleitenden Materials) kann dieses Problem jedoch verringern.

⁴Der Füllfaktor ist das Verhältnis der lichtempfindlichen Fläche zu der Gesamtfläche eines Pixels.

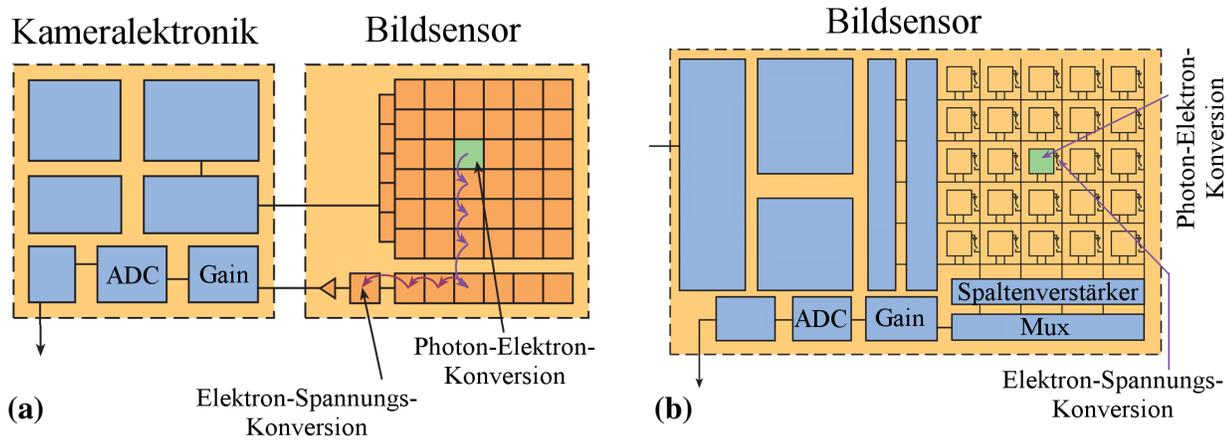


Abb. 2.3: Schematischer Aufbau eines **a)** Full-Frame-CCD- und eines **b)** CMOS-Sensors und der zugehörigen Elektronik mit dem Verstärker *Gain*, dem Analog-Digital-Konverter ADC und einem Spalten-Multiplexer MUX. Die für diese Arbeit unwesentlichen Bauteile wurden nicht beschriftet (überarbeitet aus [72]).

Eine Neuentwicklung bei CMOS-Sensoren ist der sCMOS, der das Ausleserauschen mithilfe der Parallelisierung des Digitalisierungsprozesses reduziert [21].

Farbsensoren.

Für die Realisierung eines Farbsensors gibt es verschiedene Konzepte. Die zwei gängigsten sind der 3-Chip-CCD und der CCD mit einem Farbfiltermosaik (z.B. Bayer-Muster). Bei einem 3-Chip-CCD wird das vom Objekt ausgesandte Licht mithilfe eines Strahlteilers auf drei unabhängige CCD-Sensoren mit einem roten, grünen und blauen Farbfilter gelenkt. Der gängige Typ der Farbfilter ist eine Schicht organischer Materialien, die von einer Schutzschicht bedeckt sind [22]. Gewöhnlich sind RGB-Filter nicht perfekt und können die spektrale Sensitivität des Sensors zusätzlich negativ beeinflussen.

Bei einem direkten Vergleich beider Sensortechnologien in Bezug auf die Verwendung in der Messtechnik und Qualitätskontrolle muss von gleichwertigen Kamerafunktionen ausgegangen werden. Deshalb ist ein objektiver Vergleich relativ schwierig. Der neuen EMVA 1288 Standard definiert Größen, die unabhängig von der Sensortechnologie einen quantitativen Vergleich verschiedener Sensoren bzw. Kameras ermöglichen. Obwohl der Standard in der momentanen Version nicht alle bildgebenden Technologien, wie bspw. *High-Dynamic-Range* Kameras, EM-CCDs oder allgemein nicht-lineare Sensoren, umfasst, wird an der Erweiterung des Standard für solche Techniken gearbeitet. Im nächsten Kapitel wird die Version 3.0 (01.11.2010) des Standards vorgestellt.

2.3 EMVA Standard 1288

Der EMVA Standard 1288 basiert auf einem physikalischen Modell des Bildsensors. Das Modell überdeckt trotz leichter Unterschiede in der Funktionsweise sowohl CCD- als auch CMOS-Sensoren. In den folgenden Abschnitten wird dieses Modell analysiert und zwei eingesetzte Apparaturen zur Bestimmung der Kameraparameter vorgestellt. Die Auswertung und Ergebnisse werden anhand einer Flächenkamera und einer Zeilenkamera diskutiert. Schließlich werden die Auswertelgorithmen an simulierten Daten verifiziert.

Es ist wichtig zu bemerken, dass der Standard nur dann auf eine Kamera angewandt werden kann, wenn diese durch das mathematische Modell des Standards beschrieben werden kann. Wenn die Konditionen nicht erfüllt sind, werden die berechneten Parameter ohne Bedeutung sein. EM-CCDs und die im tiefen UV sensitiven Kameras, bei denen mehr als ein Elektron pro absorbiertes Photon erzeugt werden kann, sind mit der aktuellen Version des Standards (01.11.2010) nicht kompatibel. Die generellen Annahmen, die im Standard gemacht werden, sind:

- Die Anzahl der Photonen, die in einem Pixel detektiert wird, ist ein Produkt aus der Bestrahlungsstärke E und der Belichtungszeit t_{exp} .
- Der digitale Grauwert y ist eine lineare Funktion der Photonenzahl (linearer Sensor).
- Alle Rauschquellen sind bzgl. der Zeit und der räumlichen Verteilung weitgehend stationär und normalverteilt. Parameter, die das Rauschen beschreiben sind invariant gegenüber der Zeit und der räumlichen Verteilung.
- Nur die Quantenausbeute ist abhängig von der Wellenlänge. Signale, die durch Photonen verschiedener Wellenlänge entstehen, können linear überlagert werden.
- Nur der Dunkelstrom ist von der Temperatur abhängig.

2.3.1 Das theoretische Modell des EMVA 1288

Der EMVA Standard 1288 deckt digitale Kameras bzw. Sensoren mit einer linearen Kennlinie ab und beinhaltet Spezifikationen zur Sensitivität, Linearität, zum Rauschverhalten, Dunkelstrom und zu den räumlichen Inhomogenitäten der Sensoren einschließlich der Statistik über defekte Pixel. Der Standard ist modular aufgebaut. Im Folgenden werden mathematische Grundlagen zu jedem Modul des Standards vorgestellt.

Sensitivität, Linearität und Rauschverhalten.

Die mittlere Anzahl der Photonen μ_p , die während einer Belichtungszeit t_{exp} auf ein Sensorelement (Pixel) mit der Fläche A fallen, kann aus dem Zusammenhang der Bestrahlungsstärke E [W/m²] mit der Photonenflussdichte E_p [p/(sm²)] nach der folgenden Gleichung berechnet werden:

$$E_p = \frac{\mu_p}{At_{\text{exp}}} = \frac{E}{hc/\lambda} \quad \text{oder} \quad \mu_p = \frac{\lambda At_{\text{exp}}}{hc} E, \quad (2.2)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c , dem planckschen Wirkungsquantum h und der Wellenlänge λ des Lichtes. Das Sensorelement mit der zugehörigen Elektronik konvertiert die einfallenden Photonen

in einen mittleren Digitalwert μ_y (im Nachfolgenden als Grauwert mit der Einheit DN bezeichnet). Dieser Prozess wird als linear angenommen.

Das lineare Sensormodell.

Die mittlere Anzahl der einfallenden Photonen μ_p erzeugt im Halbleiter eine mittlere Anzahl an Ladungsträgern μ_e (stellvertretend durch Elektronen), die anschließend akkumuliert werden. Wie effizient dieser Prozess abläuft, wird durch die Quantenausbeute

$$\eta(\lambda) = \frac{\mu_e}{\mu_p} \quad (2.3)$$

beschrieben. Dabei wird angenommen, dass pro einfallendes Photon ein Elektron erzeugt wird. Außer den photoinduzierten Elektronen existiert eine gewisse Anzahl an so genannten Dunkelektronen μ_{dark} , die i.A. von der Belichtungszeit und der Temperatur abhängt. In der Kameraelektronik wird die gesamte akkumulierte Ladung $\mu_e + \mu_{\text{dark}}$ in eine Spannung konvertiert, verstärkt und mit einem Analog-Digital-Konverter (ADC) in einen mittleren Grauwert μ_y konvertiert. Dieser Prozess wird ebenfalls als linear angenommen und der Proportionalitätsfaktor ist der Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K [DN/e⁻]. Schließlich ergibt sich für die lineare Relation zwischen dem mittleren Grauwert im Bild und der mittleren Anzahl der Photonen, die während der Belichtung auf ein Pixel treffen, zu:

$$\mu_y = K(\mu_e + \mu_{\text{dark}}) = K\eta(\lambda)\mu_p + \mu_{y,\text{dark}}, \quad (2.4)$$

mit dem mittleren Dunkelsignal $\mu_{y,\text{dark}} = K\mu_{\text{dark}}$ in den Einheiten DN. Die spezifische Sensitivität $R(\lambda) = K\eta(\lambda)$ kann also durch eine Messung der mittleren Grauwerte μ_y in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl an einfallenden Photonen μ_p abgeschätzt werden. Dabei kann μ_p aus der Bestrahlungsstärke nach der Gleichung (2.2) berechnet werden.

Für das Modellieren des Rauschverhaltens wurde angenommen, dass es sich bei den Rauschquellen um (zeitlich und räumlich) normalverteiltes (weißes) und im weitesten Sinne stationäres Rauschen handelt. Nach den Gesetzen der Quantenmechanik fluktuiert die Anzahl der Elektronen gemäß der Poissonverteilung. Somit ist die Varianz gleich der mittleren Anzahl der akkumulierten Elektronen

$$\sigma_e^2 = \mu_e. \quad (2.5)$$

Dies ist das so genannte Schrotrauschen. Andere Rauschquellen, wie das Auslese- und Verstärker-rauschen, hängen von dem Design der Sensor- bzw. Kameraelektronik ab und werden zum Dunkelrauschen σ_{dark}^2 , das signalunabhängig und normalverteilt ist, zusammengefasst. Das Quantisierungsrauschen des ADC ist dagegen stetig gleichverteilt und beträgt $\sigma_q^2 = \Delta^2/12 \text{ DN}^2 = 1/12 \text{ DN}^2$ [57], wobei $\Delta = 1$ die Höhe einer Quantisierungsstufe ist. Nach der Voraussetzung eines linearen Sensormodells und gemäß dem Gaußschen Gesetz der Fehlerfortpflanzung addieren sich die einzelnen Rauschquellen (Varianzen) zu dem Grauwerrauschen σ_y^2 . Zusammen mit den Gleichungen (2.4) und (2.5) ergibt sich hierfür die Relation

$$\sigma_y^2 = K^2(\sigma_e^2 + \sigma_{\text{dark}}^2) + \sigma_q^2 = K(\mu_y - \mu_{y,\text{dark}}) + \underbrace{K^2\sigma_{\text{dark}}^2 + \sigma_q^2}_{\sigma_{y,\text{dark}}^2}. \quad (2.6)$$

Der Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K kann also aus der Messung des Grauertrauschens σ_y^2 in Abhängigkeit von dem mittleren Grauwert $(\mu_y - \mu_{y,\text{dark}})$ als Steigung in der linearen Relation bestimmt werden (aus dem so genannten Photon-Transfer-Plot). Das Dunkelrauschen σ_{dark}^2 kann aus dem Rauschen im Dunkelbild $\sigma_{y,\text{dark}}^2$ bestimmt werden. Anschließend kann aus der spezifischen Sensitivität und dem hier bestimmten K die Quantenausbeute berechnet werden. Diese Methode wird als Photon-Transfer-Methode [55, 56] bezeichnet.

Die Qualität des Signals wird durch das Signal-Rausch-Verhältnis $\text{SNR} = (\mu_y - \mu_{y,\text{dark}})/\sigma_y$ quantifiziert. Aus den Gleichungen (2.4) und (2.6) ergibt sich für das SNR der folgende Zusammenhang:

$$\text{SNR} = \frac{\eta(\lambda)\mu_p}{\sqrt{\eta(\lambda)\mu_p + \sigma_{\text{dark}}^2 + \sigma_q^2/K^2}}. \quad (2.7)$$

Unter Vernachlässigung des Quantisierungsrauschens gilt, dass bei kleinen Bestrahlungsstärken $\eta(\lambda)\mu_p \ll \sigma_{\text{dark}}^2$ das SNR linear mit der Anzahl der Photonen ansteigt, bei höheren Bestrahlungsstärken $\eta(\lambda)\mu_p \gg \sigma_{\text{dark}}^2$ geht der Kurvenverlauf in eine Wurzelfunktion über. Das maximal erreichbare SNR würde bei einem idealen Sensor mit der Quantenausbeute $\eta(\lambda) = 1$ und ohne Rauschen im Dunkelbild $\sigma_{\text{dark}}^2 = \sigma_q^2 = 0$, eingesetzt in Gl. (2.7), $\text{SNR}_{\text{ideal}} = \sqrt{\mu_p}$ ergeben.

Analog zu der allgemein bekannten *Full-Well-Kapazität* ist in dem EMVA Standard 1288 die Sättigungskapazität $\mu_{e,\text{sat}} = \eta(\lambda)\mu_{p,\text{sat}}$ definiert, für die das Rauschen σ_y^2 maximal ist. Eine solche Definition wird damit begründet, dass für die Berechnung der *Full-Well-Kapazität* eine Messung bei dem maximalen erreichbaren Grauwert $2^{N_{\text{bit}}} - 1$ nötig ist. In der Realität wird dieser Grauwert gewöhnlich nicht erreicht, so dass für die Berechnung extrapoliert werden muss. Dies ist jedoch bei bereits kleinen Abweichungen des Sensors von dem linearen Modell sehr ungenau. Die absolute Sensitivitätsschwelle $\mu_{p,\text{min}}$ ist die mittlere Anzahl der Photonen bei $\text{SNR} = 1$. Es wird im Standard gezeigt, dass für die Berechnung dieser Schwelle die Näherung

$$\mu_{p,\text{min}} \approx \frac{1}{\eta(\lambda)} \left(\frac{\sigma_{y,\text{dark}}}{K} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.8)$$

verwendet werden kann. Der effektive Dynamikbereich (DR) wird schließlich als

$$\text{DR} = \mu_{p,\text{sat}}/\mu_{p,\text{min}} \quad (2.9)$$

definiert.

Dunkelstrom.

Wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben, hängt die mittlere Anzahl an Dunkelelektronen μ_{dark} von der Belichtungszeit und der Umgebungstemperatur T ab. Genau genommen, setzt sich μ_{dark} aus einer konstanten Größe $\mu_{\text{dark},0}$ und dem temperaturabhängigen Dunkelstrom $\mu_c(T)$, multipliziert mit der Belichtungszeit, zusammen:

$$\mu_{\text{dark}} = \mu_{\text{dark},0} + \mu_{\text{therm}} = \mu_{\text{dark},0} + \mu_c(T)t_{\text{exp}}. \quad (2.10)$$

Der Dunkelstrom ist die mittlere Anzahl der vor allem thermisch induzierten Elektronen (siehe Kap. 2.2) pro Pixel und Zeit. Aus der Messung des Dunkelsignals $\mu_{y,\text{dark}}$ in Abhängigkeit von

der Belichtungszeit (und bei konstanter Temperatur) kann der Dunkelstrom als Steigung im linearen Zusammenhang (2.10) berechnet werden. Die Spezifikation zur Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms ist ein optionales Modul und wird in diesem Beitrag nicht behandelt. Die Anzahl der thermischen Elektronen ist ebenfalls eine poissonverteilte Größe, so dass analog zu der Gleichung (2.6) die Zusammensetzung des Dunkelrauschens als

$$\sigma_{\text{dark}}^2 = \sigma_{\text{dark},0}^2 + \sigma_{\text{therm}}^2 = \sigma_{\text{dark},0}^2 + \mu_c(T)t_{\text{exp}} \quad (2.11)$$

definiert werden kann.

Räumliche Inhomogenitäten.

Alle in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Parameter gelten nur für ein Pixel bzw. sind über alle Pixel gemittelte Größen. Es existieren jedoch drei Arten von räumlichen Inhomogenitäten in einem Bild.

Die erste Art sind Grauwertgradienten über den ganzen Sensor, die durch den Herstellungsprozess entstehen können. Das können Variationen in der Quantenausbeute sein, die aufgrund von Variationen in der Dicke des Oxids und der Konzentration der Dotierung über den Sensor entstehen. Solche großräumige Änderungen sind nicht einfach zu vermessen, da hierfür eine sehr homogene Lichtquelle notwendig ist. Bei den meisten Lichtquellen fällt aber die Intensität zum Rand hin ab (sogar bei einer Ulbrichtkugel). Glücklicherweise beeinflussen solche Inhomogenitäten nur teilweise die Bildqualität. Sie sind durch das menschliche Auge kaum vernehmbar und die meisten Bildverarbeitungsoperationen sind gegenüber solchen Änderungen nicht empfindlich. Kameraobjektive (oder allgemein Linsen) verursachen ebenfalls einen ähnlichen Abfall der Intensität (*lens shading* oder *Vignettierung*), der in den meisten Fällen sogar stärker als die Inhomogenität in einer Ulbrichtkugel ist. Die Korrektur solcher großräumigen Grauwertänderungen muss also bei Bedarf mit einem kompletten System, bestehend aus der Kamera und dem Objektiv, erfolgen.

Die zweite Art der Inhomogenitäten sind periodische Grauwertvariation, die durch die Elektronik in der Kamera verursacht werden. Solche Inhomogenitäten werden in Gegensatz zu den großräumigen Änderungen sehr gut von dem menschlichen Auge wahrgenommen und beeinflussen Bildverarbeitungsoperationen. Periodische Strukturen in Signalen können in einem Spektrogramm analysiert werden. Hier treten diese als Peaks auf, wobei die Fläche unter dem Peak die Amplitude der räumlichen Frequenz ist. Wenn die räumliche Variation der Grauwerte komplett zufällig ist, d.h. wenn es keine räumliche Korrelation zwischen den Pixeln gibt, sind die Amplituden gleichmäßig auf alle Frequenzen verteilt. Das Spektrum ist in diesem Fall flach und wird als weißes Spektrum bezeichnet. In der Realität wird das weiße Rauschen nur ein Teil des gesamten räumlichen Rauschens $\tilde{\sigma}_y^2$ sein und wird im Rahmen des Standards mit $\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}^2$ bezeichnet. Der *Non-Whiteness-Faktor* F , definiert als

$$F = \frac{\tilde{\sigma}_y^2}{\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}^2}, \quad (2.12)$$

gibt an, inwiefern das räumliche Rauschen einem weißen Rauschen entspricht. Dieser Faktor muss in die horizontale und vertikale Richtungen sowohl für das Dunkelbild als auch für ein Bild bei 50 % der Sättigung berechnet werden.

Die dritte Art der räumlichen Inhomogenitäten sind Defektpixel. Das sind einzelne Pixel oder Pixelgruppen, die eine deutliche Abweichung von dem mittleren Grauwert im Bild zeigen. Diese können am einfachsten in einen Histogramm analysiert werden. Es ist sehr schwierig eine exakte Definition der defekten Pixel zu finden, da diese sehr anwendungsspezifisch ausgelegt werden muss. Vielmehr werden im EMVA Standard 1288 statistische Information zu den defekten Pixeln zur Verfügung gestellt. Der Anwender kann anhand dieser Statistik und eigener Kriterien die Anzahl der defekten Pixel bestimmen. Es ist nützlich die Histogramme in einer halblogarithmischen Darstellung zu erzeugen (ein logarithmisches Histogramm). So kann einerseits der gemessene Verlauf des Histogramms leicht mit einer Normalverteilung verglichen werden. Andererseits ist die meist kleine Anzahl an defekten Pixeln trotzdem sichtbar. Eine Normalverteilung ist in dieser Darstellung eine nach unten geöffnete Parabel, so dass ein Vergleich mit dem weißen Rauschen ebenfalls möglich ist. Der zweite Typ der im Standard festgelegten Histogramme sind die so genannten akkumulierten logarithmischen Histogramme, die die Wahrscheinlichkeitsverteilung (Integral über der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion) der absoluten Abweichung der Grauwerte von dem mittleren Grauwert darstellen. Der Anwender kann mit der Definition eines so genannten „Stop-Bandes“, eine Schwelle für das maximale Abweichen der Pixel von dem Mittelwert festlegen. Da das akkumulierte logarithmische Histogramm im Rahmen dieser Arbeit nicht wesentlich mehr Informationen als das logarithmische Histogramm liefert, wird es hier nicht betrachtet.

Die räumliche Varianz wird aus einem über (viele) L Messungen gemittelten Bild berechnet. Die gemessene Varianz $\tilde{\sigma}_{y,\text{mess}}^2$ ist eine Summe aus dem räumlichen Rauschen $\tilde{\sigma}_y^2$ und dem restlichen zeitlichen Rauschen σ_y^2/L :

$$\tilde{\sigma}_{y,\text{mess}}^2 = \tilde{\sigma}_y^2 + \sigma_y^2/L. \quad (2.13)$$

In dem EMVA Standard 1288 werden zwei Arten der Parametervariationen von Pixel zu Pixel eingeführt. Das sind die Variation im Dunkelsignal y_{dark} (DSNU⁵) und die in der spezifischen Sensitivität $K\eta(\lambda)$ (PRNU⁶). Diese räumlichen Inhomogenitäten werden durch die räumlichen Varianzen $\tilde{\sigma}_y^2$ und $\tilde{\sigma}_{y,\text{dark}}^2$ der entsprechenden Grauwerte quantifiziert

$$\text{DSNU}_{1288} = \frac{\tilde{\sigma}_{y,\text{dark}}}{K}, \quad [\text{e}^-] \quad (2.14)$$

$$\text{PRNU}_{1288} = \frac{\sqrt{\tilde{\sigma}_y^2 - \tilde{\sigma}_{y,\text{dark}}^2}}{\mu_y - \mu_{y,\text{dark}}}. \quad [\%] \quad (2.15)$$

2.3.2 Messapparaturen zur Bestimmung der Kameraparameter

Für die Charakterisierung nach dem EMVA Standard 1288 werden zwei⁷ Apparaturen benötigt, die im Rahmen des *Heidelberg Collaboratory for Image Processing* (HCI) von Bernd Jähne entwickelt wurden. Für diese Arbeit wurden die Apparaturen zusammengesetzt und eingesetzt. Zur Messung des Dunkelstroms bei der Zimmertemperatur ist kein weiterer Aufbau notwendig.

⁵engl.: **D**ark **S**ignal **N**on-**U**niformity.

⁶engl.: **P**hoto **R**esponse **N**on-**U**niformity.

⁷Der dritte Aufbau ist zur Charakterisierung der Temperaturabhängigkeit des Dunkelstroms notwendig. Eine solche Charakterisierung wurde aber während dieser Arbeit nicht durchgeführt.

Die radiometrische Vermessung.

Der erste Aufbau beinhaltet eine monochromatische, scheibenförmige Lichtquelle und wird für die Charakterisierung der Sensitivität, Linearität und der räumlichen Inhomogenitäten benötigt. Der Bildsensor wird dabei ohne Optik homogen und diffus so beleuchtet, dass das Licht unter einem vordefinierten maximalen Winkel auf ein Pixel fällt. Im EMVA Standard 1288 wird dieser Winkel anhand der Blendenzahl

$$f_{\#} = \frac{d}{D} \stackrel{!}{=} 8, \quad (2.16)$$

mit dem Durchmesser der Lichtquelle D und der Entfernung des Sensors zur Lichtquelle d , festgelegt. Da die Öffnung der Ulbrichtkugel einen Durchmesser $D = 32 \text{ mm}$ besitzt, wurde der Abstand zur Sensorebene $d = 256 \text{ mm}$ eingestellt. Die Genauigkeit der Entfernungseinstellung verursachte (für unseren Aufbau $\Delta d = 1 \text{ mm}$) aufgrund des Abstandsquadratgesetzes einen Fehler in der Intensität von $0,8 \%$. Die Variation der Lichtintensität auf der scheibenförmigen Fläche sollte nicht größer als 3% betragen. Nach dem heutigen Stand der Technik erfüllt eine Ulbrichtkugel die Voraussetzungen am besten. Aber sogar mit einer perfekten homogenen Lichtquelle hängt die Homogenität der Beleuchtung über dem ganzen Sensor von dem Durchmesser des Sensors D' (hier der Diagonalen) ab. Im Standard wird gezeigt, dass für die Entfernung $d = 8D$ und $D' = D$ der Abfall der Intensität zum Rand hin ca. $0,5 \%$ beträgt. Deshalb sollte die Diagonale des Sensors nicht größer als der Durchmesser der Lichtquelle sein. Ein realer Beleuchtungsaufbau mit einer Ulbrichtkugel wird eine deutlich schlechtere Homogenität aufweisen. Ein Grund können Reflexionen am Gewinde für das Objektiv und an inneren Wänden in der Kamera sein. Insbesondere wenn der Sensor in etwa so groß wie die Öffnung für das Objektiv ist. Reflexionen an dem Aufbau selbst sind gegebenenfalls auch möglich. Aus diesem Grund wurden alle reflektierenden inneren Flächen in dem radiometrischen Aufbau mit einem schwarzen nicht reflektierenden Material beklebt. Außerdem kann abhängig von dem Design sogar eine Ulbrichtkugel Inhomogenitäten aufweisen. Diese werden für andere Lichtquellen wahrscheinlich deutlicher ausgeprägt sein. Deshalb ist es notwendig die räumlichen Inhomogenitäten der Beleuchtung ΔE zu spezifizieren. Die Differenz zwischen dem Maximum und Minimum der Beleuchtungsstärke über der Fläche des Sensors, dividiert durch die mittlere Beleuchtungsstärke, gibt hierfür ein Maß an:

$$\Delta E[\%] = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{\mu_E} \cdot 100. \quad (2.17)$$

Im Standard wird empfohlen, dass ΔE nicht größer als 3% sein soll. Diese Empfehlung resultiert aus der Tatsache, dass die Linearität zwischen 5% und 95% des Sensor-Dynamikbereichs gemessen werden muss. Für monochrome Kameras soll gemäß dem Standard eine Lichtquelle mit einer spektralen Halbwertsbreite (FWHM) weniger als 50 nm verwendet werden. Es wird empfohlen die Wellenlänge so zu wählen, dass die zentrale Wellenlänge in der Nähe der maximalen Quantenausbeute liegt. Für Farbkameras erfolgt die Charakterisierung für jeden Farbkanal getrennt. Hierfür sollte eine passende Wellenlänge im Bereich der maximalen Quantenausbeute des jeweiligen Farbkanals gewählt werden. Aus diesem Grund wurden in die Ulbrichtkugel blaue (470 nm), grüne (529 nm) und rote (629 nm) LEDs mit einer Halbwertsbreite $\text{FWHM} = 20 \text{ nm}$ eingebaut (siehe Abb. 2.4a). Von jeder Farbe wurden jeweils vier LEDs eingebaut, um die maximale Bestrahlungsstärke zu erhöhen. Grundsätzlich existieren drei Möglichkeiten, die Anzahl der Photonen pro Fläche, also die Strahlungsenergie H pro Fläche, zu variieren.

Einerseits kann die Photonenflussdichte E_p durch die Variation der Lichtquellenparameter (z.B. LED-Strom) gesteuert werden. H ergibt sich also als Produkt aus E_p und der Belichtungszeit der Kamera t_{exp} . Deshalb hängt bei dieser Methode die absolute Kalibrierung von der tatsächlichen Belichtungszeit der Kamera (verglichen mit der in der Software eingestellten Belichtungszeit) ab.

Andererseits kann die Änderung von $H = E_p t_{\text{exp}}$ durch die Variation der Belichtungszeit der Kamera bei konstanter Beleuchtung E_p erfolgen. Da das Dunkelsignal der Kamera im Allgemeinen von der Belichtungszeit abhängt, muss es bei jeder Belichtungsstufe mitgemessen werden. Die absolute Kalibrierung ist hier ebenfalls von der tatsächlichen Belichtungszeit der Kamera abhängig.

Die dritte Möglichkeit ist, die Beleuchtung gepulst zu betreiben (bei konstanter Belichtungszeit t_{exp}) und durch die Pulsbreite t_{puls} die Energiedichte H zu variieren. Pro Belichtungszeit wird jeweils ein Puls aufgenommen. H ergibt sich also als Produkt $E_p \cdot t_{\text{puls}}$. Die Belichtungszeit der Kamera muss dabei größer als die maximalen Pulsbreite sein. Die Lichtquelle wird für eine solche Messung anhand des „integrate enable“- oder „strobe out“-Signals mit der Kamera synchronisiert. Der Puls muss eine kleine Verzögerung zu dem Start der Belichtungszeit der Kamera aufweisen, um Probleme mit dem Trigger-Jitter zu vermeiden.

Alle drei Methoden sind äquivalent, da die Energie pro Pixelfläche (oder die Anzahl der Photonen pro Pixelfläche) proportional zum Produkt aus der Photonenflussdichte und der Belichtungszeit bzw. der Pulsbreite ist. Sowohl die kontinuierliche als auch die gepulste Beleuchtung wurden in der LED-Steuerungselektronik realisiert. Der LED-Strom kann im Bereich zw. 0 mA und 100 mA mit einer Auflösung von 4000 Stufen variiert werden. Die Variation der Pulsbreite ist im Bereich 3,13 μs bis 6,40 ms mit einer Auflösung von 11 bit möglich.

Obwohl alle drei Messmethoden im Rahmen dieser Arbeit zur Charakterisierung der konventionellen 2D-Kameras eingesetzt wurden, werden nur die Messungen mit der kontinuierlichen Beleuchtung näher erläutert. Der Grund ist die Abwesenheit eines „integrate enable“- oder eines „strobe out“-Signals bei den Laufzeitkameras, das für die Synchronisation mit der gepulsten Beleuchtung notwendig ist. Um im Verlauf dieses Manuskripts konsequent zu bleiben, werden auch bei den 2D-Kameras nur die Vermessungen mit der kontinuierlichen Beleuchtung gezeigt. Details zur Kalibrierung der gepulsten Beleuchtung werden aber im Anhang B.1 erläutert.

Die Photonenflussdichte wurde also anhand des LED-Stroms c_{LED} von 0 DN bis 4000 DN in 201 Schritten (200 Beleuchtungsstufen plus eine Dunkelmessung) variiert⁸. Die Kalibrierung der Photonenflussdichte wurde mithilfe einer absolut kalibrierten Photodiode PD-9306 (1 cm²), die anstelle des Sensors ($d = 8D$) platziert wurde, durchgeführt. Das Auslesen des Photostroms erfolgte dabei mit einem Optometer P-9710-2 der GIGAHERTZ-OPTIK GmbH und der Software HEURISKO.

Die mit der Photodiode gemessene Bestrahlungsstärke in den Einheiten W/m² wurde nach der Gleichung (2.2) in die Photonenflussdichte $E_{p,\text{cal}}(\lambda, c_{\text{LED}})$ umgerechnet, die schließlich als Kali-

⁸Beachte: die Einheit DN bedeutet hier erneut „digitaler Wert“, bezieht sich jedoch nicht auf die Grauwerte im Bild.

brierkurve diene. Die maximale Photonenflussdichte betrug für unsere Apparatur

$$\begin{aligned} E_{p,\text{cal}}(470 \text{ nm}, 4000) &= 17,4 \cdot 10^4 \text{ p ms}^{-1} (10\mu\text{m})^{-2}, \\ E_{p,\text{cal}}(529 \text{ nm}, 4000) &= 10,8 \cdot 10^4 \text{ p ms}^{-1} (10\mu\text{m})^{-2}, \\ E_{p,\text{cal}}(629 \text{ nm}, 4000) &= 19,3 \cdot 10^4 \text{ p ms}^{-1} (10\mu\text{m})^{-2}. \end{aligned}$$

Die Kalibrierungsgenauigkeit der Photodiode ist laut Herstellerangaben

$$\begin{aligned} 250 \text{ nm} - 379 \text{ nm} &\quad \pm 6 \%, \\ 380 \text{ nm} - 909 \text{ nm} &\quad \pm 4 \%, \\ 910 \text{ nm} - 1049 \text{ nm} &\quad \pm 4,5 \%, \\ 1050 \text{ nm} - 1109 \text{ nm} &\quad \pm 5 \%. \end{aligned}$$

Aufgrund der zusätzlichen Ungenauigkeit in den mechanischen Bauteilen (Einstellung der Entfernung siehe oben) beträgt die absolute Kalibrierungsgenauigkeit

$$\begin{aligned} 250 \text{ nm} - 379 \text{ nm} &\quad \pm 6,1 \%, \\ 380 \text{ nm} - 909 \text{ nm} &\quad \pm 4,1 \%, \\ 910 \text{ nm} - 1049 \text{ nm} &\quad \pm 4,6 \%, \\ 1050 \text{ nm} - 1109 \text{ nm} &\quad \pm 5,1 \%. \end{aligned}$$

Die Präzision bei der Einstellung der verschiedenen Beleuchtungsstufen muss laut EMVA 1288 deutlich höher sein, als die absolute Unsicherheit, um die Photon-Transfer-Methode anwenden und die Linearität des Sensors verifizieren zu können. Deshalb muss die Standardabweichung der Kalibrierungskurve in einem linearen Fit kleiner als 0,1 % betragen. Diese Bedingung wurde mit unserem Aufbau erfüllt. Zu beachten ist, dass die absolute Kalibrierung der Photonenzahl pro Pixel μ_p zusätzlich von der Einstellgenauigkeit der Kamerabelichtungszeit abhängt (siehe Gl. (2.2)). Die Umgebungstemperatur und die Temperatur des Kameragehäuses während der Vermessung wurde mit zwei Hochpräzisions-Thermometern GMH3710 (mit Thermoelementfühler) der NEWPORT ELECTRONICS GmbH gemessen.

Da die Intensität der LEDs i.A. von der Temperatur abhängig ist, wurde zusätzlich die zeitliche Stabilität der LEDs untersucht. Hierzu wurde die Intensität der LEDs jeweils bei einem relativ niedrigen, bei einem mittleren und bei dem maximalen Strom über eine längere Zeit (bis zu 16 min) beobachtet. Es konnte festgestellt werden, dass die relative Änderung in der Intensität der LEDs unmittelbar nach dem Einschalten für höhere Stromstärken größer als für geringere Stromstärken ist. Nach einer gewissen Zeit strebt die Intensität aber gegen einen konstanten Wert. Die größte Änderung in der Helligkeit war unter 1,5 % und lag somit innerhalb der Kalibrierunsicherheit. Nichtsdestotrotz wurde während der Kalibrierungsprozedur eine Wartezeit von 5 s nach dem Einschalten der LEDs eingebaut, da bei Highspeed-Kameras aufgrund extrem kurzer Belichtungszeit durchaus erkennbare Effekte festgestellt wurden. Nach der Wartezeit von 5 s beträgt die maximale relative Abweichung der Intensität von dem entsprechenden Grenzwert weniger als 0,63 %.

Spektrale Vermessung.

Für die Bestimmung der Quantenausbeute $\eta(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge wird eine weitere Apparatur benötigt, die es erlaubt über einen bestimmten Wellenlängenbereich zu scannen.

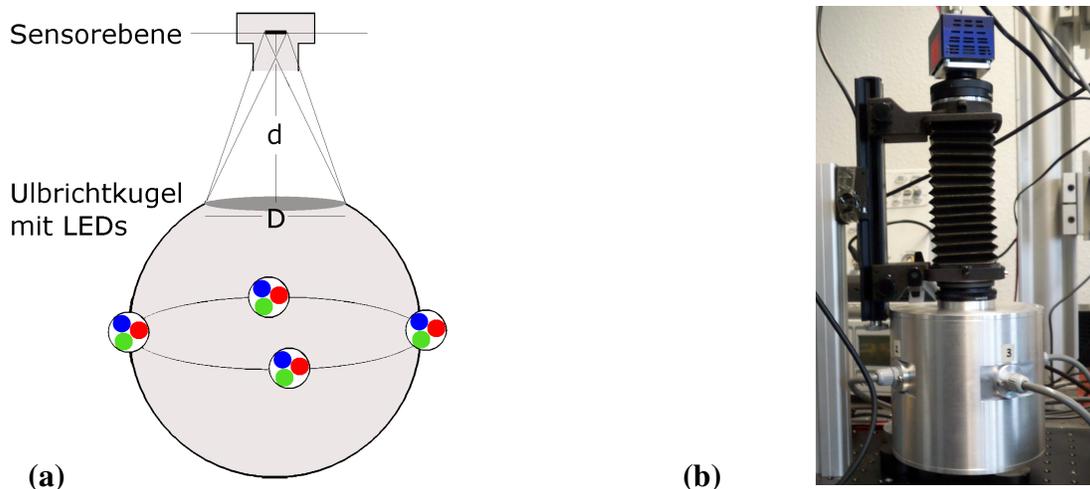


Abb. 2.4: Messapparaturen zur radiometrischen Kamera- bzw. Sensorcharakterisierung nach dem EMVA Standard 1288: **a)** der schematische Aufbau und **b)** eine Fotografie des Aufbaus mit einer Ulbrichtkugel und eingebauten blauen (470 nm), grünen (529 nm) und roten (629 nm) LEDs; Für eine genauere Beschreibung siehe Text.

Eine solche Vermessung wird gewöhnlich durch die Bestimmung der Kameraantwort für die jeweilige Wellenlänge realisiert. Dabei ist die Beleuchtung mit einer einzigen Wellenlänge praktisch unmöglich. In allen Experimenten wird es einen Wellenlängenbereich mit gewisser Bandbreite geben, gewöhnlich gaußförmig mit einer zentralen Wellenlänge μ_λ und einer Standardabweichung σ_λ . Die Darstellung der Quantenausbeute entspricht also der Abhängigkeit von der zentralen Wellenlänge μ_λ . Die Standardabweichung σ_λ wird von der Genauigkeit des Equipments (hauptsächlich des Monochromators) abhängen⁹. Bei einer präzisen Messung mit einer schmalbandigen Beleuchtung muss mit Einbußen in der Lichtintensität gerechnet werden. Dies hat ein niedriges SNR und somit höheres Rauschen in der Kameraantwort zufolge. Zusätzlich steigt der Einfluss des Umgebungslichtes, falls die Apparatur nicht optisch isoliert ist¹⁰. Für eine Messung mit höheren Intensitäten muss die Bandbreite der Beleuchtung vergrößert werden, so dass die feinen Schwankungen in der Quantenausbeute nicht aufgelöst werden können. Die Auswahl der Bandbreite des Monochromators ist also ein Kompromiss zwischen der benötigten Präzision in der Wellenlänge und der notwendigen Lichtintensität. Im EMVA Standard 1288 wird eine FWHM < 10 nm empfohlen. In Ausnahmefällen kann die Bandbreite auf 50 nm mit einem Hinweis in dem entsprechenden Datenblatt erhöht werden.

Unsere Realisierung beinhaltet eine 75 W Xenon-Lichtbogenlampe (75-Xe-OF, LSH102) der Fa. LOT als breitbandige Lichtquelle. Als Monochromator wurde ein konkaves Beugungsgitter der Fa. ZEISS auf einem Drehtisch verwendet. Durch die Einstellung des Winkels (am Drehtisch) zur optischen Achse kann die Wellenlänge λ ¹¹ gescannt werden (siehe Abb. 2.5a). Die im Lampengehäuse eingebaute Optik wurde auf unendliche Entfernung eingestellt. Mit einem Linsensystem

⁹In unserer Realisierung hängt die Bandbreite auch von der Breite des Eintrittsspalt (S2), siehe Abb. 2.5, ab.

¹⁰In unserem Aufbau sind Reflexionen des Umgebungslichtes am Beugungsgitter möglich.

¹¹Im Folgenden ist mit λ die zentrale Wellenlänge μ_λ gemeint.

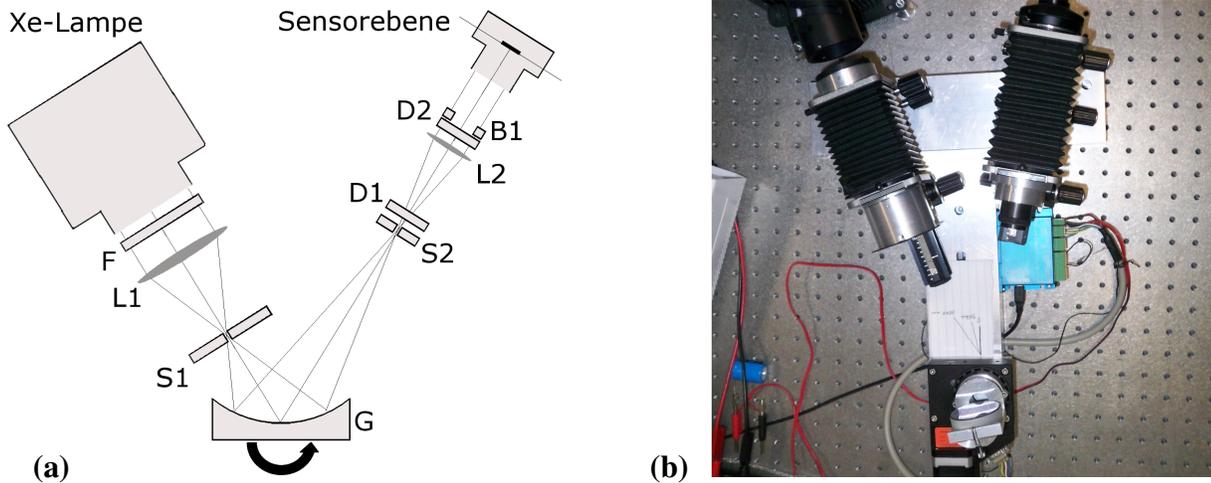


Abb. 2.5: Messapparaturen zur spektralen Kamera- bzw. Sensorcharakterisierung nach dem EMVA Standard 1288: **a)** der schematische Aufbau und **b)** eine Fotografie des Spektrometers mit einer Xe-Lichtbogenlampe und einem Beugungsgitter (G) als Monochromator, Linsen (L1 & L2), Spalte (S1 & S2), Diffusoren (D1 & D2), einer Blende (B1) und einem Kantenfilter (F). Für eine genauere Beschreibung siehe Text.

((L1) mit einer Brennweite von 150 mm und L2 mit 100 mm) wird der Strahldurchmesser verkleinert. Durch den Austrittsspalt ((S1), 1 mm) wird der fokussierte Strahl begrenzt. Die Entfernung des Beugungsgitters (G) zum Spalt (S1) wird so eingestellt, dass das gesamte Beugungsgitter ausgeleuchtet ist. Der zweite Spalt ((S2), 1 mm), der die spektrale Bandbreite beschränkt, wird so positioniert, dass der Spalt (S1) in etwa auf die ganze Fläche des Spalts (S2) abgebildet wird. Die zweite Linse (L2) erzeugt einen parallelen Strahlengang. Diffusoren (D1) und (D2) im Strahlengang sorgen für eine homogenere Beleuchtung. Die Blende ((B1), 18 mm), die unmittelbar nach dem Diffusor (D2) platziert wurde, definiert den Durchmesser D . Die Entfernung d zwischen dem Diffusor (D2) und der Sensorebene wurde so eingestellt, dass die Bedingung $d/D = 8$ erfüllt ist. Der Kantenfilter (F) mit Transmission für $\lambda > 590$ nm unterdrückt kurze Wellenlängen, die im infraroten Wellenlängenbereich als Interferenzmaxima höherer Ordnung am Beugungsgitter auftreten können. Für weitere Hinweise und detailliertere Beschreibung der Apparatur siehe Anhang B.2.

Die Wellenlängenkalibrierung wurde mit einem Spektrometer MAYA 2000 PRO der Fa. OCEAN OPTICS mit einem Auflösungsvermögen von weniger als 1 nm durchgeführt. Die mittlere Wellenlänge μ_λ und die Standardabweichung σ_λ wurden für jede Einstellung des Drehtisches spezifiziert, indem eine Gaußfunktion

$$S(\lambda) = e^{-\frac{(\lambda - \mu_\lambda)^2}{2\sigma_\lambda^2}} \quad (2.18)$$

an das Spektrum der Beleuchtung gefittet wurde. FWHM der Wellenlänge ergibt sich schließlich als

$$\text{FWHM} = 2 \cdot \sqrt{\ln 4} \cdot \sigma_\lambda \approx 2,355 \cdot \sigma_\lambda . \quad (2.19)$$

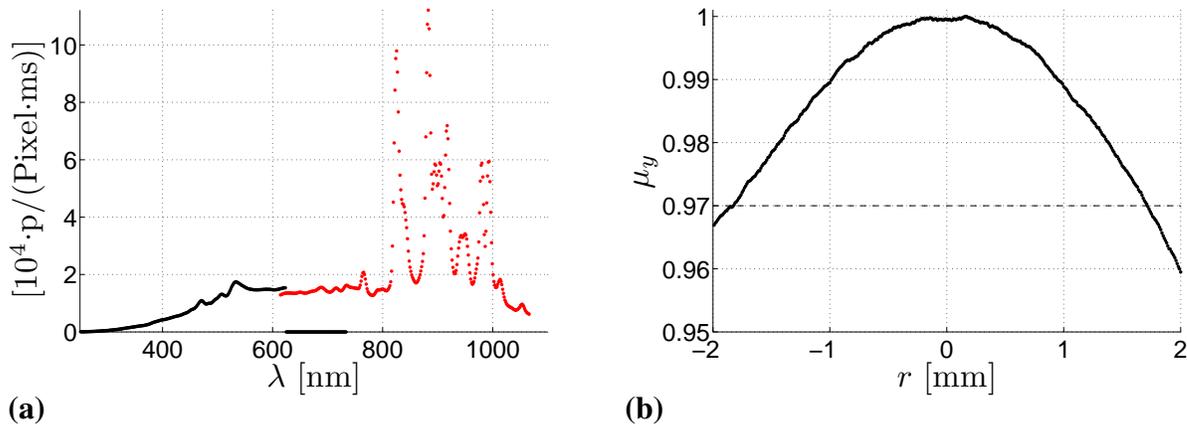


Abb. 2.6: **a)** Radiometrische Kalibrierung des spektralen Aufbau. Die Messung ohne (schwarz) und mit (rot) dem Kantenfilter (F); **b)** Profil der Beleuchtungsintensität, aufgenommen mit einer kalibrierten Kamera. Die gestrichelte Linie stellt die durch den EMVA 1288 festgelegte Grenze für die Inhomogenität der Beleuchtung

Das gemessene FWHM war im ganzen Wellenlängenbereich $\leq 8,7$ nm. Der am Drehtisch einstellbare Wellenlängenbereich (die mittleren Wellenlängen μ_λ) betrug zw. 350 nm und 1100 nm. Die Anzahl der Messpunkte war 530, so dass die Schrittweite von 1,4 nm deutlich kleiner als FWHM war.

Anschließend wurde die Photonendichte $E_{p,cal}(\lambda)$ bei jeder Wellenlänge mithilfe der (oben beschriebenen) absolut kalibrierten Photodiode, die anstelle des Sensors platziert wurde, kalibriert. Das so entstandene Spektrum ist in Abb. 2.6a gezeigt. Hier ist die Messung ohne Kantenfilter (F) in schwarz und mit dem Kantenfilter in rot dargestellt. Aufgrund der Transmission des Filters, die offensichtlich kleiner als 100 % war, ist zwischen den beiden Messungen in der Intensität ein Sprung erkennbar.

EMVA 1288 fordert, dass die Inhomogenität der Beleuchtung maximal 3 % betragen darf (siehe S.18). Aus diesem Grund wurde die Homogenität der Beleuchtung mit einer kalibrierten Kamera überprüft. In Abb. 2.6b ist der relative Grauwert für eine Zeile des Sensors dargestellt (eigentlich nur ein Ausschnitt der Zeile). Dabei entspricht $r = 0$ mm dem Zentrum des Sensors, auf dessen Grauwert das Bild normiert wurde. Hier ist erkennbar, dass nur der innere Bereich – ein Kreis mit dem Radius von 1,71 mm – innerhalb der 3 % Toleranzgrenze liegt. Aus diesem Grund wurden für die Bestimmung der Quantenausbeute nur Pixel im Zentrum des Sensors im Radius von $r_0 = 1,71$ mm verwendet.

Die Anzahl der Photonen pro Pixel für die Bestimmung der spezifischen Sensitivität der Kamera bzw. des Sensors wird in diesem Aufbau durch die Belichtungszeit der Kamera variiert.

2.4 Messprozedur und Auswertung nach EMVA 1288

Die Regeln für die Auswertung und Darstellung von Ergebnissen sind in dem EMVA Standard 1288 [35] detailliert beschrieben. Die Auswertung und die für den jeweiligen Sensortyp spezifischen Probleme werden in dieser Arbeit detailliert anhand der Charakterisierung einer Flächen- und einer Zeilenkamera diskutiert. Als Flächenkamera wurde die BASLER SCA1400-17FM mit einem CCD-Sensor (siehe Kap. 2.4.1) und als Zeilenkamera die BASLER SPL2048-70KM mit einem CMOS-Sensor (siehe Kap. 2.4.2) ausgewählt. Die ausgewählte Hochgeschwindigkeits-Zeilenkamera wurde für die Messungen der Lumineszenzlebensdauer eingesetzt, so dass die durchgeführte Charakterisierung eine Korrektur der DSNU und PRNU ermöglichte (siehe Kap. 6). Bei Farbkameras erfolgt die Charakterisierung der einzelnen Farbkanäle separat. Dabei werden die Mess- und Auswerteprozeduren für Flächenkameras auf die Daten des jeweiligen Farbkanals¹² angewandt. Anschließend werden die Algorithmen anhand von simulierten Daten einer 12 bit Kamera verifiziert (siehe Kap. 2.4.3).

Die im Standard gemachten Annahmen beschreiben die Eigenschaften eines idealen Sensors bzw. einer idealen Kamera. Ein realer Sensor wird mehr oder weniger von dem idealen Sensor abweichen. Die Beschreibung durch den Standard ist gültig, wenn diese Abweichungen nur geringfügig sind. Falls die Abweichungen zu groß sein sollten, können die gemessenen bzw. abgeleiteten Parameter ungenau oder sogar sinnlos sein. Der Standard kann bspw. nicht auf Sensoren mit einer logarithmischen oder stückweise linearen Kennlinie angewandt werden. Eine Erweiterung des Standards auf nicht-lineare Sensoren ist deshalb notwendig.

2.4.1 Flächenkamera BASLER SCA1400-17FM

Bei der Charakterisierung nach EMVA 1288 müssen zunächst die Grundinformation zu der verwendeten Kamera bzw. zu dem verwendeten Sensor aufgelistet sein. Diese sind für die BASLER SCA1400-17FM in Tab. 2.1 auf S. 26 zusammengefasst. Es handelt sich um einen CCD-Sensor. Bei der Beschreibung des Betriebspunktes, bei dem alle Messungen (auch die spektrale Vermessung) durchgeführt werden, müssen alle Kameraparameter aufgeführt werden, die die Charakteristik der Kamera beeinflussen können. Dazu zählen v.a. der Verstärkungsfaktor (*Gain*) und die Kontrasteinstellung anhand des Helligkeitsoffsets (*Offset*) (falls einstellbar), die den Dynamikbereich einschränken und die Bestimmung des Dunkelrauschens stark beeinflussen. Bei dieser Kamera wurden *Gain* und *Offset* bei ihren standardmäßigen Werten belassen.

Nicht alle im Standard beschriebenen Messungen sind obligatorisch. Ein Datenblatt ist nur dann EMVA 1288 konform, wenn die Ergebnisse aller obligatorischen Messungen einer Kamera bzw. eines Sensors gezeigt sind. Falls die optionalen Daten dennoch gezeigt werden, müssen sie die vorgeschriebenen Bestimmungsregeln erfüllen. Aus diesem Grund werden in den nachfolgenden Kapiteln die Abbildungen, die gemäß EMVA 1288 entstanden sind, mit einem Vermerk „Bestandteil des EMVA 1288“ versehen.

Zunächst muss in der Zusammenfassung die Art der Messdaten bezeichnet werden. Es kann sich bei den Spezifikationen um eine Einzelmessung, um typische oder sogar (seitens des Herstellers) garantierte Charakteristika handeln. Der Sensortyp, die Sensorgröße und die Linsenkatgorie sind

¹²Dabei müssen die Daten aus den Rohbilder (z.B. Bayer-Muster) extrahiert werden.

anzugeben. Die Anzahl der Pixel und die Pixelgröße müssen aufgeführt werden, wobei es sich bei der Pixelgröße um die Ausmaße des gesamten Pixels und nicht nur der aktiven Fläche des Pixels handelt¹³. Für den Auslese-Typ eines CCD sind i.A. die progressive Abtastung (*progressive scan*) oder Halbbildverfahren bekannt. Bei der progressiven Abtastung wird das ganze Bild Zeile für Zeile ausgelesen. Im Gegensatz dazu werden bei einem Halbbildverfahren bspw. zunächst die geraden (erstes Halbbild) und anschließend die ungeraden Zeilen (zweites Halbbild) ausgelesen. Wenn eine Kamera ein bewegtes Objekt erfasst, hängt die Bildschärfe von der eingesetzten Technologie ab [114]. Die möglichen Transfer-Typen eines CCD sind in Kap. 2.2 auf S. 10 erklärt.

Die maximale Bildwiederholrate, der Anschluss (die Schnittstelle) und der in der Kamera bzw. auf dem Sensor einstellbare Belichtungszeitbereich sind anzugeben. Um adequate Charakteristika zu erhalten, muss die Vermessung der Kamera bzw. des Sensors bei der Bildwiederholrate erfolgen, bei der die Kamera bzw. der Sensor von einem Anwender typischerweise verwendet wird.

Die meisten Kameras haben von Grund auf einen ADC mit einer Auflösung von 12 bit. Wenn die Kamera in einem 8 bit-Modus betrieben wird, werden die Information beim Auslesen von 12 bit auf 8 bit komprimiert. Dabei erhöht sich das Quantisierungsrauschen von $\sigma_q^2 = 1/12$ entsprechend auf $(2^{12}/2^8)^2/12$ um den Faktor 256, die Standardabweichung also um den Faktor 16 (siehe S. 14). Um dies zu vermeiden, wurde die digitale Auflösung auf den grösstmöglichen Wert von 12 bit eingestellt.

Der Verstärkungsfaktor (*Gain*) der Kamera wurde so klein wie möglich, jedoch so gewählt, dass das Rauschen des Dunkelsignals $\sigma_{y,\text{dark}}$ größer als 0,5 DN beträgt. Diese Grenze ergibt sich aus der Tatsache, dass das Rauschen des Dunkelsignals sich aus dem Dunkelrauschen σ_{dark}^2 und dem Quantisierungsrauschen σ_q^2 zusammensetzt. Im EMVA Standard 1288 [35] (im Anhang C.4) wird gezeigt, dass das minimale noch detektierbare Dunkelrauschen $\sigma_{\text{dark}}^2 = 0,16 \text{ DN}^2$ beträgt. Mit dem Quantisierungsrauschen $\sigma_q^2 = 1/12 \text{ DN}^2$ beträgt das minimale hinreichende Rauschen des Dunkelsignals $\sigma_{y,\text{dark}}^2 = 0,16 \text{ DN}^2 + 1/12 \text{ DN}^2 = 0,24 \text{ DN}^2$. Wenn die Bedingung nicht erfüllt wird, kann nur die obere Grenze für das Dunkelrauschen σ_{dark} bestimmt werden. Der Dynamikbereich der Kamera ist dann durch das Quantisierungsrauschen begrenzt. Wenn dennoch das Quantisierungsrauschen abgezogen sein würde, würde der Dynamikbereich des Sensors künstlich um den Faktor ≈ 2 vergrößert. Das Einstellen eines zu großen Verstärkungsfaktors bewirkt, dass der Sensor aufgrund der *Full-Well-Kapazität*¹⁴ früher die Sättigung erreicht und somit der Dynamikbereich künstlich verringert wird.

Der Offset der Kamera ist ebenfalls so klein wie möglich, jedoch groß genug einzustellen, dass das Dunkelsignal sowohl das zeitliche Rauschen als auch die räumlichen Inhomogenitäten enthält. Dies kann durch das Einstellen des Offsets auf einen Wert, bei dem 99,5 % der Pixel Grauwerte größer Null enthalten¹⁵, gewährleistet werden.

¹³Dies ist für die Berechnung der Quantenausbeute ausschlaggebend.

¹⁴Die Kapazität eines Sensorelements, ausgedrückt in der Anzahl der Elektronen.

¹⁵Dies entspricht in einer Gauß-Verteilung dem Intervall von $\pm 3\sigma$.

Hersteller	Basler
Modell	scA1400-17fm
Datentyp	Einzelmessung
Sensortyp	CCD
Sensordiagonale	11 mm (Typ 2/3)
Linsenkategorie	C-Mount
Auflösung	1392 × 1040 [px]
Pixelgröße	6,45 × 6,45 μm^2
Auslese-Typ	Progressive scan
Transfer-Typ	Interline transfer
Maximale Bildwiederholrate	17 Hz
Schnittstelle	Firewire 1394b
mögliche Belichtungszeit	100 μs – 18,7 ms
Betriebspunkt	12 bit (Mono16)
	Gain = 218 (standardmäßig)
	Offset = 16 (standardmäßig)

Tab. 2.1: Grundinformationen zu BASLER SCA1400-17FM (Bestandteil des EMVA 1288).

Sensitivität, Linearität und Rauschverhalten.

Die Kamera bzw. der Sensor muss sich während der Vermessung im thermischen Gleichgewicht befinden. Deshalb wurde die Kamera ca. 20 Minuten vor der eigentlichen Messung in Betrieb genommen. Die Umgebungstemperatur (in der Nähe des Aufbaus) wurde gemessen und lag bei 22,7 °C. Die Temperatur des Gehäuses wurde von außen mit einem guten thermischen Kontakt zum Temperaturfühler gemessen und betrug 30,8 °C.

Eine Messreihe zur Charakterisierung der Sensitivität, Linearität und des Rauschverhaltens beinhaltete 200 äquidistante Datenpunkte/Beleuchtungsstufen, wobei die Beleuchtungsstärke mit dem LED-Strom c_{LED} variiert wurde. Die Messpunkte wurden so aufgenommen, dass zunächst die ungeraden (199,197, ..., 1) und dann die geraden (0,2, ..., 200) Beleuchtungsstufen eingestellt wurden. Diese Prozedur ermöglichte die Feststellung einer möglichen thermischen Drift der Kamera, falls sie sich während der Messung nicht im thermischen Gleichgewicht befinden sollte (siehe Abb. 2.7d). Dabei wurde die Belichtungszeit der Kamera bzw. die LED-Stromstärke so angepasst, dass nur einige wenige Messpunkte die Sättigung erreichten. Laut Standard müssen mindestens 50 Beleuchtungsstufen aufgenommen werden. Der Grund liegt in der Bestimmbarkeit des Sättigungspunktes $\mu_{y,\text{sat}}$, der an der Stelle des maximalen Rauschens $\sigma_{y,\text{max}}^2$ bestimmt werden muss. Bei nur wenigen Punkten kann dieser maximale Wert im Photon-Transfer-Plot nicht exakt bestimmt werden. Eine andere Möglichkeit ist, die Punkte nicht äquidistant, sondern vorzugsweise in der Nähe der (bekannten) Nicht-Linearitäten, also auch des Sättigungspunktes, zu verteilen¹⁶. Außerdem ist die Charakterisierung der Nicht-Linearität zw. 5 % und 95 % bei nur wenigen Messpunkten deutlich ungenauer (siehe hierzu die Gleichungen (2.29) und (2.30)).

Laut EMVA 1288 ist die Messung bei einer Wellenlänge mit der maximalen Quantenausbeute

¹⁶Mit dieser Methode sind in der Produktion der Kameras bzw. Sensoren mind. 9 Messpunkte zulässig.

ausreichend. Zu Kontrollzwecken wurde jedoch mit den in der Ulbrichtkugel eingebauten blauen, grünen und roten LEDs jeweils eine Messreihe aufgenommen. Die Belichtungszeiten wurden auf

$$\begin{aligned} t_{exp} &= 0,440 \text{ ms} && \text{für die blaue,} \\ t_{exp} &= 0,740 \text{ ms} && \text{für die grüne und} \\ t_{exp} &= 0,600 \text{ ms} && \text{für die rote LED} \end{aligned}$$

eingestellt. Die Anzahl der Photonen bei der jeweiligen Wellenlänge und Beleuchtungsstufe wurde aus der LED-Kalibrierung $E_{p,\text{cal}}(\lambda, c_{\text{LED}})$ als

$$\mu_p(\lambda, c_{\text{LED}}) = E_{p,\text{cal}}(\lambda, c_{\text{LED}}) \cdot A t_{\text{exp}} \quad (2.20)$$

berechnet, wobei A die Pixelfläche ist.

Bei jeder Beleuchtungsstufe wurden der mittlere Grauwert μ_y und die Grauwertvarianz σ_y^2 aus zwei aufgenommenen Bildern berechnet. Bei der Aufnahme einer Bildserie treten in Kameras häufig Störungen in den ersten paar aufgenommenen Bildern auf. Um solche Störungen zu vermeiden, wurden 24 Bilder in einer Serie aufgenommen und nur das 5. und 6. Bild (\mathbf{Y}_1 und \mathbf{Y}_2) zur Auswertung verwendet.

Der über alle N_{px} Pixel (M Zeilen \times N Spalten) gemittelte Grauwert μ_y wurde bei jeder Beleuchtungsstufe aus den zwei Bildern \mathbf{Y}_1 und \mathbf{Y}_2 nach der Gleichung

$$\mu_y = \frac{1}{2N_{\text{px}}} \sum_{ij}^{N_{\text{px}}} (y_1[i,j] + y_2[i,j]) \quad (2.21)$$

berechnet. Der mittlere Grauwert $\mu_{y,\text{dark}}$ wurde analog aus einem Dunkelbild berechnet. Aufgrund der Annahme, dass das Rauschen stationär und homogen ist, kann die zeitliche Varianz der Grauwerte aus der Differenz der zwei Bilder berechnet werden:

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{N_{\text{px}}} \sum_{ij}^{N_{\text{px}}} (y_1[i,j] - y_2[i,j])^2. \quad (2.22)$$

Der Faktor $1/2$ in dieser Gleichung geht aus der Tatsache hervor, dass die Varianz einer Differenz zweier Werte die Summe der Varianzen der zwei Werte ist.

Der Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K kann nach Gl. (2.6) als Steigung in der linearen Relation

$$\sigma_y^2 - \sigma_{y,\text{dark}}^2 = K \cdot (\mu_y - \mu_{y,\text{dark}}) \quad (2.23)$$

bestimmt werden. In Abb. 2.7a ist diese Relation als so genannter Photon-Transfer-Plot dargestellt. Dabei muss eine Gerade mit dem Offset gleich Null angefitet werden. Der Sättigungsgrauwert $\mu_{y,\text{sat}}$ ist als der mittlere Grauwert gegeben, bei dem die Varianz σ_y^2 einen maximalen Wert hat (siehe die vertikalen gestrichelten Linien in Abb. 2.7a). Für die lineare Regression wurden Messpunkte verwendet, die im Bereich 0% - 70% von $\mu_{y,\text{sat}}$ liegen. In Abb. 2.7a wird dieser Bereich mit einer dickeren Linie verdeutlicht (Bei einer relativ hohen Linearität – wie in diesem Fall – ist diese Linie leider kaum sichtbar). Die Regressionsparameter sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

Parameter	Blau (470 nm)	Grün (529 nm)	Rot (629 nm)
$\sigma_{y,\text{dark}}^2$ [DN ²]	3,715	3,743	3,864
Regressionsbereich [DN]	0 – 2774	0 – 2767	0 – 2785
Anzahl der Punkte	124	116	122
σ_{reg} [DN ²]	4,7	5,1	5,9
Steigung K [DN/e ⁻]	0,233	0,231	0,228

Alle drei Werte für K liegen innerhalb der Kalibriertoleranz von 4,1 %. In Tab. 2.2 auf S. 36 wird der A/D-Konversionsfaktor $1/K$ und alle daraus abgeleiteten Größen nur für die Wellenlänge $\lambda = 529$ nm gezeigt.

Die spezifische Sensitivität $K\eta$ ist nach Gl. (2.4) die Steigung in dem linearen Zusammenhang

$$\mu_y - \mu_{y,\text{dark}} = K\eta \cdot \mu_p, \quad (2.24)$$

der in Abb. 2.7c dargestellt ist. Für die lineare Regression werden die selben Messpunkte, wie bei der Bestimmung des Gesamtsystem-Verstärkungsfaktors, verwendet. In der nachfolgenden Tabelle sind die Regressionsparameter aufgelistet.

Parameter	Blau (470 nm)	Grün (529 nm)	Rot (629 nm)
$\mu_{y,\text{dark}}$ [DN]	16,8	16,8	16,8
Regressionsbereich [p/px]	0 – 20 826	0 – 20 956	0 – 27 810
Anzahl der Punkte	124	116	122
σ_{reg} [DN]	2,9	4,2	4,1
Steigung $K\eta$ [DN/p]	0,133	0,132	0,101

Die Quantenausbeute η ergibt sich schließlich aus der Division der spezifischen Sensitivität durch K . Für monochrome Kameras ergibt sich die Quantenausbeute nur für einen Wellenlängenbereich mit der spezifizierten mittleren Wellenlänge λ und der FWHM. Für Farbkameras müssen diese Messung und Auswertung für jeden Farbkanal getrennt durchgeführt werden. Bei Kameras mit einem Bayer-Muster sind es vier Farbkanäle: blau, rot und zwei grüne Kanäle.

Die Sättigungskapazität als die mittlere Anzahl der Elektronen kann anschließend nach $\mu_{e,\text{sat}} = \mu_{y,\text{sat}}/K$ und als die mittlere Anzahl der Photonen nach $\mu_{p,\text{sat}} = \mu_{y,\text{sat}}/(K\eta)$ aus dem mittleren Grauwert $\mu_{y,\text{sat}}$ berechnet werden.

Für die Bestimmung des zeitlichen Dunkelrauschens muss eine Messung des Rauschens $\sigma_{y,\text{dark}}$ bei der minimal einstellbaren Belichtungszeit erfolgen¹⁷. Der Grund hierfür ist, dass das Dunkelrauschen σ_{dark} nach Gleichung (2.11) von der Belichtungszeit t_{exp} abhängt. Um den bestmöglichen Dynamikbereich zu erhalten, ist das kleinstmögliche Rauschen notwendig. Dieser Wert wird für die Berechnung des Dynamikbereichs DR verwendet. Das zeitliche Dunkelrauschen σ_{dark} ergibt sich zu¹⁸

$$\sigma_{\text{dark}} = \frac{\sqrt{\sigma_{y,\text{dark}}^2 - \sigma_q^2}}{K}. \quad (2.25)$$

¹⁷Wenn die Anzahl der Photonen mit der Belichtungszeit der Kamera kontrolliert wird, muss der Photon-Transfer-Plot für $\mu_y - \mu_{y,\text{dark}} \rightarrow 0$ extrapoliert werden.

¹⁸Falls die Bedingung für das minimale Rauschen im Dunkelbild nicht erfüllt ist, muss die obere Grenze für das Dunkelrauschen bestimmt werden.

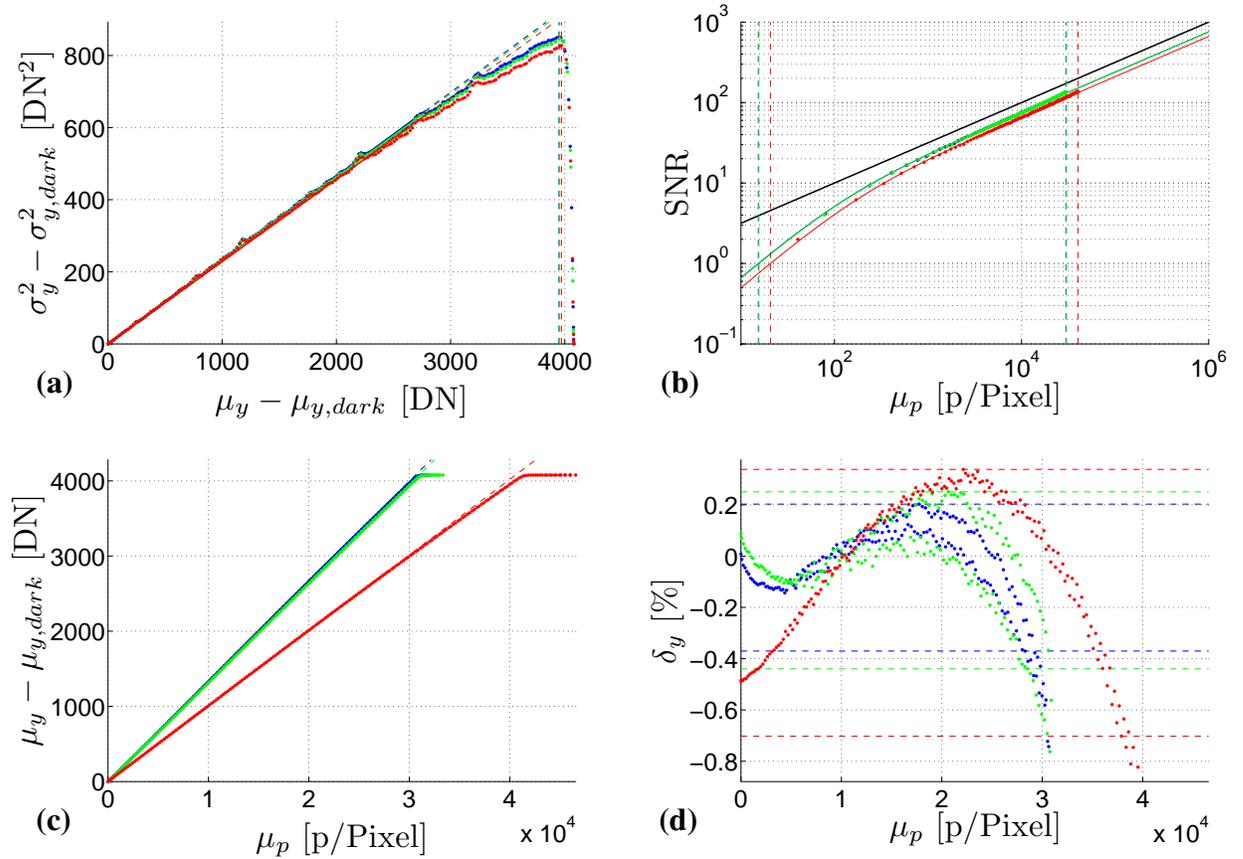


Abb. 2.7: Ergebnisse der radiometrischen Vermessung von BASLER SCA1400-17FM: **a)** Photon-transfer-Plot; **b)** Signal-Rausch-Verhältnis; **c)** spezifische Sensitivität und **d)** die Verifikation der Linearität für drei Wellenlängen 470 nm (blau), 529 nm (grün) und 629 nm (rot) (a und b Bestandteil des EMVA 1288).

Mit Gl. (2.8) wird anschließend die absolute Sensitivitätsschwelle $\mu_{p,min}$ berechnet.

Die gemessenen Werte für die mittleren Grauwerte und die Varianzen werden für die Berechnung des SNR nach

$$\text{SNR} = \frac{\mu_y - \mu_{y,dark}}{\sigma_y} \quad (2.26)$$

verwendet. Die sich so ergebenden Werte sind in Abb. 2.7b in der doppellogarithmischen Darstellung als Punkte dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen den Verlauf der Kurve nach dem linearen Sensormodell dar. Diese werden nach Gleichung (2.7) mit den gemessenen Werten für η , σ_{dark} und $\sigma_q = 1/12$ berechnet. Die durchgezogene schwarze Linie stellt das SNR eines idealen Sensors nach der Gleichung $\text{SNR}_{ideal} = \sqrt{\mu_p}$ dar (siehe S. 15). Das maximal erreichbare SNR_{max} für den Sättigungspunkt wird nach der Gleichung

$$\text{SNR}_{max} = \sqrt{\mu_{e,sat}} \quad (2.27)$$

berechnet. Nach dem ISO Standard 12232 ist ein SNR von mindestens 40 : 1 „exzellent“ und von mindestens 10 : 1 „akzeptabel“.

Der Dynamikbereich DR wird mithilfe der Gleichung (2.9) bestimmt. SNR_{\max} und DR sind in Tab. 2.2 auf S. 36 als dimensionsloses Verhältnis, in den Einheiten dB ($20 \log_{10} \text{SNR}$) und bit ($\log_2 \text{SNR}$) angegeben.

Für die Verifikation der Linearität werden solche Messpunkte für die lineare Regression verwendet, deren mittlerer Grauwert $\mu_y - \mu_{y,\text{dark}}$ zwischen 5 % und 95 % der Sättigung liegen. Mit anderen Worten, die Punkte, für die die Bedingung

$$0,05 \cdot \mu_{y,\text{sat}} \leq \mu_y - \mu_{y,\text{dark}} \leq 0,95 \cdot \mu_{y,\text{sat}} \quad (2.28)$$

erfüllt wird. Die Abweichung der Messpunkte von der so bestimmten linearen Funktion $f_{\text{lin}}(\mu_p)$ ergibt sich als

$$\delta_y[i] = \frac{(\mu_y[i] - \mu_{y,\text{dark}}) - f_{\text{lin}}(\mu_p[i])}{0,9 \cdot (\mu_{y,\text{sat}} - \mu_{y,\text{dark}})} \cdot 100 \quad [\%] \quad (2.29)$$

für jeden Messpunkt i . Der Faktor 0,9 entspricht den 90 % der Sättigungskapazität zw. 5 % und 95 %. Das Ergebnis ist in Abb. 2.7d mit Punkten dargestellt. Der Linearitätsfehler (LE) ist als mittlerer Wert zwischen der maximalen und der minimalen δ_y im Fitintervall definiert:

$$\text{LE} = \frac{\max(\delta_y) - \min(\delta_y)}{2}. \quad (2.30)$$

In Abb. 2.7d sind $\max(\delta_y)$ und $\min(\delta_y)$ durch waagerechte gestrichelte Linien angedeutet.

Inhomogenitäten DSNU und PRNU.

Die Vermessung der räumlichen Inhomogenitäten und die Charakterisierung der defekten Pixel werden mit dem radiometrischen Aufbau durchgeführt. Die Kamera bzw. der Sensor muss sich in der selben Konfiguration befinden. Alle Größen bzgl. der Inhomogenität müssen aus Grauwerten, die über viele Bilder gemittelt sind, berechnet werden. Der Grund ist die Tatsache, dass das zeitliche Rauschen (typ. $\sigma_y/\mu_y \approx 1\%$) größer als das räumliche Rauschen (typ. $\tilde{\sigma}_y/\mu_y \approx 0,3 - 0,5\%$) ist. Das zeitliche Rauschen kann mit der Mittelung über viele Bilder unterdrückt werden. Nach EMVA 1288 sind mindestens $L = 16$ Bilder notwendig, damit das räumliche Rauschen größer als das restliche zeitliche Rauschen σ_y^2/L ist. Diese relativ kleine Anzahl an Bildern wurde aufgrund der Notwendigkeit eingeführt, diese Messungen schnell durchführen zu können (z.B. in der Inline-Inspektion während der Produktion). Empfohlen werden jedoch 100 bis 400 Bilder. In Rahmen dieser Arbeit wurde zur Charakterisierung der Inhomogenitäten über 400 Aufnahmen gemittelt.

Zunächst wurde die zeitliche Varianz für jedes Pixel $[i, j]$ aus $L = 400$ aufgenommenen Bildern berechnet:

$$\sigma_y'^2[i, j] = \frac{1}{L-1} \sum_{l=1}^L (y_l[i, j] - \bar{y}[i, j])^2 \quad (2.31)$$

mit dem zeitlichen Mittelwert (über L Bilder)

$$\bar{y}[i, j] \in \bar{\mathbf{Y}} = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \mathbf{Y}_l. \quad (2.32)$$

Anschließend ergab sich das zeitlichen Rauschen als Mittelwert über alle Pixel zu

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{N_{\text{px}}} \sum_{ij}^{N_{\text{px}}} \sigma_y'^2[i,j]. \quad (2.33)$$

Diese Schritte werden für ein Dunkelbild und für ein Bild, dessen mittlerer Grauwert bei 50 % der Sättigung liegt, durchgeführt. Für die Analyse stehen also zwei Bilder \bar{Y}_{dark} und \bar{Y}_{50} zur Verfügung.

Für die Berechnung der horizontalen und vertikalen Spektrogramme wird zunächst der räumliche Mittelwert subtrahiert:

$$\bar{Y}'_{\text{dark}} = \bar{Y}_{\text{dark}} - \mu_{y,\text{dark}}, \quad (2.34)$$

$$\bar{Y}'_{50} = \bar{Y}_{50} - \bar{Y}_{\text{dark}} - \mu_y'', \quad (2.35)$$

wobei μ_y'' hier der mittlere Grauwert aus $(\bar{Y} - \bar{Y}_{\text{dark}})$ ist. Die Bilder \bar{Y}'_{dark} und \bar{Y}'_{50} werden anschließend zeilenweise fouriertransformiert und die Leistungsspektren gebildet (siehe hierzu DFT im Anhang A.1). Es wird nur die erste Hälfte des Spektrums benötigt, da es hermitesch ist. Die Leistungsspektren werden über alle Zeilen des Sensors gemittelt. Schließlich stehen für das horizontale Spektrogramm zwei Leistungsspektren $p_{50}(\nu)$ und $p_{\text{dark}}(\nu)$ zur Analyse bereit. Vertikale Leistungsspektren werden analog spaltenweise aus den Bilder \bar{Y}'_{dark} und \bar{Y}'_{50} bestimmt. Ein Leistungsspektrum stellt somit die Varianz der Grauwerte mit der jeweiligen räumlichen Frequenz dar. Anschließend wird von dem Leistungsspektrum das restliche zeitliche Rauschen σ_y^2/L (nach Gl. (2.13)) subtrahiert. Das räumliche Rauschen $\tilde{\sigma}_y^2$ ist der Mittelwert des Leistungsspektrums und der flache Anteil des Spektrums stellt das weiße Rauschen $\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}^2$ dar. Die räumliche Varianz ergibt sich als

$$\tilde{\sigma}_{y,\text{dark}}^2 = \frac{1}{N/2 - 1} \sum_{\nu=1}^{N/2} p_{\text{dark}}[\nu], \quad (2.36)$$

$$\tilde{\sigma}_y^2 = \frac{1}{N/2 - 8} \sum_{\nu=8}^{N/2} p_{50}[\nu]. \quad (2.37)$$

Bei der Berechnung von $\tilde{\sigma}_y^2$ für PRNU werden die ersten 8 Frequenzen ausgelassen, da diese großräumigen Grauwertvariationen u.U. auf die Inhomogenität der Lichtquelle zurückgeführt werden können. Das weiße Rauschen $\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}^2$ ist als Median (oder Zentralwert) des Leistungsspektrums gegeben [35]. Schließlich wird der *Non-Whiteness*-Faktor F mit der Gleichung (2.12) berechnet. Diese Parameter sind in der nachfolgenden Tabelle aufgelistet.

		Dunkelmessung	50 % der Sättigung
σ_y		1,850 DN	1,007 %
$\tilde{\sigma}_y$	hor./vert.	0,372 DN / 0,372 DN	0,431 % / 0,427 %
$\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}$	hor./vert.	0,281 DN / 0,291 DN	0,360 % / 0,360 %

Im Spektrogramm wird die Wurzel aus dem Leistungsspektrum als Funktion der räumlichen Frequenz ν/N mit den Einheiten, Perioden pro Pixel, dargestellt. In diesem Plot ist die Höhe des

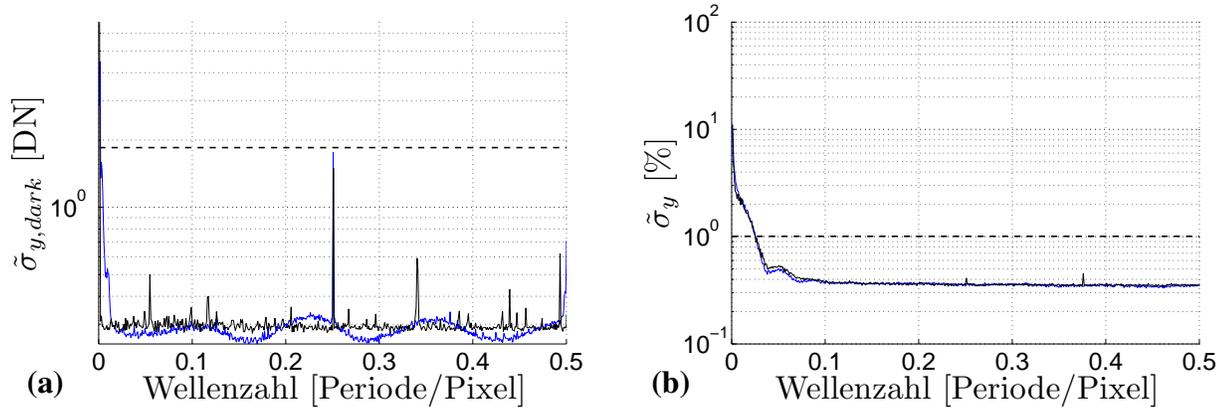


Abb. 2.8: Charakterisierung der räumlichen Inhomogenitäten für BASLER SCA1400-17FM **a)** im Dunkelbild und **b)** im Bild bei 50 % der Sättigung anhand eines horizontalen (blau) und vertikalen (schwarz) Spektrogramms; Auf der Ordinate sind **a)** das räumliche Rauschen des Dunkelbildes $\tilde{\sigma}_{y,dark}$ und **b)** das relative räumliche Rauschen $\tilde{\sigma}_y/\mu_y$ aufgetragen; Die horizontalen gestrichelten Linien symbolisieren das zeitliche Rauschen $\sigma_{y,dark}$ bzw. σ_y (optionaler Bestandteil des EMVA 1288).

zeitlichen Rauschens als eine waagerechte gestrichelte Linie dargestellt (siehe Abb. 2.8). So kann abgeschätzt werden, ob periodische Strukturen für einen Menschen in einem Einzelbild sichtbar sind.

Die Werte für $DSNU_{1288}$ und $PRNU_{1288}$ ergeben sich nach Gl. (2.14) und (2.15) aus dem Kapitel 2.3.1. Mit dem einzigen Unterschied, dass die Differenzbildung $\tilde{\sigma}_y^2 - \tilde{\sigma}_{y,dark}^2$ und $\mu_y - \mu_{y,dark}$ mit den in den Gleichungen (2.34) und (2.35) beschriebenen Schritten bereits erfolgt ist. So ist

$$PRNU_{1288} = \frac{\tilde{\sigma}_y}{\mu_y''} . \quad (2.38)$$

Charakterisierung der defekten Pixel.

Für die Charakterisierung der defekten Pixel wird auf das Bild \bar{Y}_{50} ein Hochpassfilter angewandt, um die großräumigen Grauwertänderungen, die u.U. durch die Lichtquelle verursacht sein könnten, zu unterdrücken. Dazu wird zunächst ein Tiefpassfilter als ein 5×5 -Boxfilter

$${}^5P = \frac{1}{25} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

definiert. Diese Maßnahme ist ein Analogon zu dem Auslassen der ersten 8 Frequenzen bei den Spektrogrammen. Da bei dem aufgenommenen Dunkelbild \bar{Y}_{dark} die Beleuchtung keine Rolle

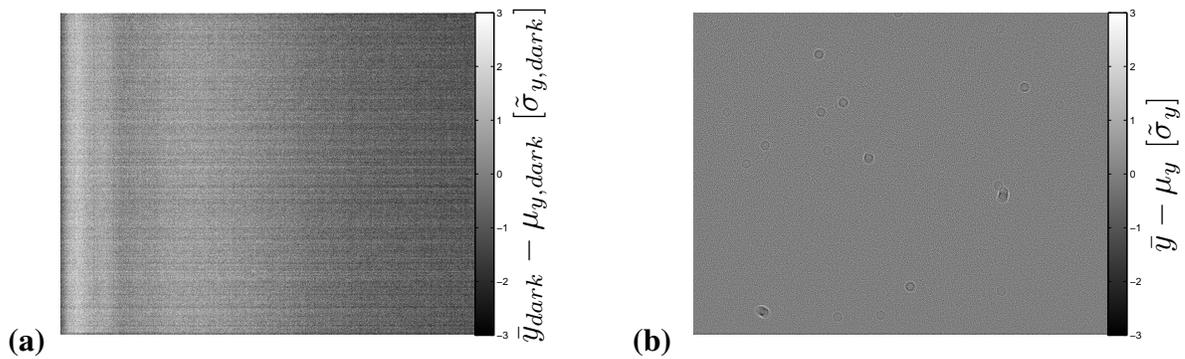


Abb. 2.9: a) Das Dunkelbild \bar{Y}'_{dark} und b) das Bild bei 50% der Sättigung \bar{Y}'_{50} für BASLER SCA1400-17FM kontrastverstärkt im Grauwertbereich $[-3\tilde{\sigma}, 3\tilde{\sigma}]$.

spielt, ist diese Maßnahme zwecklos. Für die Auswertung werden also die Bilder \bar{Y}'_{50} und \bar{Y}'_{dark} verwendet, die sich folgendermaßen ergeben:

$$\bar{Y}'_{50} = \bar{Y}_{50} - \bar{Y}_{\text{dark}} - {}^5P \otimes (\bar{Y}_{50} - \bar{Y}_{\text{dark}}) \quad \text{und} \quad (2.40)$$

$$\bar{Y}'_{\text{dark}} = \bar{Y}_{\text{dark}} - \mu_{y,\text{dark}}. \quad (2.41)$$

Im EMVA Standard 1288 [35] wird im Anhang C.5 gezeigt, dass dieser Hochpass nur einen geringen Anteil am weißen Rauschen unterdrückt. Das Rauschen beträgt nach dem Anwenden des Filters 96% des tatsächlichen Wertes. Deshalb wird das gemessene räumliche Rauschen $\tilde{\sigma}_y$ mit einem Faktor $1/0,96$ multipliziert. Darüber hinaus werden jeweils zwei Zeilen und zwei Spalten an den Rändern des Bildes ausgelassen, da die Filterung an diesen Stellen nicht richtig funktioniert. In Abb. 2.9 sind die Bilder \bar{Y}'_{dark} und \bar{Y}'_{50} kontrastverstärkt im Grauwertbereich zwischen $-3\tilde{\sigma}$ und $3\tilde{\sigma}$ dargestellt.

Für die Histogramme wurden 256 äquidistante Intervalle in dem entsprechenden Grauwertbereich y_{\min} und y_{\max} verwendet. Die Histogramme sind in der halblogarithmischen Darstellung in Abb. 2.10 gezeigt. Mit einer gestrichelten Linie ist die Normalverteilung mit dem Mittelwert Null und der gemessenen räumlichen Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{y,\text{dark}}$ bzw. $\tilde{\sigma}_y$ eingezeichnet. Für das DSNU ist die Abszisse in den Einheiten der Grauwerte DN, für das PRNU als die relative Abweichung von dem Mittelwert $\Delta y/\mu_y$ in Prozent dargestellt. So spiegeln die Histogramme die Statistik des räumlichen Rauschens wieder, da das zeitliche Rauschen durch die Mittelung unterdrückt wird. Daraus kann also die Anzahl der defekten Pixel und die Stärke der Abweichung bestimmt werden.

Die Größen DSNU_{1288} und PRNU_{1288} können hier ebenfalls aus dem berechneten räumlichen Rauschen nach den Gleichungen (2.14) bzw. (2.38) berechnet werden.

Nach dem EMVA Standard 1288 ist die Angabe der so genannten akkumulativen Histogramme notwendig, die die Wahrscheinlichkeitsverteilung (Integral über der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion) der absoluten Abweichungen von dem Mittelwert darstellen. Diese Histogramme liefern jedoch im Rahmen dieser Arbeit keine zusätzlichen Informationen und werden deshalb an dieser

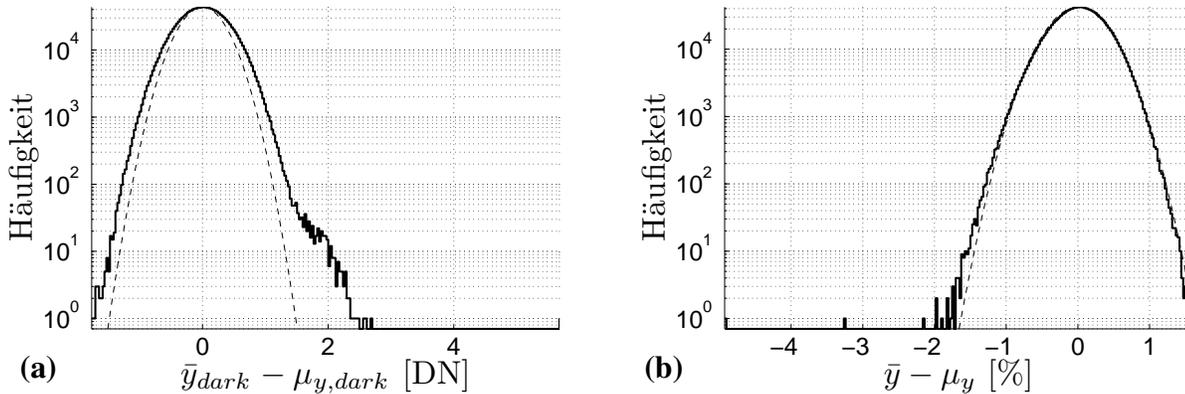


Abb. 2.10: Statistik zu den defekten Pixeln von BASLER SCA1400-17FM als logarithmische Histogramme **a)** des Dunkelbildes \bar{Y}'_{dark} und **b)** des Bildes bei 50% der Sättigung \bar{Y}'_{50} ; Die gestrichelten Linien symbolisieren eine Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert Null und der berechneten Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{y,dark}$ bzw. $\tilde{\sigma}_y$ (Bestandteil des EMVA 1288).

Stelle ausgelassen.

Ergebnisse der Dunkelstrom-Vermessung.

Die Messung des Dunkelstroms benötigt keinen weiteren experimentellen Aufbau. Aus den Gleichungen (2.10) und (2.11) ist es ersichtlich, dass sowohl der mittlere dunkle Grauwert $\mu_{y,dark}$ als auch die Varianz im Dunkelbild $\sigma_{y,dark}^2$ linear mit der Belichtungszeit ansteigen. Für die Bestimmung des Dunkelstroms wird vorzugsweise $\mu_{y,dark}$ verwendet, da der Mittelwert deutlich genauer bestimmt werden kann als die Varianz. Falls aber die Kamera eine Dunkelstromkompensation hat, ist die Messung anhand der Varianz die einzige Möglichkeit.

Für die entsprechende Messung sind mind. 6 gleichmäßig verteilte Belichtungszeiten notwendig. Bei nur sehr geringem Dunkelstrom ist eine relativ große maximale Belichtungszeit notwendig. Die mittleren Grauwerte $\mu_{y,dark}$ (bzw. Varianzen $\sigma_{y,dark}^2$) werden als Funktion der Belichtungszeit t_{exp} mit einer linearen Funktion gefittet. Die Steigung in dieser linearen Relation ist der Dunkelstrom mit den Einheiten DN/s. Die Messungen des Dunkelstroms ergab

$$\mu_c = 0 \pm 1,98 \text{ DN/ms} . \quad (2.42)$$

Mithilfe des Gesamtsystem-Verstärkungsfaktors K kann der Dunkelstrom in die Einheiten e^-/s mit μ_c/K konvertiert werden und betrug

$$\mu_c = 0 \pm 8,6 e^-/ms . \quad (2.43)$$

Der Fehler stammt dabei aus der linearen Regression. In diesem Fall war der Dunkelstrom also nicht messbar.

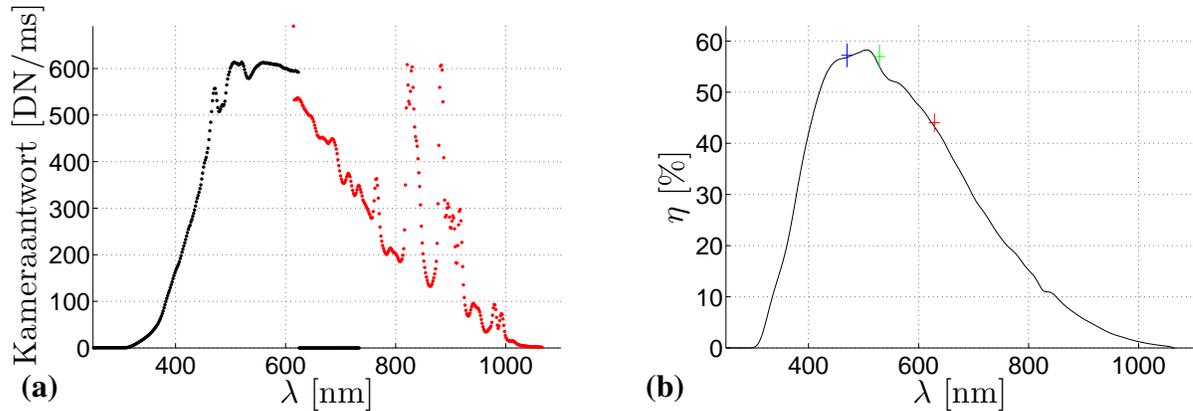


Abb. 2.11: Ergebnisse der spektralen Vermessung der BASLER SCA1400-17FM: **a)** Kameraantwort und **b)** die Quantenausbeute. In blau, grün und rot sind Messungen aus der radiometrischen Vermessung mit den entsprechenden Fehlern bzw. FWHM dargestellt. Eine Glättung über 3 benachbarte Messpunkte wurde durchgeführt (b ist Bestandteil des EMVA 1288).

Die Zeit für die Selbstsättigung t_{sat} konnte nur als unterer Limit

$$t_{\text{sat}} > \frac{\mu_{e,\text{sat}}}{\mu_c + \sigma_c} = 2 \text{ s} \quad (2.44)$$

berechnet werden. Diese Zeit lag deutlich über der maximal einstellbaren Belichtungszeit von 18,7 ms.

Die Messung des Dunkelstroms in Abhängigkeit von der Temperatur zählt zu den freiwilligen Messungen und wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt, da hierzu eine entsprechende temperierte Umgebung notwendig ist.

Es sollte an dieser Stelle bemerkt sein, dass auch der Dunkelstrom μ_c und die Sättigungskapazität $\mu_{e,\text{sat}}$ sich von Pixel zu Pixel unterscheiden. So existieren im Prinzip zusätzlich zu DSNU und PRNU zwei weitere Arten von Inhomogenitäten – *Dark Current Non-Uniformity* (DCNU) und die Inhomogenität in der Sättigung, die aber im aktuellen Release des EMVA Standards 1288 nicht eingeschlossen wurden.

Ergebnisse der spektralen Vermessung.

Für die Bestimmung der Quantenausbeute $\eta(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge wurde die in Kap. 2.3.2 beschriebene Apparatur eingesetzt, die es erlaubte über einen Wellenlängenbereich 350 nm bis 1100 nm zu scannen. Die Diagonale des Sensors beträgt $D' = 11$ mm und der Durchmesser der definierenden Blende (B1) ist $D = 18$ mm (siehe Kap. 2.3.2). Somit war die von EMVA 1288 geforderte Bedingung $D' < D$ erfüllt. Aufgrund der Inhomogenität in der Beleuchtung, wie es in Kap. 2.3.2 beschrieben wird, wurden nur die Pixel im Radius von 1,71 mm (von der Mitte des Sensors) für die Auswertung verwendet. Mit der Größe eines Pixels von $6,45^2 \mu\text{m}^2$ ergibt sich der geeignete Pixelbereich (innerhalb dieses Kreises) zu $[\Delta x, \Delta y] = [510 \dots 883, 334 \dots 707]$.

Parameter		Bemerkungen
η	0,572	bei $\lambda = 470$ nm/20 nm
	0,570	bei $\lambda = 529$ nm/20 nm
	0,441	bei $\lambda = 629$ nm/20 nm
$1/K$	$4,335 e^-/DN$	
σ_{dark}	$1,9 DN, 8 e^-$	
$DSNU_{1288}$	$0,3 DN, 1 e^-$	
SNR_{max}	$131:1, 42,4 dB, 7,0 bits$	
$1/SNR_{\text{max}}$	$0,76 \%$	
$PRNU_{1288}$	$0,37 \%$	
F (dunkel) hor./vert.	$1.75/ 1.62$	
F (50 %) hor./vert.	$1.44/ 1.41$	
LE	$0,29 \%$	bei $\lambda = 470$ nm/20 nm
	$0,35 \%$	bei $\lambda = 529$ nm/20 nm
	$0,52 \%$	bei $\lambda = 629$ nm/20 nm
$\mu_{e,\text{min}}, \mu_{p,\text{min}}$	$9 e^-, 16 p$	bei $\lambda = 529$ nm/20 nm
$\mu_{e,\text{sat}}, \mu_{p,\text{sat}}$	$17\,216 e^-, 30\,212 p$	bei $\lambda = 529$ nm/20 nm
DR	$1941:1, 65,8 dB, 10,9 bit$	
μ_c	$0 \pm 1,98 DN/ms$	
	$0 \pm 8,6 e^-/ms$	
t_{sat}	$>2 s$	
T_{double}	—	nicht durchgeführt

Tab. 2.2: Liste aller Parameter gemäß EMVA 1288 für BASLER SCA1400-17FM (Bestandteil des EMVA 1288).

Während der Vermessung befand sich die Kamera in der selben Konfiguration, wie bei der radiometrischen Vermessung (mit der Ausnahme der Belichtungszeit). Die Anzahl der Photonen pro Pixel wurde hier anhand der Belichtungszeit t_{exp} der Kamera variiert. Es wurden jeweils 10 äquidistante Belichtungsstufen/Belichtungszeiten verwendet. Die maximale Belichtungszeit wurde so eingestellt, dass bei $\lambda \approx 500$ nm (da hier meistens das Maximum der Quantenausbeute liegt) der mittlere Grauwert μ_y noch geringfügig unterhalb der Sättigung liegt. Die restlichen Belichtungszeiten wurden äquidistant zwischen Null und dieser maximalen Belichtungszeit verteilt.

Während der Messung wurde bei jeder eingestellten Wellenlänge λ analog zu der radiometrischen Vermessung aus zwei aufgenommenen Bildern der mittlere Grauwert $\mu_y(\lambda)$ nach Gl. (2.21) berechnet. Vor der eigentlichen Messung (bei ausgeschalteter Lichtquelle) wurden für jede Belichtungszeit zwei Dunkelbilder aufgenommen und das entsprechende mittlere Dunkelsignal $\mu_{y,\text{dark}}(\lambda)$ berechnet. Die Antwort der Kamera $R'(\lambda)$ in den Einheiten [DN/s] wurde anschließend als Steigung in der linearen Relation

$$\mu_y(\lambda) - \mu_{y,\text{dark}}(\lambda) = R'(\lambda) \cdot t_{\text{exp}} \quad (2.45)$$

anhand eines Fits bestimmt. In Abb. 2.11a ist die Kameraantwort $R'(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ dargestellt. Dabei zeigen die in schwarz dargestellten Messpunkte die Messung oh-

ne Kantenfilter und die in rot dargestellten Messpunkte die Messung mit dem Kantenfilter. Die sprunghafte Änderung in der Kameraantwort ist auf den Kantenfilter (siehe Abb. 2.5) zurückzuführen, der offensichtlich eine Transmission $< 100\%$ für Wellenlängen größer als 590 nm aufweist.

Die spezifische Sensitivität kann aus R' mit der Kalibrierung der Photonenflussdichte $E_{p,cal}(\lambda)$ und der Pixelfläche A berechnet werden. Der Wert für den Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K wird aus der radiometrischen Vermessung verwendet. Die Quantenausbeute ergibt sich schließlich als

$$\eta(\lambda) = \frac{1}{K} \cdot \frac{R'(\lambda)}{E_{p,cal}(\lambda) \cdot A} \quad (2.46)$$

Das Ergebnis ist in Abb. 2.11b dargestellt. Dabei wurde über 3 benachbarte Messpunkte geglättet, da die Kamera im Bereich der maximalen Quantenausbeute ($\lambda \approx 550$ nm) und im Bereich der Peaks im Spektrum der Xe-Lampe ($\lambda \approx 820$ nm) teilweise gesättigt war, und deshalb in der Quantenausbeute leichte Sprünge auftraten. Die drei während der radiometrischen Vermessung berechneten Werte für die Quantenausbeute sind in dieser Abbildung ebenfalls mit den entsprechenden Fehlern bzw. FWHM eingezeichnet.

Für Farbkameras müsste diese ganze Prozedur für jeden Farbkanal getrennt durchgeführt werden.

2.4.2 Zeilenkamera BASLER SPL2048-70KM

Die Grundinformationen für die BASLER SPL2048-70KM sind in Tab. 2.3 auf S. 38 zusammengefasst. Im Gegensatz zu CCD- sind für CMOS-Sensoren die Parameter Auslese- und Transfer-Typ (siehe Tab. 2.1) nicht relevant. Bei einem CMOS-Sensor muss die Funktionsweise des Shutters beschrieben sein. Hier existieren zwei Typen: globale (*Global*) und so genannte rollende (*Rolling*) Shutter. Bei einem globalen Shutter werden alle Pixel zur gleichen Zeit belichtet. Die Belichtungszeit stoppt dabei für alle Pixel zur gleichen Zeit. Bei einem rollenden Shutter werden die Pixel zeilenweise belichtet. Die Belichtungszeit ist für alle Pixel zwar gleich, es existiert jedoch eine zeitlichen Verzögerung zwischen den Belichtungszeiten für jede Zeile. Kameras mit dieser Technik können leider nicht mit einer gepulsten Beleuchtung kalibriert werden, da die einzelnen Zeilen des Sensors gegebenenfalls nur einen Teil des Lichtpulses erwischen können.

Mit dem Begriff „Überlappung“ ist in Tab. 2.3 auf S. 38 die Möglichkeit gemeint, das Bild n auszulesen, während das Bild $n + 1$ bereits belichtet wird. Ohne Überlappung geschieht das Belichten und Auslesen der Bilder hintereinander. Die Bezeichnung „2 tap“ im Bereich „Betriebspunkt“ bedeutet, dass eine Hälfte der Pixel über den einen und die andere über den zweiten Kanal ausgelesen werden. Diese Teilung in zwei Bereiche ist später (Abb. 2.17a, S. 46) in der spezifischen Sensitivität deutlich sichtbar. Die Kamera wird von dem Frame-Grabber (*grabber controlled*) kontrolliert, wobei die Bildwiederholrate anhand der „Linienperiode“ auf $252 \mu\text{s}$ eingestellt wurde¹⁹. Hierdurch wird die maximal einstellbare Belichtungszeit auf $250 \mu\text{s}$ festgelegt. Die Einstellung für *Gain* wurde bei dem standardmäßigen Wert belassen. Der Wert für *Offset* wurde etwas erhöht, da in der Grundeinstellung 50 % der Pixel ein Dunkelsignal = 0 DN aufwiesen.

¹⁹Bei der Messung der Lumineszenzlebensdauer wird diese Kamera mit Linienperioden im Bereich von $10 \mu\text{s}$ betrieben. Für solche kleinen Belichtungszeiten reichte aber leider die optische Leistung der LEDs nicht aus.

Hersteller	Basler
Modell	spL2048-70km
Datentyp	Einzelmessung
Sensortyp	CMOS
Sensordiagonale	20,48 mm
Linsenkategorie	F-mount, M42
Auflösung	1×2048 [px]
Pixelgröße	$10 \times 10 \mu\text{m}$
Shutter-Typ	global
Überlappung	nicht möglich
Maximale Bildwiederholrate	70 kHz
Schnittstelle	CameraLink
mögliche Belichtungszeit	$2 \mu\text{s} - 998 \mu\text{s}$
Betriebspunkt	2 tap 12 bit
	Line acquisition mode = grabber controlled
	Line period = $252 \mu\text{s}$
	Exposure time control mode = level controlled
	Gain = 4096 (entspr. 0 dB, standardmäßig)
	Offset = 75 (standardmäßig 0)
	$t_{\text{exp,max}} = 250 \mu\text{s}$
	Shading correction = off

Tab. 2.3: Grundinformationen zu der BASLER SPL2048-70KM gemäß EMVA 1288 (Bestandteil des EMVA 1288).

Während der Datenaufnahme und der Auswertung sollen laut EMVA 1288 Zeilensensoren als Flächensensoren behandelt werden, indem mindestens 100 Aufnahmen in einem Bild zusammengefasst werden. Der Grund ist, dass eine deutlich geringere Anzahl an Messwerten ($1 \cdot 10^6$ Pixel bei Flächenkameras und $1 \cdot 10^3$ Pixel bei Zeilenkameras) die Bestimmung des Mittelwerts und der Varianz negativ beeinflussen wird. Im Rahmen dieser Arbeit werden 128 Messungen zu einem Bild zusammengefasst. Die Auswerteroutinen²⁰, die bereits bei Flächenkameras (vorheriges Kapitel) verwendet wurden, werden hier auf ein 128×2048 Bilder angewandt.

Beachte: Im folgenden Verlauf dieses Abschnitts wird der Begriff „Bild“ für eine Zusammenfassung von 128 Aufnahmen mit der Zeilenkamera in einem Bild (128×2048) verwendet.

Sensitivität, Linearität und Rauschverhalten.

Die Kamera wurde ca. 20 Minuten vor der eigentlichen Messung in Betrieb genommen. Die Umgebungstemperatur (in der Nähe des Aufbaus) lag bei $21,5^\circ\text{C}$. Die Temperatur des Gehäuses wurde von außen mit einem guten thermischen Kontakt zum Temperaturfühler gemessen und betrug $29,4^\circ\text{C}$.

²⁰ausgenommen die vertikalen Spektrogramme.

Eine Messreihe zur Charakterisierung der Sensitivität, Linearität und des Rauschverhaltens beinhaltete hier ebenfalls 200 äquidistante Datenpunkte/Beleuchtungsstufen. Die Beleuchtungsstärke wurde dabei mit dem LED-Strom c_{LED} variiert. Eine thermische Drift der Kamera wurde nicht festgestellt (siehe Abb. 2.12d).

Zu Kontrollzwecken wurde mit allen drei in der Ulbrichtkugel eingebauten LEDs jeweils eine Messreihe aufgenommen. Die Belichtungszeiten wurden auf

$$\begin{aligned} t_{\text{exp}} &= 0,180 \text{ ms} && \text{für die blaue,} \\ t_{\text{exp}} &= 0,250 \text{ ms} && \text{für die grüne und} \\ t_{\text{exp}} &= 0,132 \text{ ms} && \text{für die rote LED} \end{aligned}$$

eingestellt. Die Anzahl der Photonen bei der jeweiligen Wellenlänge und Beleuchtungsstufe wurde aus der LED-Kalibrierung $E_{p,\text{cal}}(\lambda, c_{\text{LED}})$ als

$$\mu_p(\lambda, c_{\text{LED}}) = E_{p,\text{cal}}(\lambda, c_{\text{LED}}) \cdot A t_{\text{exp}} \quad (2.47)$$

berechnet, wobei A die Pixelfläche ist.

Bei jeder Beleuchtungsstufe wurden der mittlere Grauwert μ_y und die Grauwertvarianz σ_y^2 aus zwei aufgenommenen Bildern Y_1 und Y_2 nach den Gleichungen (2.21) bzw. (2.22) berechnet. Der mittlere Grauwert $\mu_{y,\text{dark}}$ und die Varianz im Dunkelbild wurde analog aus einer Messung mit abgeschalteter Lichtquelle berechnet. Der Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K konnte nach Gl. (2.6) als Steigung im Photon-Transfer-Plot, Abb. 2.12a, bestimmt werden. In dieser Abbildung sind die Sättigungsgrauwerte $\mu_{y,\text{sat}}$ als vertikale gestrichelte Linien dargestellt. Für die lineare Regression wurden Messpunkte verwendet, die im Bereich 0 % - 70 % von $\mu_{y,\text{sat}}$ liegen. In Abb. 2.12a wird dieser Bereich mit einer dickeren Linie verdeutlicht (Bei einer relativ hohen Linearität – wie auch in diesem Fall – ist diese Linie leider kaum sichtbar). Die Regressionsparameter sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

Parameter	Blau (470 nm)	Grün (529 nm)	Rot (629 nm)
$\sigma_{y,\text{dark}}^2$ [DN ²]	34,782	40,373	39,711
Regressionsbereich [DN]	0 – 2700	0 – 2732	0 – 2646
Anzahl der Punkte	122	122	130
σ_{reg} [DN ²]	17,8	18,7	17,6
Steigung K [DN]	0,320	0,318	0,314

Alle drei Werte für K liegen innerhalb der Messtoleranz von 4,1 %. In Tab. 2.4 auf S. 46 wird der A/D-Konversionsfaktor $1/K$ und alle daraus abgeleiteten Größen nur für die Wellenlänge $\lambda = 529 \text{ nm}$ gezeigt.

Die spezifische Sensitivität $K\eta$ ist nach Gl. (2.4) die Steigung in dem linearen Zusammenhang (2.24), der in Abb. 2.12c dargestellt ist. Für die lineare Regression werden die selben Messpunkte, wie bei der Bestimmung des Gesamtsystem-Verstärkungsfaktors, verwendet. In der nachfolgenden Tabelle sind die Regressionsparameter aufgelistet.

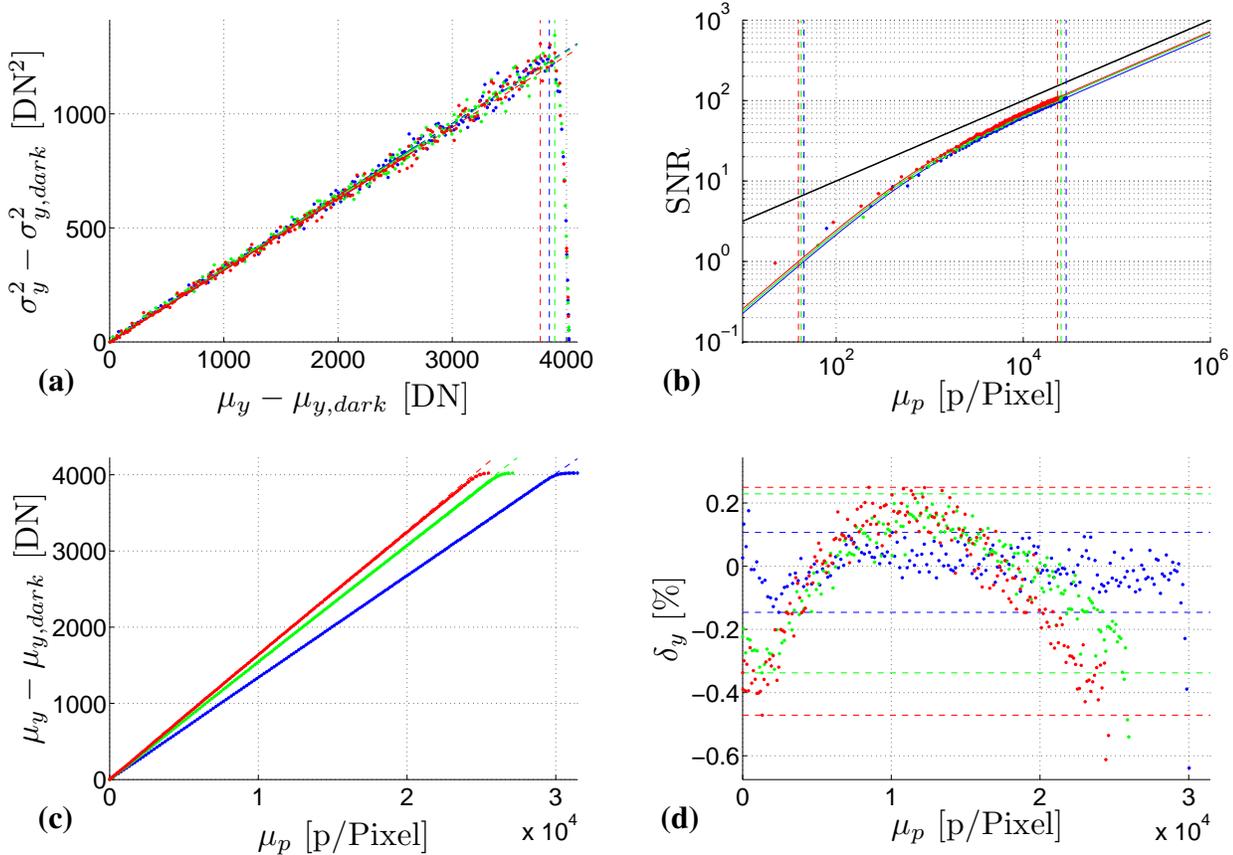


Abb. 2.12: Ergebnisse der radiometrischen Vermessung von BASLER SPL2048-70KM: **a)** Photon-Transfer-Plot; **b)** Signal-Rausch-Verhältnis; **c)** spezifische Sensitivität und **d)** die Verifikation der Linearität für drei Wellenlängen 470 nm (blau), 529 nm (grün) und 629 nm (rot) (a und b Bestandteil des EMVA 1288).

Parameter	Blau (470 nm)	Grün (529 nm)	Rot (629 nm)
$\mu_{y,\text{dark}}$ [DN]	73,5	72,1	75,8
Regressionsbereich [p/px]	0 – 20 178	0 – 17 775	0 – 16 242
Anzahl der Punkte	122	122	130
σ_{reg} [DN]	1,8	3,3	5,4
Steigung $K\eta$ [DN/p]	0,134	0,154	0,163

Die Quantenausbeute η ergibt sich schließlich aus der Division der spezifischen Sensitivität durch K . Die Sättigungskapazität, als die mittlere Anzahl der Elektronen, kann anschließend nach $\mu_{e,\text{sat}} = \mu_{y,\text{sat}}/K$ und als die mittlere Anzahl der Photonen nach $\mu_{p,\text{sat}} = \mu_{y,\text{sat}}/(K\eta)$ aus dem mittleren Grauwerte $\mu_{y,\text{sat}}$ berechnet werden.

Für die Bestimmung des zeitlichen Dunkelrauschens wurde $\sigma_{y,\text{dark}}$ bei der minimalen Belichtungszeit von 2 μs gemessen. Das zeitliche Dunkelrauschen σ_{dark} ergibt sich schließlich nach Gl. (2.25). Mit Gl. (2.8) wird die absolute Sensitivitätsschwelle $\mu_{p,\text{min}}$ berechnet.

Die gemessenen Werte für die mittleren Grauwerte und die Varianzen werden für die Berechnung

des SNR nach Gl. (2.26) verwendet. Die sich so ergebenden Werte sind in Abb. 2.12b in der doppellogarithmischen Darstellung als Punkte dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen den Verlauf der Kurve nach dem linearen Sensormodell dar. Hierzu wurden die gemessenen Werte η , σ_{dark} und $\sigma_q = 1/12$ in Gl. (2.7) eingesetzt. Die durchgezogene schwarze Linie stellt das SNR eines idealen Sensors $\text{SNR}_{\text{ideal}} = \sqrt{\mu_p}$ dar (siehe S. 15). Das maximal erreichbare SNR_{max} am Sättigungspunkt wird nach Gl. (2.27) berechnet.

Der Dynamikbereich DR wird mithilfe der Gleichung (2.9) bestimmt. SNR_{max} und DR sind in Tab. 2.4 auf S. 46 als dimensionsloses Verhältnis, in den Einheiten dB ($20 \log_{10} \text{SNR}$) und bit ($\log_2 \text{SNR}$) angegeben.

Für die Verifikation der Linearität wurden solche Messpunkte für die lineare Regression verwendet, für die die Bedingung (2.28) gilt. Die Abweichungen der Messpunkte von der so bestimmten linearen Funktion ergaben sich nach Gl. (2.29). Das Ergebnis ist in Abb. 2.12d mit Punkten dargestellt. Der Linearitätsfehler wurde anschließend nach Gl. (2.30) bestimmt. Durch waagerechte gestrichelte Linien werden hier $\max(\delta_y)$ und $\min(\delta_y)$ angedeutet.

Inhomogenitäten DSNU und PRNU.

Das zeitliche Rauschen im Dunkelbild und im Bild bei 50 % der Sättigung wurde analog zu dem vorherigen Abschnitt aus 400 aufgenommenen Bildern nach den Gleichungen (2.31), (2.32) und (2.33) berechnet. Nach Gl. (2.32) werden die zwei zeitlich gemittelten Bilder \bar{Y}_{dark} und \bar{Y}_{50} bestimmt und anschließend die Bilder \bar{Y}'_{dark} und \bar{Y}'_{50} mithilfe der Gleichungen (2.34) und (2.35) erzeugt. \bar{Y}'_{dark} und \bar{Y}'_{50} werden anschließend zeilenweise fouriertransformiert und die Leistungsspektren gebildet (siehe hierzu DFT im Anhang A.1). Nach einer Mittelung über alle 128 Zeilen stehen zwei Leistungsspektren $p_{50}(\nu)$ und $p_{\text{dark}}(\nu)$ zur Analyse bereit. Nach der Subtraktion des restlichen zeitlichen Rauschens σ_y^2/L (nach Gl. (2.13)) würde der Mittelwert des Leistungsspektrums das räumliche Rauschen ergeben. Bei dem Bild \bar{Y}'_{50} trat aber ein Problem auf, dass das restliche zeitliche Rauschen durch eine unzureichende Mittelung größer als das räumliche Rauschen war. Deshalb wurde das restliche zeitliche Rauschen hier nicht subtrahiert. Außerdem sind die beiden Spektren relativ stark verrauscht (siehe Abb. 2.13). Es liegt daran, dass es sich bei einer Zeilenkamera auch durch mehrfache Aufnahme im Prinzip nur um eine Messung handelt. Da die einzelnen Fourierkomponenten in einem Spektrum unabhängig sind, kommt es hier zu einem relativ starken Rauschen [57]. Die räumlichen Varianzen $\tilde{\sigma}_y^2$ und $\tilde{\sigma}_{y,\text{dark}}^2$ wurden mithilfe der Relationen (2.36) und (2.37) berechnet. Das weiße Rauschen $\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}^2$ war als Median (oder Zentralwert) des Leistungsspektrums gegeben [35]. Schließlich wurde der *Non-Whiteness*-Faktor F mit Gl. (2.12) bestimmt. Die so berechneten Parameter sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

	Dunkelmessung	50 % der Sättigung
σ_y	5,632 DN	1,331 %
$\tilde{\sigma}_y$	31,245 DN	0,400 %
$\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}$	18,035 DN	0,332 %

Im Spektrogramm wird die Wurzel aus dem Leistungsspektrum als Funktion der räumlichen Frequenz ν/N mit den Einheiten, Perioden pro Pixel, dargestellt (siehe Abb. 2.13). In diesem Plot ist die Höhe des zeitlichen Rauschens als eine waagerechte gestrichelte Linie dargestellt. Hier ist

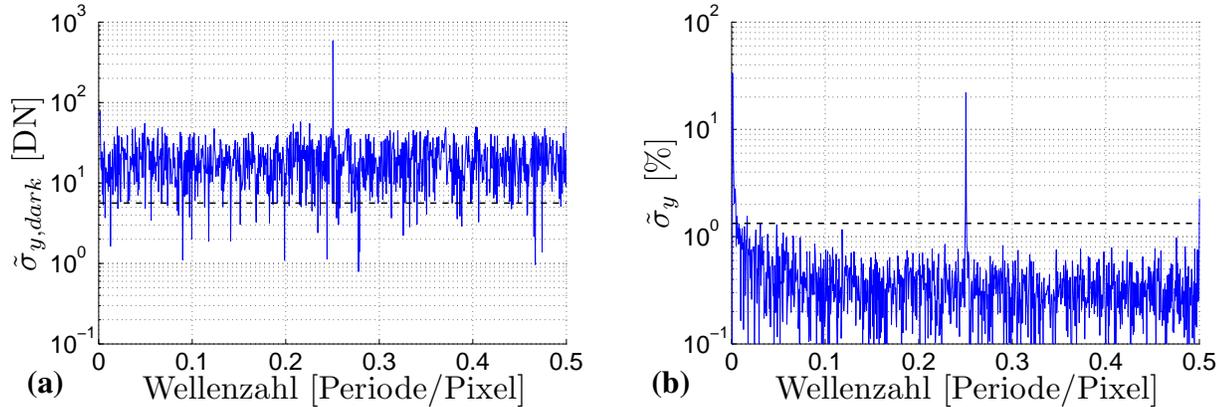


Abb. 2.13: Charakterisierung der räumlichen Inhomogenitäten für BASLER SPL2048-70KM **a)** im Dunkelbild und **b)** im Bild bei 50 % der Sättigung anhand eines horizontalen Spektrogramms; Auf der Ordinate sind **a)** das räumliche Rauschen des Dunkelbildes $\tilde{\sigma}_{y,dark}$ und **b)** das relative räumliche Rauschen $\tilde{\sigma}_y/\mu_y$ aufgetragen; Die horizontalen gestrichelten Linien symbolisieren das zeitliche Rauschen $\sigma_{y,dark}$ bzw. σ_y (optionaler Bestandteil des EMVA 1288).

deutlich zu erkennen, dass das räumliche Rauschen im Dunkelbild größer als das zeitliche Rauschen ist. Dies ist für CMOS-Sensoren nicht ungewöhnlich und ist meistens bereits mit dem Auge sichtbar. Die Ursache hierfür sind Ungleichmäßigkeiten in den pixel-eigenen Verstärkern (in der CMOS-Struktur), die durch Schwankungen in der Produktion verursacht werden.

Die Werte für $DSNU_{1288}$ und $PRNU_{1288}$ ergaben sich nach den Gleichungen (2.14) bzw. (2.38).

Charakterisierung der defekten Pixel.

Für die Charakterisierung der defekten Pixel wird auf das Bild \bar{Y}_{50} ein Hochpassfilter angewandt, um großräumige Grauwertänderungen, die u.U. durch die Lichtquelle verursacht sein könnten, zu unterdrücken. Für die Auswertung werden also die Bilder \bar{Y}'_{50} und \bar{Y}'_{dark} verwendet, die sich nach den Gleichungen (2.40) und (2.41) ergeben. Im EMVA Standard 1288 [35] wird im Anhang C.5 gezeigt, dass dieser Hochpass nur einen Teil des weißen Rauschens unterdrückt. Das Rauschen beträgt nach dem Anwenden des Filters in diesem Fall 80 % des tatsächlichen Wertes. Deshalb wird das gemessene räumliche Rauschen $\tilde{\sigma}_y$ mit einem Faktor $1/0,8$ multipliziert. Darüber hinaus werden die ersten und die letzten zwei Pixel ausgelassen, da die Filterung an diesen Stellen nicht richtig funktioniert. In Abb. 2.14 sind die über 128 Zeilen gemittelte Grauwerte

$$\bar{y}'_{dark} = \frac{1}{128} \sum_{j=1}^{128} \bar{y}'_{dark}[i,j] \quad \text{und} \quad (2.48)$$

$$\bar{y}'_{50} = \frac{1}{128} \sum_{j=1}^{128} \bar{y}'_{50}[i,j] \quad (2.49)$$

im Grauwertbereich zwischen $-3\tilde{\sigma}$ und $3\tilde{\sigma}$ dargestellt.

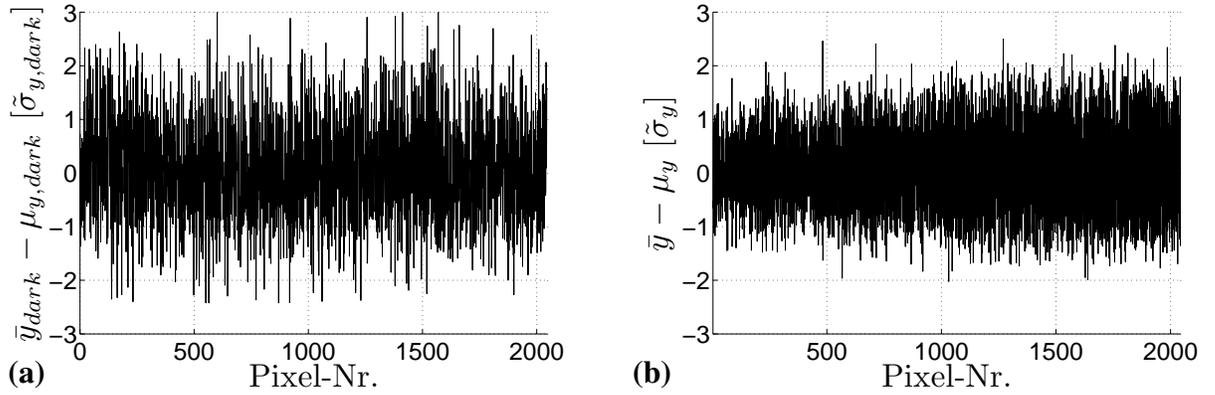


Abb. 2.14: **a)** Das Dunkelbild \bar{y}''_{dark} und **b)** das Bild bei 50% der Sättigung \bar{y}''_{50} für BASLER SPL2048-70KM im Grauwertbereich $[-3\tilde{\sigma}, 3\tilde{\sigma}]$.

Für die Histogramme wurden 256 äquidistante Intervalle in dem entsprechenden Grauwertbereich y_{\min} und y_{\max} verwendet. Die Histogramme sind in der halblogarithmischen Darstellung in Abb. 2.15 gezeigt. Mit einer gestrichelten Linie ist eine Normalverteilung mit dem Mittelwert Null und der gemessenen räumlichen Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{y,\text{dark}}$ bzw. $\tilde{\sigma}_y$ eingezeichnet. Für das DSNU ist die Abszisse in den Einheiten der Grauwerte DN, für das PRNU als die relative Abweichung von dem Mittelwert $\Delta y/\mu_y$ in Prozent dargestellt. Die Teilung der Grauwerte in Abb. 2.15b in zwei Bereiche wird nach dem Untersuchen der spezifischen Sensitivität pixelweise (in Kap. 2.4.2) verständlich.

Die Größen DSNU_{1288} und PRNU_{1288} können hier ebenfalls aus dem berechneten räumlichen Rauschen nach Gl. (2.14) bzw. (2.38) berechnet werden.

Ergebnisse der Dunkelstrom-Vermessung.

Für die Messung des Dunkelstroms wurden 6 äquidistant verteilte Belichtungszeiten mit der maximalen Belichtungszeit von $250\ \mu\text{s}$ verwendet. Im Gegensatz zu den Varianzen $\sigma_{y,\text{dark}}^2$ zeigten die mittleren Grauwerte $\mu_{y,\text{dark}}$ keine eindeutig lineare Abhängigkeit von der Belichtungszeit. Deshalb wurde $\sigma_{y,\text{dark}}^2$ als Funktion der Belichtungszeit t_{exp} mit einer linearen Funktion gefittet (siehe Gl. (2.11)). Die Steigung in der linearen Relation ist der Dunkelstrom mit den Einheiten DN/s. Die Messung ergab

$$\mu_c = 18,35 \pm 0,04 \text{ DN/ms} . \quad (2.50)$$

Mithilfe des Gesamtsystem-Verstärkungsfaktors K kann der Dunkelstrom in die Einheiten e^-/s mit μ_c/K konvertiert werden und betrug

$$\mu_c = 57,87 \pm 0,14 \text{ e}^-/\text{ms} . \quad (2.51)$$

Der Fehler stammt dabei aus der linearen Regression. Die Zeit für die Selbstsättigung lag also im Bereich von

$$t_{\text{sat}} \approx 4095 \text{ DN}/\mu_c \approx 200 \text{ ms} . \quad (2.52)$$

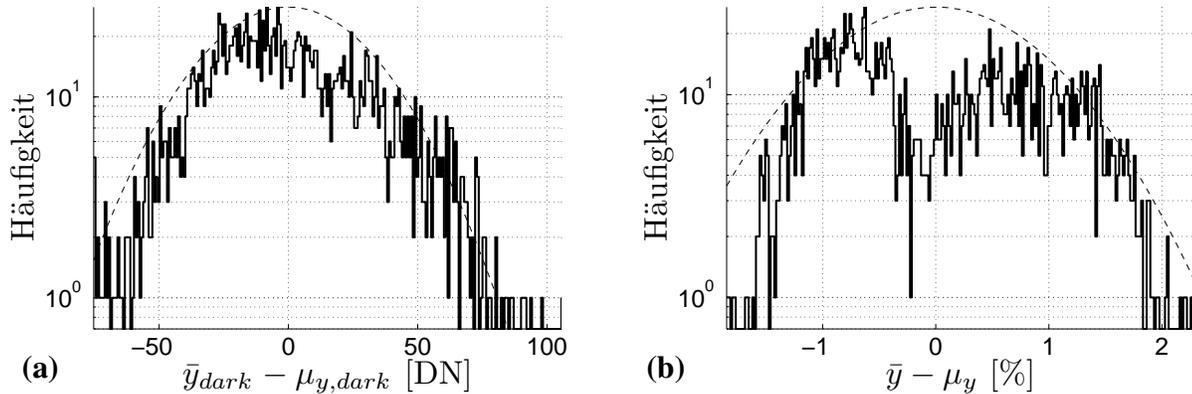


Abb. 2.15: Statistik zu den defekten Pixeln von BASLER SPL2048-70KM als logarithmische Histogramme **a)** des Dunkelbildes \bar{Y}'_{dark} und **b)** des Bildes bei 50 % der Sättigung \bar{Y}'_{50} ; Die gestrichelten Linien symbolisieren eine Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert Null und der berechneten Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{y,\text{dark}}$ bzw. $\tilde{\sigma}_y$ (Bestandteil des EMVA 1288).

Dies überschreitet jedoch deutlich die maximal einstellbare Belichtungszeit von 998 μs .

Ergebnisse der spektralen Vermessung.

Für die spektrale Vermessung mit der in Kap. 2.3.2 beschriebenen Apparatur wurde die Kamera in der im vorherigen Kapitel beschriebenen Konfiguration eingesetzt. Da die Diagonale des Sensors $D' = 20,48 \text{ mm}$ und der Durchmesser der definierenden Blende (B1) $D = 18 \text{ mm}$ (siehe Kapitel 2.3.2) beträgt, wurde die von EMVA 1288 geforderte Bedingung $D' < D$ nicht erfüllt. Aufgrund der Inhomogenität in der Beleuchtung, wie es in Kap. 2.3.2 beschrieben wurde, wurden aber nur die Pixel im Radius von 1,71 mm (von der Mitte des Sensors) für die Auswertung verwendet. Mit der Größe eines Pixels von $10^2 \mu\text{m}^2$ ergibt sich der geeignete Pixelbereich zu [853 ... 1195].

Es wurden ebenfalls jeweils 10 äquidistante Beleuchtungsstufen/Belichtungszeiten verwendet. Die maximale Belichtungszeit wurde so eingestellt, dass bei $\lambda \approx 500 \text{ nm}$ der mittlere Grauwert μ_y noch geringfügig unterhalb der Sättigung lag. Die restlichen Belichtungszeiten wurden äquidistant zwischen Null und dieser maximalen Belichtungszeit verteilt.

Die Antwort der Kamera $R'(\lambda)$ in den Einheiten [DN/s] wurde als Steigung in der linearen Relation

$$\mu_y(\lambda) - \mu_{y,\text{dark}}(\lambda) = R'(\lambda) \cdot t_{\text{exp}} \quad (2.53)$$

aus dem gemessenen mittleren Grauwert $\mu_y(\lambda)$ und dem entsprechenden mittleren Dunkelsignal $\mu_{y,\text{dark}}(\lambda)$ anhand eines Fits bestimmt. Die spezifische Sensitivität kann aus R' mit der Kalibrierung der Photonenflussdichte $E_{p,\text{cal}}(\lambda)$, dem Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K und der Pixelfläche A nach Gl. (2.46) berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abb. 2.16 dargestellt. Dabei wurde keine Glättung angewandt, da es keine ungewöhnlichen Schwankungen gab. Die drei während der radiometrischen Vermessung berechneten Werte für die Quantenausbeute sind in dieser Abbildung

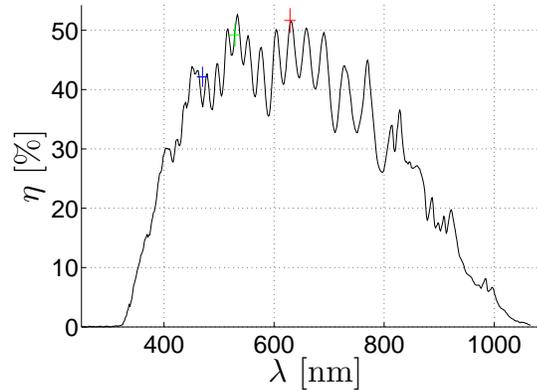


Abb. 2.16: Quantenausbeute der BASLER SPL2048-70KM als Ergebnis der spektralen Vermessung: In blau, grün und rot sind Messung aus der radiometrischen Vermessung mit den entsprechenden Fehlern bzw. FWHM dargestellt. Es wurde keine Glättung angewandt (Bestandteil des EMVA 1288).

ebenfalls mit den entsprechenden Fehlern bzw. FWHM eingezeichnet. Hier sind die in Kap. 2.2 beschriebenen Schwankungen in der Quantenausbeute, die für ein Mehrschichtsystem typisch sind, deutlich zu erkennen. Solche Strukturen treten häufig bei CMOS-Sensoren auf, da diese meistens mehr Materialschichten auf der Oberfläche aufweisen als CCD-Sensoren. Außerdem ist im Vergleich der kontinuierlichen Kurve mit den drei Einzelmessungen aus dem radiometrischen Aufbau deutlich zu erkennen, dass die Bandbreite der LEDs größer als die des spektralen Aufbaus ist. Die Einzelmessungen stellen die im Wellenlängenbereich \pm FWHM gemittelte Quantenausbeute dar.

Pixelweise Auswertung der spezifischen Sensitivität.

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, funktioniert die Charakterisierung der Inhomogenitäten bei einer Zeilenkamera nicht besonders gut. Aus diesem Grund wurde die spezifische Sensitivität nicht aus den gemittelten Grauwerten μ_g sondern für jedes Pixel separat durchgeführt. Hierzu wurde bei jeder der 200 Beleuchtungsstufen (im radiometrischen Aufbau) über 400 Bilder gemittelt. Analog zu der Charakterisierung der Sensitivität wurden die mittleren Grauwerte jedes Pixels als Funktion der Photonenzahl mit einer linearen Funktion gefittet, so dass sich für jedes Pixel die spezifische Sensitivität berechnet werden konnte. Die Auswertung (Photon-Transfer-Plot) wurde für jedes Pixel durchgeführt. Die Variation des Gesamtsystem-Verstärkungsfaktors K von Pixel zu Pixel entsprach einer Gauß-Verteilung mit der Standardabweichung $\sigma_K = 0,005 \text{ DN/e}^-$ und wird hier deshalb nicht gezeigt. Außerdem wurden aus den spezifischen Sensitivitäten $R[i]$ (siehe Abb. 2.17) PRNU-Korrekturfaktoren für jedes Pixel i

$$C_{\text{PRNU}}[i] = \left(\frac{R[i]}{\mu_R} \right)^{-1} \quad (2.54)$$

mit der über alle Pixel gemittelten spezifischen Sensitivität μ_R berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 2.18 dargestellt. Diese Korrekturfaktoren werden bei der Bestimmung der Lumineszenzlebensdauer eingesetzt.

Parameter		Bemerkungen
η	0,419	bei $\lambda = 470 \text{ nm}/20 \text{ nm}$
	0,485	bei $\lambda = 529 \text{ nm}/20 \text{ nm}$
	0,521	bei $\lambda = 629 \text{ nm}/20 \text{ nm}$
$1/K$	$3,153 \text{ e}^-/\text{DN}$	
σ_{dark}	$6,3 \text{ DN}, 20 \text{ e}^-$	
DSNU_{1288}	$31,3 \text{ DN}, 99 \text{ e}^-$	
SNR_{max}	$111:1, 40,9 \text{ dB}, 6,8 \text{ bits}$	
$1/\text{SNR}_{\text{max}}$	$0,90 \%$	
PRNU_{1288}	$1,15 \%$	
F (dunkel)	$3,00$	
F (50 %)	$1,45$	
LE	$0,13 \%$	bei $\lambda = 470 \text{ nm}/20 \text{ nm}$
	$0,28 \%$	bei $\lambda = 529 \text{ nm}/20 \text{ nm}$
	$0,36 \%$	bei $\lambda = 629 \text{ nm}/20 \text{ nm}$
$\mu_{e,\text{min}}, \mu_{p,\text{min}}$	$20 \text{ e}^-, 42 \text{ p}$	bei $\lambda = 529 \text{ nm}/20 \text{ nm}$
$\mu_{e,\text{sat}}, \mu_{p,\text{sat}}$	$12\,325 \text{ e}^-, 25\,432 \text{ p}$	bei $\lambda = 529 \text{ nm}/20 \text{ nm}$
DR	$602:1, 55,6 \text{ dB}, 9,2 \text{ bit}$	
μ_c	$18,35 \pm 0,04 \text{ DN/ms}$	
	$57,87 \pm 0,14 \text{ e}^-/\text{ms}$	
t_{sat}	$\approx 200 \text{ ms}$	
T_{double}	—	nicht durchgeführt

Tab. 2.4: Liste aller Parameter gemäß EMVA 1288 für BASLER SPL2048-70KM (Bestandteil des EMVA 1288).

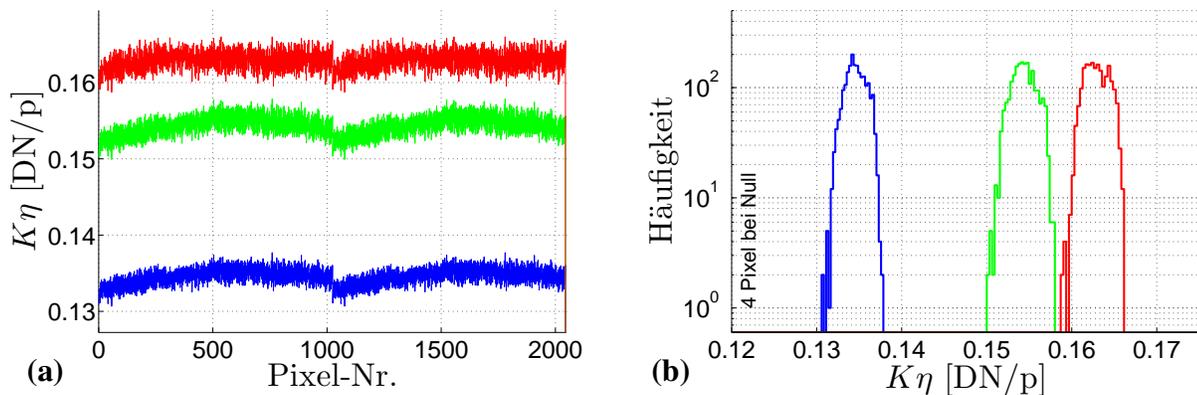


Abb. 2.17: Spezifische Sensitivität $K\eta$ der BASLER SPL2048-70KM **a)** für jedes Pixel und **b)** als Histogramm für die drei Wellenlängen 470 nm, 529 nm und 629 nm.

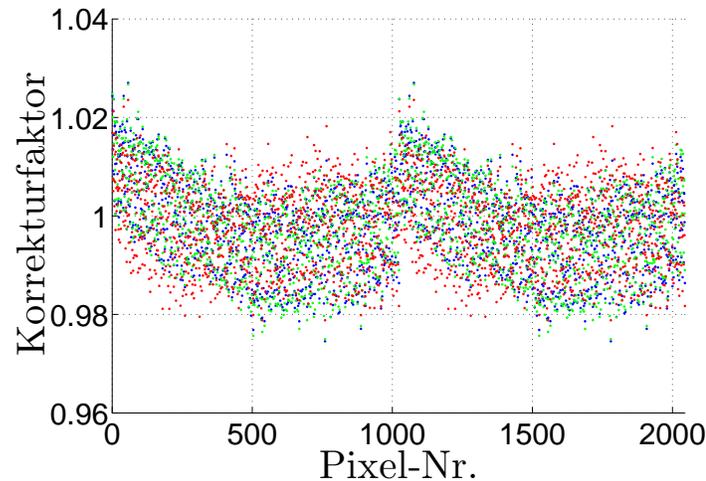


Abb. 2.18: PRNU-Korrektur-Faktoren C_{PRNU} für jedes Pixel der BASLER SPL2048-70KM.

2.4.3 Verifikation anhand der simulierten Daten

Um die verwendeten Algorithmen zu verifizieren, wurden sie auf simulierte Daten angewandt. Hierzu wurden von Bernd Jähne im Rahmen des EMVA 1288 – Komitees simulierte Daten zur Verfügung gestellt. Die Daten wurden für eine 12 bit Kamera mit einer Auflösung von 640×480 Pixeln, einer Quantenausbeute $\eta = 0,5$ und mit einer geringfügig nicht-linearen Sensorkennlinie simuliert. Der mittlere dunkle Grauwert wurde auf $\mu_{y,\text{dark}} = 29,4 \text{ DN}$, der Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor $K = 0,1 \text{ DN/e}^-$, das Dunkelrauschen $\sigma_{\text{dark}} = 30 \text{ e}^- = 3,0 \text{ DN}$ festgelegt.

Das DSNU hat das weiße räumliche Rauschen von $\tilde{\sigma}_{\text{white}} = 1,5 \text{ DN}$ und zwei sinusförmige Muster mit der Amplitude von $1,5 \text{ DN}$ und Frequenzen in horizontaler und vertikaler Richtung von $0,04 \text{ Perioden/Pixel}$ bzw. $0,2 \text{ Perioden/Pixel}$. 100 Defektpixel wurden zufällig im Bild verteilt, deren Grauwerte zw. 0 DN und 15 DN gleichverteilt sind.

Das PRNU hat das weiße räumliche Rauschen von $\tilde{\sigma}_{\text{white}} = 0,5 \%$. Zusätzlich wurde eine leicht inhomogene Beleuchtung mit einem quadratischen Abfall der Intensität zu den Rändern von 3% simuliert. 100 Ausreißer wurden ebenfalls zufällig im Bild verteilt, deren spezifische Sensitivität gleichmäßig zw. 70% und 100% verteilt ist.

Die Sensorkennlinie wurde nicht-linear nach der Gleichung

$$y' = y \cdot (1 - 0,02 \cdot (y/y_{\text{max}})^3) \quad (2.55)$$

mit $y_{\text{max}} = 4095$ modelliert.

Es wurden 50 äquidistante Beleuchtungsstufen mit $1659,66 \text{ p/Pixel}$ pro Stufe simuliert. Für die Auswertung wurden die selben Algorithmen verwendet, die bereits für BASLER SCA1400-17FM verwendet wurden. Ergebnisse der Auswertung sind im Folgenden dargestellt. Für die detaillierte Beschreibung der Auswertprozedur siehe Kap. 2.4.1.

Parameter		Parameter	
$\sigma_{y,\text{dark}}^2$ [DN ²]	9,078	$\mu_{y,\text{dark}}$ [DN]	29,4
Regressionsbereich [DN]	0 – 2772	Regressionsbereich [p/px]	0 – 56 428
Anzahl der Punkte	35	Anzahl der Punkte	35
σ_{reg} [DN ²]	2,1	σ_{reg} [DN]	3,1
(a) Steigung K [DN/e ⁻]	0,098	(b) Steigung $K\eta$ [DN/p]	0,049

Tab. 2.5: Regressionsparameter zur Bestimmung a) des Gesamtsystem-Verstärkungsfaktors und b) der spezifischen Sensitivität.

Sensitivität, Linearität und Rauschverhalten.

Aus dem Photon-Transfer-Plot in Abb. 2.19a wurde anhand eines linearen Fits der Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K bestimmt. Die Regressionsparameter sind in Tab. 2.5a aufgeführt. Hier ist zu erkennen, dass der berechnete Wert für K um 2 % von dem theoretischen Wert abweicht.

Aus der linearen Regression in Abb. 2.19c wurde die spezifische Sensitivität bestimmt. Die Regressionsparameter sind in Tab. 2.5b aufgeführt. Der berechnete Wert für die Quantenausbeute weicht um 1 % von dem theoretischen Wert ab.

Das Rauschen des Dunkelsignals $\sigma_{y,\text{dark}}^2$ entspricht dem theoretischen Wert (siehe Tab. 2.5a). Der berechnete Wert für das Dunkelrauschen σ_{dark} ist in Tab. 2.6 auf S. 51 aufgeführt und entspricht ebenfalls dem theoretischen Wert.

Inhomogenitäten DSNU und PRNU.

Aus dem vertikalen bzw. horizontalen Spektrogramm in Abb. 2.21 wurden die in der nachfolgenden Tabelle gezeigten Parameter berechnet.

		Dunkelmessung	50 % der Sättigung
σ_y		2,999 DN	0,705 %
$\tilde{\sigma}_y$	hor./vert.	2,128 DN / 2,128 DN	0,549 % / 0,549 %
$\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}$	hor./vert.	1,517 DN / 1,513 DN	0,544 % / 0,544 %

Der berechnete Wert für das weiße Rauschen $\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}$ weicht dabei maximal um 1,1 % von dem theoretischen Wert ab.

Charakterisierung der defekten Pixel.

In Abb. 2.20 sind die für die Charakterisierung der defekten Pixeln verwendeten Bilder und in Abb. 2.22 die entsprechenden Histogramme dargestellt. Im Dunkelbild (Abb. 2.22a) sind die Grauwerte zwischen 0 DN und 18 DN verteilt. In Abb. 2.22b ist eine Verteilung zwischen 75 % und 100 % erkennbar.

In Tab. 2.6 sind alle gemessenen und abgeleiteten Parameter zusammengefasst.

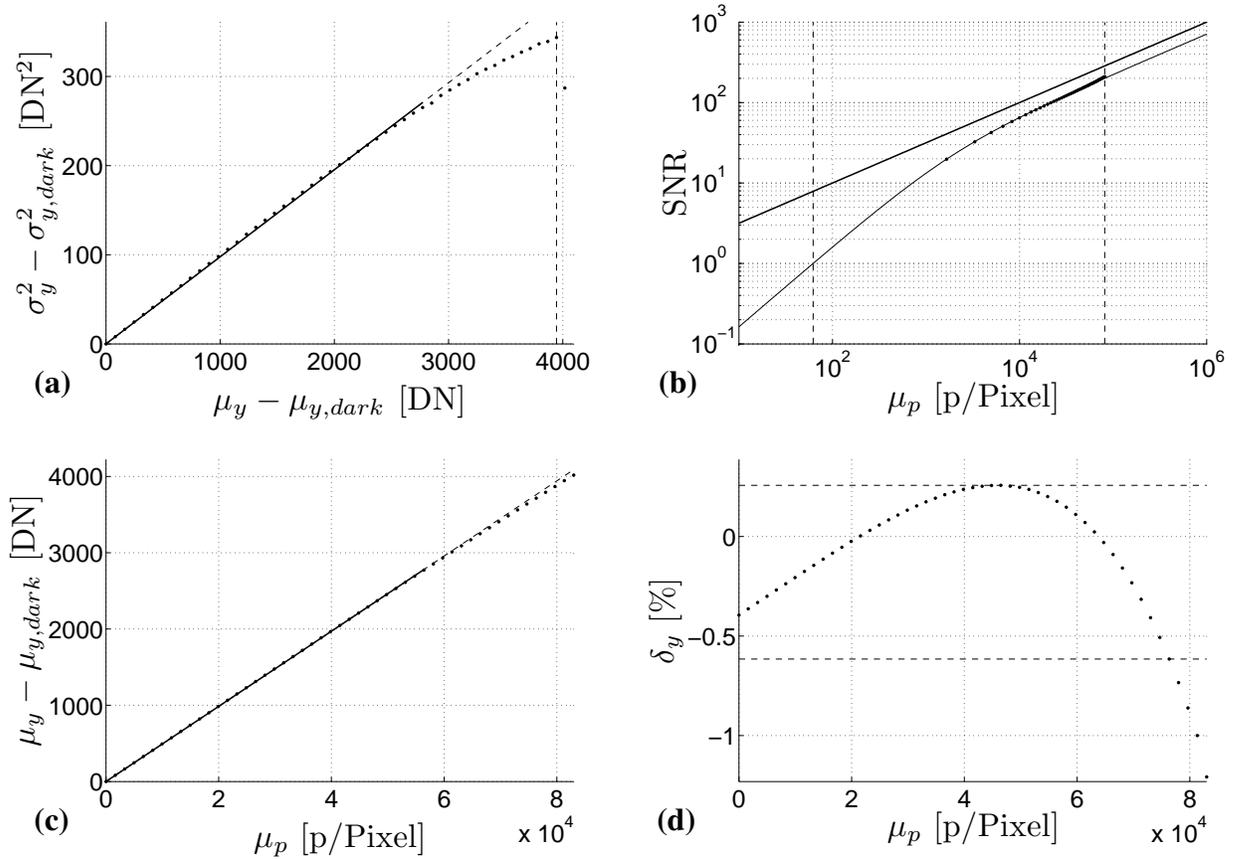


Abb. 2.19: Ergebnisse der Auswertung der simulierten Daten: **a)** Photon-Transfer-Plot; **b)** Signal-Rausch-Verhältnis; **c)** spezifische Sensitivität und **d)** die Verifikation der Linearität (a und b Bestandteil des EMVA 1288).

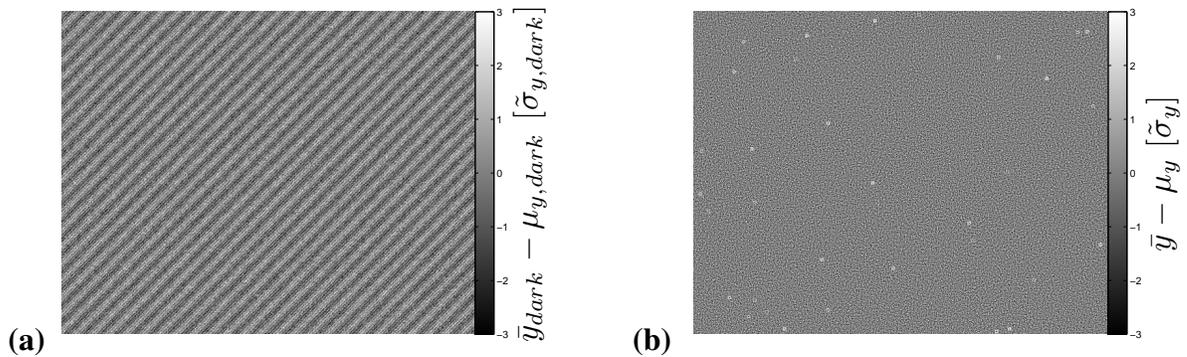


Abb. 2.20: **a)** Das Dunkelbild \bar{Y}'_{dark} und **b)** das Bild bei 50% der Sättigung \bar{Y}'_{50} für simulierte Daten kontrastverstärkt im Grauwertbereich $[-3\tilde{\sigma}, 3\tilde{\sigma}]$.

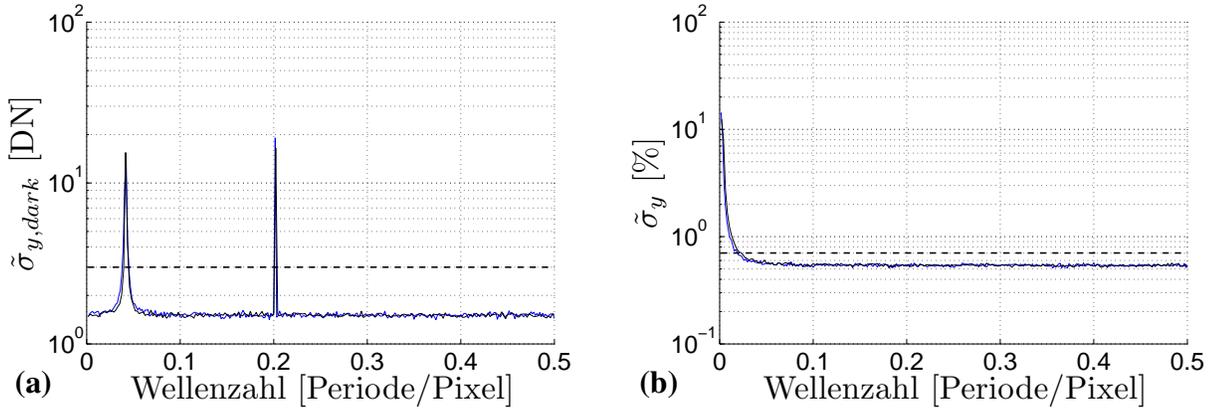


Abb. 2.21: Charakterisierung der räumlichen Inhomogenitäten für simulierte Daten: **a)** im Dunkelbild und **b)** im Bild bei 50 % der Sättigung anhand eines horizontalen (blau) und vertikalen (schwarz) Spektrogramms; Auf der Ordinate sind **a)** das räumliche Rauschen des Dunkelbildes $\tilde{\sigma}_{y,dark}$ und **b)** das relative räumliche Rauschen $\tilde{\sigma}_y/\mu_y$ aufgetragen; Die horizontalen gestrichelten Linien deuten das zeitliche Rauschen $\sigma_{y,dark}$ bzw. σ_y an (optionaler Bestandteil des EMVA 1288).

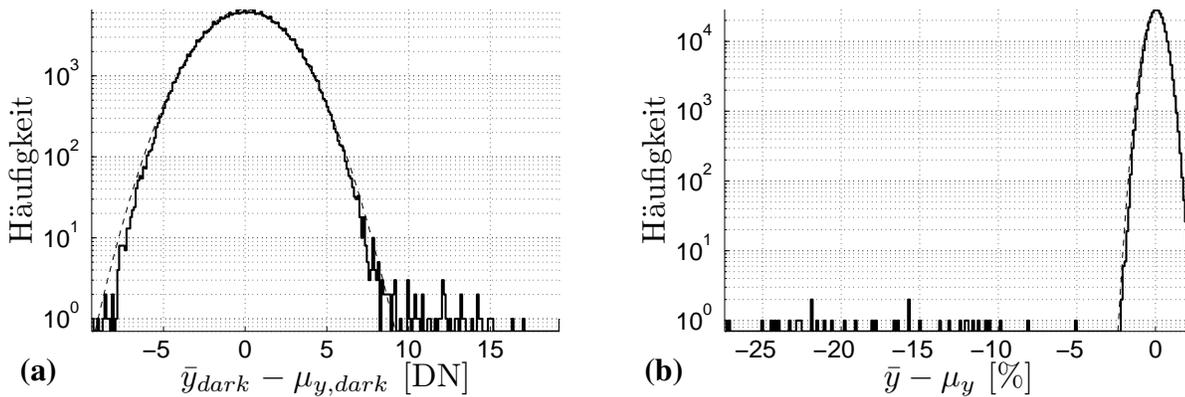


Abb. 2.22: Statistik zu den defekten Pixeln in den simulierten Daten als logarithmische Histogramme **a)** des Dunkelbildes \bar{Y}'_{dark} und **b)** des Bildes bei 50 % der Sättigung \bar{Y}'_{50} ; Die gestrichelten Linien deuten eine Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert Null und der berechneten Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{y,dark}$ bzw. $\tilde{\sigma}_y$ an (Bestandteil des EMVA 1288).

Parameter	
η	0,505
$1/K$	10,238 e ⁻ /DN
σ_{dark}	3,0 DN, 31 e ⁻
DSNU ₁₂₈₈	2,1 DN, 22 e ⁻
SNR _{max}	203:1, 46,1 dB, 7,7 bits
$1/\text{SNR}_{\text{max}}$	0,49 %
PRNU ₁₂₈₈	0,54 %
F (dunkel) hor./vert.	1.97/ 1.98
F (50 %) hor./vert.	1.02/ 1.02
LE	0,44 %
$\mu_{e,\text{min}}, \mu_{p,\text{min}}$	31 e ⁻ , 62 p
$\mu_{e,\text{sat}}, \mu_{p,\text{sat}}$	41 028 e ⁻ , 81 323 p
DR	1309:1, 62,3 dB, 10,4 bit

Tab. 2.6: Liste aller Parameter gemäß EMVA 1288 für simulierte Daten (Bestandteil des EMVA 1288).

Kapitel 3

Charakterisierung von Laufzeitkamarasystemen

Bildgebungsverfahren zur Bestimmung der Laufzeit eines Lichtsignals (engl. **Time-Of-Flight Imaging**) gehören neben Triangulation und Interferometrie zu den optischen berührungsfreien Entfernungsmesstechniken. Die Grundidee der Laufzeitmessverfahren ist die Bestimmung der Zeit, in der ein elektromagnetisches Signal die Entfernung von der Lichtquelle zum Objekt und wieder zum Detektor zurücklegt. In diesem Kapitel wird die Charakterisierung von phasenbasierten bzw. pulsbasierten Laufzeitkamaras beschrieben. Die Entfernung wird hier indirekt entweder aus der Phasenverschiebung eines periodisch modulierten Signals oder aus der Intensitätsinformation des ankommenden Lichtpulses bestimmt. In den nächsten zwei Abschnitten werden diese zwei Typen der Laufzeitkamaras vorgestellt, deren Charakterisierung und die spezifischen Probleme beschrieben.

Nach Kenntnis des Autors existieren keine standardisierten Prozeduren, die die Leistung von Laufzeitkamarasystemen charakterisieren oder die statistische Unsicherheit und die systematischen Fehler in der Entfernungsmessung zu den statistischen Eigenschaften des Sensor relativieren. Im Gegensatz zur konventionellen 2D-Bildgebung handelt es sich um ein System, bestehend aus einer Laufzeitkamera (mit Objektiv) und einer Lichtquelle. Eine standardisierte Charakterisierung kann also entweder sensor- oder systembasiert definiert werden. Bei der systembasierten Charakterisierung müssten zusätzliche Spezifikationen zur verwendeten Lichtquelle angegeben werden. Eine sensorbasierte einheitliche Charakterisierung ist auch insofern schwierig, da verschiedenen Kamerasysteme Beleuchtung unterschiedlicher Wellenlänge verwenden. Optional könnte die Spezifikation nach dem existierenden EMVA Standard 1288 für die einzelnen Rohkanäle (Grauwerte) durchgeführt werden. Solche Spezifikationen sind essentiell für die Entwicklung von Laufzeitsensoren und deren Modellierung [91].

Mit dieser Arbeit wird auf die Notwendigkeit einer standardisierten Beschreibung und Charakterisierung der Leistung einzelner Laufzeitkamarasysteme hingewiesen, die einen objektiven Vergleich der Systeme ermöglichen sollen. Die Definition eines Standards für Kamerasysteme, die Entfernungsbilder gewinnen, sollte alle bildgebenden Verfahren für die Entfernungsmessung umfassen, um einen objektiven Vergleich zu ermöglichen. Aus diesem Grund werden in diesem Kapitel sowohl phasenbasierte als auch pulsbasierte Laufzeitkamarasysteme untersucht.

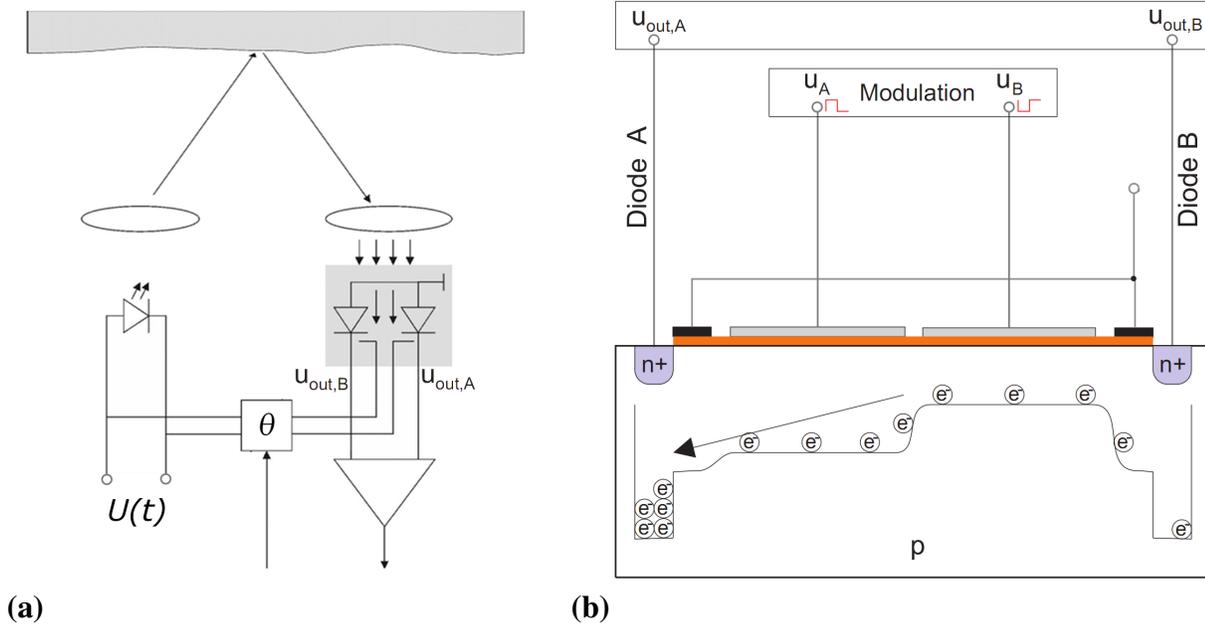


Abb. 3.1: Schematische Darstellung **a)** eines phasenbasierten Laufzeitkameranystems und **b)** eines Pixels (Lock-In-Pixel) dieser Laufzeitkamera (überarbeitet aus [89]).

3.1 Phasenbasierte Laufzeitkameranysteme

Im diesem Abschnitt wird die Charakterisierung der phasenbasierten Laufzeit-Messtechnik behandelt, die anhand von zwei Laufzeitkameranystemen, MESA IMAGING SR3101 und PMDTEC CAMCUBE 2, untersucht wurde. Einerseits wurde die Charakterisierung der Rohdaten nach den Methoden des EMVA Standards 1288 (soweit anwendbar) durchgeführt. Andererseits wurde das Rauschverhalten und räumliche Inhomogenitäten der Entfernungsinformation untersucht.

Im Folgenden wird das Funktionsprinzip näher erläutert. Bekannte systematische und statistische Fehler werden vorgestellt.

3.1.1 Funktionsprinzip

Das Funktionsprinzip der phasenbasierten Laufzeitkameranysteme basiert auf Arbeiten von Lange [66], Heinol [47], Justen [58] und Schneider [92] und kombiniert die Detektion des optischen Signals (CCD- oder CMOS-Technologie) und dessen Kreuzkorrelation mit dem elektronischen Referenzsignal (Lock-In Technik) auf der Sensorebene. Solch ein System besteht aus einer intensitätsmodulierten Lichtquelle und einer Laufzeitkamera mit den entsprechenden Optiken (siehe Abb. 3.1a). Das intensitätsmodulierte Licht legt die Strecken von der Lichtquelle zu einem Objekt zurück, wird reflektiert und anschließend von der Laufzeitkamera detektiert. Auf dem Sensor wird das Signal demoduliert. Die Laufzeitkamera ist durch ein Referenzsignal mit der Lichtquelle synchronisiert. Dieses Signal legt die Modulationsfrequenz fest. Auf der anderen Seite wird dieses Referenzsignal in jedem Pixel der Laufzeitkamera, dem so genannten Lock-In-Pixel (siehe Abb. 3.1b), zur Demodulation des Lichtsignals verwendet.

Die photoinduzierten Ladungsträger (hier Elektronen) werden mithilfe eines Potentialgradienten, der durch die Spannungen U_A und U_B gebildet wird, in die zwei Potentialtöpfe A und B geleitet. Der Potentialgradient ist ein periodisches Signal, dessen Frequenz der Lichtmodulationsfrequenz gleich ist. Man spricht hier von einer homodyn Messtechnik. Der Ablauf entspricht der Integration der Ladungen in den beiden Potentialtöpfen für jeweils die Hälfte der Modulationsperiode. Der zeitliche Verlauf des Potentialgradienten wird in dieser Arbeit mit der theoretischen Referenzfunktion $U(t, \theta)$ beschrieben. Die aus den zwei Photodioden A und B (Rohkanälen) gewonnen Signale werden Rohdaten genannt. Die typische Belichtungszeit liegt im ms-Bereich, d.h., dass die Ladung über mehrere Modulationsperioden integriert wird. Deshalb wird bei Laufzeitkamaras oft nicht von der Belichtungszeit, sondern von der Integrationszeit gesprochen.

3.1.2 Das theoretische Modell

Im Folgenden wird das theoretische Modell eines phasenbasierten Laufzeitsensors, das analog zu dem linearen Sensormodell des EMVA Standards 1288 definiert wird, beschrieben. Das Modell bezieht sich dabei auf nur ein Lock-In-Pixel. Es werden mathematische Grundlagen zur Sensitivität, Linearität, zum Rauschverhalten der Rohdaten und zu räumlichen Inhomogenitäten sowohl in den Roh- als auch in den Entfernungsdaten vermittelt. Außerdem wird das zeitliche Rauschverhalten der Entfernungsinformation beschrieben.

Sensitivität, Linearität und Rauschen in den Rohkanälen.

Die Beleuchtung eines phasenbasierten Laufzeitkamarasystems ist intensitätsmoduliert mit einer Frequenz ν_0 . Die Form kann dabei beliebig sein, wobei oft eine rechteck- oder sinusförmige Modulation verwendet wird. D.h., dass die Photonenflussdichte $E_p(t)$, die auf den Sensor trifft, zeitabhängig ist. Die Belichtungszeit t_{exp} , oder auch Integrationszeit, ist ein ganzzahliges Vielfaches der Modulationsperiode $t_0 = 1/\nu_0$. Somit ist die mittlere Anzahl der einfallenden Photonen μ_p , die während dieser Belichtungszeit auf ein Pixel mit der Fläche A treffen, ein Integral

$$\mu_p = A \int_{t=0}^{t_{\text{exp}}} E_p(t) dt . \quad (3.1)$$

Die zeitabhängige Photonenflussdichte erzeugt im Halbleiter eine zeitabhängige Elektronflussdichte $E_e(t)$ [$e^-/(s \cdot m^2)$] mit dem Quantenwirkungsgrad (Quantenausbeute) η :

$$E_e(t) = \eta E_p(t) . \quad (3.2)$$

Die Referenzfunktion $U(t, \theta)$ sei eine rechteckförmige, periodische Funktion, die durch die Treppenfunktion

$$U(t, \theta) = H(\sin(\omega_0 t - \theta)) = \begin{cases} 1 & \omega_0 t \in [\theta, \theta + \pi[, \\ 0 & \omega_0 t \in [\theta + \pi, \theta + 2\pi[, \end{cases} \quad (3.3)$$

beschrieben wird. Die mittlere Anzahl der photoinduzierten Elektronen in einem Potentialtopf ergibt sich schließlich als

$$\mu_{(\theta),e} = A \int_{t=0}^{t_{\text{exp}}} E_e(t) \cdot U(t, \theta) dt \quad (3.4)$$

$$= A\eta \int_{t=0}^{t_{\text{exp}}} E_p(t) \cdot U(t, \theta) dt \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

mit der Belichtungszeit t_{exp} , die ein ganzzahliges Vielfaches der Modulationsperiode $t_0 = 2\pi/\omega_0$ ist. Bei einer sinusförmigen Modulation ergibt sich ebenfalls eine sinusförmige Korrelationsfunktion. Für eine generalisierte Form des Modulationssignals ist die Korrelationsfunktion in [82] beschrieben. Bei einem Zwei-Potentialtopf-System, wie die in dieser Arbeit betrachteten Kamerasysteme, werden zwei Einstellungen für θ verwendet, die mit dem Index A ($\theta_A = 0^\circ$ für den Potentialtopf oder Rohkanal 1) und B ($\theta_B = \theta_A + 180^\circ$ für den Potentialtopf oder Rohkanal 2) angedeutet werden. Für die Summe der beiden mittleren Elektronenzahlen ergibt sich

$$\mu_{A,e} + \mu_{B,e} = \left(\int_{t=0}^{t_{\text{exp}}} E_p(t) \cdot U(t, \theta_A) dt + \int_{t=0}^{t_{\text{exp}}} E_p(t) \cdot U(t, \theta_B) dt \right) = A\eta \int_{t=0}^{t_{\text{exp}}} E_p(t) dt \stackrel{(3.1)}{=} \eta\mu_p. \quad (3.7)$$

Die Quantenausbeute ist also

$$\eta = \frac{\mu_{A,e} + \mu_{B,e}}{\mu_p}. \quad (3.8)$$

Außer den photoinduzierten Elektronen existiert eine gewisse Zahl an so genannten Dunkelektronen, deren Anzahl für jeden der beiden Potentialtöpfe prinzipiell unterschiedlich ist, $\mu_{A,\text{dark}}$ bzw. $\mu_{B,\text{dark}}$.

In der Kameraelektronik wird die gesamte akkumulierte Ladung in eine Spannung konvertiert, verstärkt und mit einem Analog-Digital-Konverter (ADC) in einen mittleren Grauwert konvertiert. Dieser Prozess wird als linear angenommen. Da die elektronischen Wege für die beiden Rohkanäle prinzipiell unterschiedlich sein können, hat jeder Rohkanal seinen eigenen Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor, K_A bzw. K_B . Schließlich ergibt sich für die lineare Relation zwischen dem mittleren Rohgrauwert und der mittleren Anzahl der Photonen zu:

$$\begin{aligned} \mu_{A,y} &= K_A(\mu_{A,e} + \mu_{A,\text{dark}}) = K_A\eta(\lambda)\mu_{A,p} + \mu_{A,y,\text{dark}} \\ &\text{und} \\ \mu_{B,y} &= K_B(\mu_{B,e} + \mu_{B,\text{dark}}) = K_B\eta(\lambda)\mu_{B,p} + \mu_{B,y,\text{dark}} \end{aligned} \quad (3.9)$$

mit der Photonenzahl $\mu_{A,p}$, die in der ersten Hälfte der Periode t_0 , und $\mu_{B,p}$, die in der zweiten Hälfte der Periode t_0 auf den Sensor fällt. Die spezifischen Sensitivitäten der beiden Rohkanäle $R_A(\lambda) = K_A\eta(\lambda)$ und $R_B(\lambda) = K_B\eta(\lambda)$ können also durch eine Messung der mittleren Grauwerte

$\mu_{A,y}$ bzw. $\mu_{B,y}$ in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl der einfallenden Photonen $\mu_{A,p}$ bzw. $\mu_{B,p}$ abgeschätzt werden. Dabei kann i.A. nur die Summe $\mu_p = \mu_{A,p} + \mu_{B,p}$ aus der Bestrahlungsstärke nach der Gleichung (2.2) berechnet werden. Außerdem kann anhand des Zusammenhangs die Linearität der Rohkanäle verifiziert werden.

Für das Modellieren des Rauschverhaltens wurde angenommen, dass es sich bei den Rauschquellen um (zeitlich und räumlich) normalverteiltes (weißes) und im weitesten Sinne stationäres Rauschen handelt. Nach den Gesetzen der Quantenmechanik fluktuiert die Anzahl der Elektronen gemäß der Poissonverteilung. Somit ist die Varianz gleich der mittleren Anzahl der akkumulierten Elektronen:

$$\sigma_{A,e}^2 = \mu_{A,e} \quad \text{und} \quad \sigma_{B,e}^2 = \mu_{B,e} . \quad (3.10)$$

Andere Rauschquellen, wie das Auslese- und Verstärkerrauschen, können wiederum für jeden Rohkanal unterschiedlich sein und werden zusammen mit dem durch die Ladungsschaukel verursachten Rauschen zum Dunkelrauschen $\sigma_{A,\text{dark}}^2$ bzw. $\sigma_{B,\text{dark}}^2$, das signalunabhängig und normalverteilt ist, zusammengefasst. Das Quantisierungsrauschen des ADC ist für die beiden Rohkanäle gleich und beträgt $\sigma_q^2 = \Delta^2/12 \text{DN}^2 = 1/12 \text{DN}^2$ [57], wobei $\Delta = 1$ die Höhe einer Quantisierungsstufe ist. Nach der Voraussetzung eines linearen Sensormodells und gemäß dem Gaußschen Gesetz der Fehlerfortpflanzung addieren sich die einzelnen Rauschquellen (Varianzen) zu dem Grauertrauschen. Zusammen mit den Gleichungen (3.9) und (3.10) ergeben sich hierfür die Relationen

$$\sigma_{A,y}^2 = K_A^2(\sigma_{A,e}^2 + \sigma_{A,\text{dark}}^2) + \sigma_q^2 = K_A(\mu_{A,y} - \mu_{A,y,\text{dark}}) + \underbrace{K_A^2\sigma_{A,\text{dark}}^2 + \sigma_q^2}_{\sigma_{A,y,\text{dark}}^2} \quad (3.11)$$

und

$$\sigma_{B,y}^2 = K_B^2(\sigma_{B,e}^2 + \sigma_{B,\text{dark}}^2) + \sigma_q^2 = K_B(\mu_{B,y} - \mu_{B,y,\text{dark}}) + \underbrace{K_B^2\sigma_{B,\text{dark}}^2 + \sigma_q^2}_{\sigma_{B,y,\text{dark}}^2} .$$

Die Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren K_A und K_B und das Dunkelrauschen, $\sigma_{A,\text{dark}}$ bzw. $\sigma_{B,\text{dark}}$, können für jeden Rohkanal getrennt bestimmt werden. Da nur die gesamte Anzahl der einfallenden Photonen bekannt ist, ergibt sich aus den Gleichungen (3.9)

$$\mu_p = \mu_{A,p} + \mu_{B,p} \quad (3.12)$$

$$= \frac{\mu_{A,y} - \mu_{A,y,\text{dark}}}{K_A\eta(\lambda)} + \frac{\mu_{B,y} - \mu_{B,y,\text{dark}}}{K_B\eta(\lambda)} \quad (3.13)$$

$$= \frac{1}{\eta(\lambda)} \left(\frac{\mu_{A,y} - \mu_{A,y,\text{dark}}}{K_A} + \frac{\mu_{B,y} - \mu_{B,y,\text{dark}}}{K_B} \right) \quad (3.14)$$

und daraus die Quantenausbeute als

$$\eta(\lambda) = \frac{1}{\mu_p} \left(\frac{\mu_{A,y} - \mu_{A,y,\text{dark}}}{K_A} + \frac{\mu_{B,y} - \mu_{B,y,\text{dark}}}{K_B} \right) . \quad (3.15)$$

Das Signal-Rausch-Verhältnis, als ein Maß für die Qualität des Signals, wird wiederum für A und B getrennt berechnet. Aus den Gleichungen (3.9) und (3.11) ergibt sich

$$\text{SNR}_A = \frac{\eta(\lambda)\mu_{A,p}}{\sqrt{\eta(\lambda)\mu_{A,p} + \sigma_{A,\text{dark}}^2 + \sigma_q^2/K_A^2}} \quad (3.16)$$

und analog für den Rohkanal B.

Die absolute Sensitivitätsschwelle kann für jeden Rohkanal nach Gl. (2.8) berechnet werden. Der Dunkelstrom ist prinzipiell für jeden Rohkanal unterschiedlich und kann aus dem Zusammenhang (2.10) oder (2.11) berechnet werden.

Räumliche Inhomogenitäten in den Rohkanälen.

Die in Kap. 2.3.1 beschriebenen Inhomogenitäten von 2D-Sensoren existieren auch bei den Rohdaten von Laufzeitsensoren. Das sind die großräumigen und periodischen Grauwertänderungen. Der in Gl. (2.12) definierte *Non-Whiteness-Faktor* F wurde bei Laufzeitkameras für das Dunkelbild und für ein Bild bei $50\% \cdot \mu_{A,y,\max}$ berechnet, da hier kein Sättigungsgrauwert μ_{sat} existierte (siehe Kap. 3.1.3). Defekte Pixel können analog für jeden Rohkanal getrennt charakterisiert werden. DSNU und PRNU können ebenfalls abhängig vom Rohkanal berechnet werden.

Systematische und statistische Fehler in der Entfernungsmessung.

Die Entfernungsinformation d wird aus der Phasenverschiebung φ im Lichtsignal nach

$$d = 2c \frac{\varphi}{\omega_0} \quad (3.17)$$

bestimmt, wobei c die Lichtgeschwindigkeit in der Luft ist. Da diese Entfernungsinformation direkt aus der Phasenverschiebung berechnet wird und die relativen Fehler gleich sind, kann stellvertretend eine Charakterisierung der Phasenverschiebung durchgeführt werden.

Bei der Demodulation des Signals gibt es drei Unbekannte: die Amplitude, der Offset im optischen Signal und die Phasenverschiebung des Signals. Das bedeutet, dass mindestens drei unabhängige Messpunkte notwendig sind. Phasenbasierte Laufzeitkamerasysteme nehmen aus Symmetriegründen vier Rohbilder auf¹:

$$\begin{aligned} \mathbf{Y}_{A'} \text{ und } \mathbf{Y}_{B'} & \text{ bei } \theta_{A'} = 0^\circ \text{ und } \theta_{B'} = \theta_{A'} + 180^\circ, \\ \mathbf{Y}_{A''} \text{ und } \mathbf{Y}_{B''} & \text{ bei } \theta_{A''} = 90^\circ \text{ und } \theta_{B''} = \theta_{A''} + 180^\circ. \end{aligned}$$

Für äquidistante Phasenlagen $\theta_{(n)} = 2\pi n/N$ ($n = 0, \dots, N-1$) ergibt sich die optimale Lösung im Sinne eines Kleinsten-Quadrat-Fits für jedes Pixel $[i, j]$ jeweils zu

$$\varphi[i, j] = \arg \left(\sum_{n=0}^{N-1} y_{(n)}[i, j] e^{-i\theta_{(n)}} \right), \quad (3.18)$$

$$I_{AC}[i, j] = \frac{2\pi}{N} \left\| \sum_{n=0}^{N-1} y_{(n)}[i, j] e^{-i\theta_{(n)}} \right\| \quad \text{und} \quad (3.19)$$

$$I_{DC}[i, j] = \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} y_{(n)}[i, j]. \quad (3.20)$$

¹Hier deutet die Schreibweise mit Apostrophen (A', B' usw.) den Bezug eines Rohgrauwerts auf eine bestimmte Phasenlage θ . Bisher war nur der Unterschied zwischen Rohgrauwerten A und B notwendig.

Die Herleitung der Gleichungen befindet sich in [82] oder [116], für eine rechteckförmige Modulation in [89]. Zu beachten ist an dieser Stelle, dass der maximal erreichbare Demodulationskontrast I_{AC}/I_{DC} durch die Belichtungszeit jedes Rohkanals bestimmt wird. Hier beträgt die Belichtungszeit für einen Rohkanal eine halbe Modulationsperiode. Dadurch ist der maximale Demodulationskontrast auf ca. 64 % beschränkt [89].

Für den Fall $N = 4$ ergeben sich einfache Gleichung für die Phasen-, Amplituden- und Offsetbilder:

$$\Phi = \arctan \left(\frac{Y_{B'} - Y_{A'}}{Y_{B''} - Y_{A''}} \right) \quad [\text{rad}] , \quad (3.21)$$

$$I_{AC} = \frac{2\pi}{2} \sqrt{(Y_{A'} - Y_{B'})^2 + (Y_{A''} - Y_{B''})^2} \quad [\text{DN}] , \quad (3.22)$$

$$I_{DC} = \frac{1}{2} (Y_{A'} + Y_{B'} + Y_{A''} + Y_{B''}) . \quad [\text{DN}] . \quad (3.23)$$

Das zu EMVA 1288 analoge Prinzip wurde auf die Charakterisierung der gemessenen Entfernungsinformation angewandt. Es ist i.A. schwierig ein lineares Modell für den Zusammenhang zwischen der realen Entfernung d_{real} und der gemessenen Entfernung d anzunehmen, da es eine Reihe systematischer Abweichungen gibt.

Die systematischen Abweichungen in der Entfernungsmessung (oder besser, der Phasenbestimmung) resultieren teilweise aus dem Messverfahren selbst. Der so genannte *Wiggling-Fehler* ist eine periodische Schwankung des gemessenen Entfernungssignals als Funktion der gemessenen Entfernung selbst. Das modulierte Lichtsignal ist in der Realität nicht ideal sinusförmig. Durch nur vier Abtastungen dieses Signals und die Benutzung der Formel (3.21) beeinflussen die höheren Harmonischen, die im Signal enthalten sind, die Bestimmung der Phasenverschiebung. Schmidt [89] zeigte, dass bspw. in einem rechteckförmigen Signal aufgrund einer Großzahl an höheren Harmonischen die Abweichung

$$\varphi_{\text{err,max}} = \varphi_{\text{Rechteck}} - \varphi_{\text{Sinus}} \approx \frac{4}{14} \cos(4\varphi) \quad (3.24)$$

beträgt und durch eine Fourier-Approximation mit nur vier Fourier-Moden korrigiert werden kann. Dieser Ansatz wurde auch in [77] verwendet. Andere Möglichkeiten sind die Verwendung von Lookup-Tabellen oder eine B-Spline-Approximation [71, 60]. Außerdem hängt die Amplitude des Wiggling-Fehlers mit der Linearität des Sensors zusammen [90].

Bei der Sättigung bzw. Unterbelichtung eines Pixels wird die Modulationsamplitude als zu klein gemessen. Dadurch wird auch die Phasenverschiebung falsch bestimmt. Dieser Fehler kann nur durch eine Detektion der Sättigung bzw. der Unterbelichtung für jedes Pixel getrennt korrigiert werden. Räumliche Inhomogenitäten in der Sättigung bzw. im Dunkelsignal erschweren diese Aufgabe zusätzlich.

Wie es in Kap. 2.2 beschrieben wurde, ist der Dunkelstrom temperaturabhängig. Durch Schwankungen in der Temperatur, ändern sich die Dunkelsignale in jedem Rohkanal des Pixels unterschiedlich stark. Diese Änderung beeinflusst nicht nur die Bestimmung der Amplitude, sondern auch der Phasenverschiebung. In diesem Fall wird oft von der thermischen Phasendrift gesprochen.

Durch Mehrfachreflexionen, die sich insbesondere bei kleinen Entfernungen zum Objekt bemerkbar machen, legt das Licht unterschiedliche Strecken zurück. Somit wird eine falsche Entfernung gemessen.

Für die Modellierung des zeitlichen Rauschens wurde das Ergebnis der theoretischen Untersuchung in [40] verwendet. Die zeitlichen Varianz der Phasenverschiebung σ_φ^2 kann aus dem Grauwertuschen σ_y^2 und der mittleren Modulationsamplitude $\mu_{I,AC}$ (nach Gl. (3.22)) berechnet werden:

$$\sigma_\varphi^2 = \frac{\sigma_y^2}{2\mu_{I,AC}^2}. \quad (3.25)$$

Hieraus ergibt sich für das Rauschen in der gemessenen Entfernung

$$\sigma_d^2 = \left(\frac{\partial d}{\partial \varphi}\right)^2 \sigma_\varphi^2 = \left(\frac{2c}{\omega_0}\right)^2 \sigma_\varphi^2 = \frac{2c^2}{\omega_0^2 \mu_{I,AC}^2} \sigma_y^2. \quad (3.26)$$

In [40] wurde das Grauwertuschen σ_y^2 für alle vier Rohbilder als gleich angenommen. Da dieses aber von dem Grauwert selbst abhängig ist und die vier Rohbilder unterschiedliche mittlere Grauwerte aufweisen, wurde für σ_y^2 in der Gleichung (3.26) das mittlere Rauschen verwendet. Somit ergab sich für das zeitliche Phasen- und Entfernungsrauschen

$$\sigma_\varphi^2 = \frac{1}{2\mu_{I,AC}^2} \left(\frac{\sigma_{A,y}^2 + \sigma_{B,y}^2 + \sigma_{A',y}^2 + \sigma_{B',y}^2}{4} \right), \quad (3.27)$$

$$\sigma_d^2 = \frac{2c^2}{\omega_0^2 \mu_{I,AC}^2} \left(\frac{\sigma_{A,y}^2 + \sigma_{B,y}^2 + \sigma_{A',y}^2 + \sigma_{B',y}^2}{4} \right). \quad (3.28)$$

Räumliche Inhomogenitäten in der Entfernungsmessung.

Auch in einem Entfernungs- bzw. Phasenverschiebungsbild können prinzipiell alle drei in Kap. 2.3.1 beschriebenen Arten von räumlichen Inhomogenitäten auftreten.

Die erste Art sind großräumige Variationen über den ganzen Sensor, die durch den Herstellungsprozess entstehen können. Solche Änderungen wurden bereits vor dieser Arbeit in der Phasenverschiebung bei MESA SR3000 beobachtet [89].

Die zweite Art der Inhomogenitäten sind periodische Strukturen, die durch die Elektronik in der Kamera verursacht werden. Solche Strukturen können in einem Spektrogramm analysiert werden. Hier könnte analog zu EMVA 1288 ein *Non-Whiteness*-Faktor F definiert werden:

$$F_\varphi = \frac{\tilde{\sigma}_\varphi^2}{\tilde{\sigma}_{\varphi,\text{white}}^2} \quad \text{bzw.} \quad F_d = \frac{\tilde{\sigma}_d^2}{\tilde{\sigma}_{d,\text{white}}^2}. \quad (3.29)$$

Die dritte Art der räumlichen Inhomogenitäten sind Defektpixel. Das sind einzelne Pixel oder Pixelgruppen, die eine deutliche Abweichung von der mittleren Entfernung bzw. Phasenverschiebung im Bild zeigen. Diese können in einem logarithmischen Histogramm (analog zu EMVA 1288) charakterisiert werden.

Die räumliche Varianz wird aus einem über (viele) L Messungen gemittelten Bild berechnet. Die gemessene Varianz $\tilde{\sigma}_{\varphi,\text{mess}}^2$ ist eine Summe aus dem räumlichen Rauschen $\tilde{\sigma}_{\varphi}^2$ und dem restlichen zeitlichen Rauschen σ_{φ}^2/L (und analog für die Entfernung):

$$\tilde{\sigma}_{\varphi,\text{mess}}^2 = \tilde{\sigma}_{\varphi}^2 + \sigma_{\varphi}^2/L . \quad (3.30)$$

Analog zu der in EMVA 1288 definierten Inhomogenität im Dunkelbild (DSNU) existiert in der Entfernungsmessung für jedes Pixel $[i,j]$ ein individueller Phasenversatz $\varphi_0[i,j]$, der u.a. durch unterschiedlich lange elektronische Wege zu den Pixeln verursacht wird. Somit kommen Trigger-signale für die Steuerung der Ladungsschaukel $U(t)$ zu leicht unterschiedlichen Zeiten bei den jeweiligen Pixeln an. Aber auch andere design-bedingte zeitliche Verzögerungen, die sich von Pixel zu Pixel unterscheiden, führen zu räumlichen Inhomogenitäten. Diese Art der Abweichungen ist meistens zeitlich konstant und kann leicht korrigiert werden. In [83] wurde eine Abhängigkeit des Phasenversatzes von der Belichtungszeit festgestellt. Diese lässt sich mit dem in dieser Arbeit angenommenen Sensormodell leicht erklären. Das Dunkelsignal $\mu_{y,\text{dark}}$ ist in jedem Rohkanal aufgrund der unterschiedlichen Dunkelströme unterschiedlich stark von der Belichtungszeit abhängig, da der Dunkelstrom der Proportionalitätsfaktor in dem linearen Zusammenhang (2.10) ist. Dadurch kommt es zu „verzerrten“ Signalen, woraus sich unterschiedliche Phasenverschiebungen ergeben. Diese Abweichung muss bei jeder Belichtungszeit gemessen und korrigiert werden. Der Phasenversatz kann nicht bei Entfernung $d_{\text{real}} = 0$ m gemessen werden, da dies technisch nicht möglich ist, nicht zuletzt aufgrund von bereits beschriebenen Nahfeldeffekten. Dieser Versatz wird gewöhnlich bei einer gewissen Entfernung zu einem planaren Target gemessen, die bei einer standardisierten Charakterisierung festgelegt werden muss. Andererseits kann aus einem einzigen über viele Aufnahmen gemittelten Entfernungsbild (analog zu einem Dunkelbild in EMVA 1288) der Phasenversatz nicht berechnet werden: Für seine exakte Bestimmung ist eine Messung bei mehreren Entfernungen notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Phasenversatz aus der Messung bei zwei Abständen berechnet und die entsprechende räumliche Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{\varphi,0}$ (bzw. $\tilde{\sigma}_{d,0}$) angegeben.

Analog zu den in EMVA 1288 eingeführten Inhomogenitäten in der spezifischen Sensitivität (PRNU) existieren bei Laufzeitsensoren Inhomogenitäten im Phasenverschiebungs- bzw. Entfernungsbild. Hierfür wurden nach der Korrektur des Phasenversatzes die relativen räumlichen Standardabweichungen $\tilde{\sigma}_{\varphi}/\mu_{\varphi}$ bzw. $\tilde{\sigma}_d/\mu_d$ angegeben.

Eine wichtige Frage bei einer standardisierten Charakterisierung der Inhomogenitäten ist, bei welcher Entfernung diese vermessen werden sollen. Dies kann bspw. entweder die maximale mögliche Entfernung, die durch den Hersteller angegeben wird, oder die Hälfte dieser Entfernung sein.

Bezüglich der Sensortheorie und Kalibrierung wurde bereits sehr viel geforscht, z.B. in [66, 59, 71, 84, 48, 40]. Die theoretische Antwort eines Laufzeitsensors für eine gegebene 3D-Szene und eine gegebene Korrelationsfunktion wurde in [61, 80] simuliert. Die vier Rohbilder wurden hier jedoch nicht untersucht. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Charakterisierung der spezifischen Sensitivität durch die Verwendung modifizierter Laufzeitkamarasysteme der MESA und PMD ermöglicht. Diese Systeme besitzen keine interne Filter und abnehmbare Beleuchtungsmodule. So war eine volle radiometrische und spektrale Charakterisierung möglich. Aufgrund der

technischen Eigenschaften der verwendeten Kameras wurde die Charakterisierung mit zwei unterschiedlichen experimentellen Aufbauten durchgeführt.

Die MESA SR3101 ist eine modifizierte Version der SR3000 mit der Auflösung von 176×144 Pixeln, die keinen Beleuchtungsmodul und keinen IR-Filter vor dem Sensor hat. Dies war eine Spezialanfertigung, die im Rahmen des FLICAM-Projektes für Voruntersuchungen verwendet werden sollte. Hierzu wurde eine zusätzliche Funktion zur Änderung der Modulationsfrequenz hinzugefügt. Die möglichen Werte für die Modulationsfrequenz sind: 20 MHz und $10 \text{ MHz}/n$ mit $n \in [1, 2, 3, \dots]$. Alle Charakterisierungen, die in diesem Kapitel beschrieben werden, wurden bei $\nu_0 = 20 \text{ MHz}$ durchgeführt. Die Pixelgröße ist $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ und die Belichtungszeit kann zwischen $200 \mu\text{s}$ und 51 ms eingestellt werden.

Die PMD CAMCUBE 2 beinhaltet zwei abnehmbare Beleuchtungsmodule. Für die Verwendung am HCI wurde die Kamera insofern modifiziert, dass sie ebenfalls keinen IR-Filter vor dem Sensor besaß. Die Pixelgröße ist $45 \mu\text{m} \times 45 \mu\text{m}$. Die Modulationsfrequenz ist fest bei 20 MHz und die Pixelauflösung ist 204×204 .

Beide Kameras besitzen die Eigenschaft den Gleichlichtanteil zu unterdrücken. Für PMD-Kamerasysteme wird diese Eigenschaft SBI² genannt. Das SBI initialisiert sich erst ab einem gewissen mittleren Grauwert in den Rohkanälen. Die radiometrischen und spektralen Vermessungen (mit der kontinuierlicher Beleuchtung) konnten deshalb nur im Bereich kleiner Grauwerte durchgeführt werden.

3.1.3 Radiometrische und spektrale Charakterisierung

Die radiometrische und spektrale Charakterisierungen der Rohkanäle beider Laufzeitkamarasysteme wurden, soweit es möglich war, gemäß EMVA 1288 durchgeführt. Auf Abweichungen vom Standard wird hingewiesen. Die Messapparaturen, die für die radiometrische und spektrale Vermessungen verwendet wurden, sind in Kap. 2.3.2 beschrieben. Die Photonenzahl μ_p wurde im radiometrischen Aufbau mit dem LED-Strom gesteuert.

Wegen des SBI in den beiden Kameras konnten die in diesem Kapitel beschriebenen Vermessungen nur im Bereich kleiner Grauwert durchgeführt werden. In SR3101 initialisiert sich das SBI bei $\mu_{A,y} \wedge \mu_{B,y} \approx 2200 \text{ DN}$ und in CAMCUBE 2 bei $\mu_{A,y} \approx 1900 \text{ DN} \wedge \mu_{B,y} \approx 2000 \text{ DN}$. Beide Kameras wurden mit der roten LED vermessen, da die Quantenausbeute in diesem Wellenlängenbereich am höchsten im Vergleich zu blau oder grün erwartet wurde.

Auswertemethoden.

Die Anzahl der Photonen bei der jeweiligen Beleuchtungsstufe wurde aus der LED-Kalibrierung $E_{p,\text{cal}}(629 \text{ nm}, c_{\text{LED}})$ als

$$\mu_p(629 \text{ nm}, c_{\text{LED}}) = E_{p,\text{cal}}(629 \text{ nm}, c_{\text{LED}}) \cdot A t_{\text{exp}} \quad (3.31)$$

berechnet, wobei A die Pixelfläche ist.

² engl.: suppression of backlight illumination; Dieses Akronym wird in dieser Arbeit für beide Kamerasysteme verwendet, um die genannte Eigenschaft anzudeuten, ohne dabei die Urheberrechte verletzen zu wollen.

Mit der kontinuierlichen Beleuchtung liefern die Rohbilder $Y_{A'}$ und $Y_{A''}$ (bzw. $Y_{B'}$ und $Y_{B''}$) dieselben Werte. Dies konnte auch experimentell nachgewiesen werden. Für die Auswertung wurden die Rohbilder $Y_{A'}$ und $Y_{B'}$ verwendet. In diesem Abschnitt werden diese deshalb ohne Apostrophe mit Y_A und Y_B bezeichnet. Bei jeder Beleuchtungsstufe wurden die mittleren Grauwert $\mu_{A,y}$ und $\mu_{B,y}$, die Grauwertvarianzen $\sigma_{A,y}^2$ und $\sigma_{B,y}^2$ aus zwei Aufnahmen, also $Y_{A,1}, Y_{B,1}$ und $Y_{A,2}, Y_{B,2}$, berechnet:

$$\mu_{A,y} = \frac{1}{2N_{\text{px}}} \sum_{ij}^{N_{\text{px}}} (y_{A,1}[i,j] + y_{A,2}[i,j]) \quad \text{und} \quad \mu_{B,y} = \frac{1}{2N_{\text{px}}} \sum_{ij}^{N_{\text{px}}} (y_{B,1}[i,j] + y_{B,2}[i,j]) . \quad (3.32)$$

Die mittleren Grauwerte $\mu_{A,y,\text{dark}}$ und $\mu_{B,y,\text{dark}}$ der Dunkelsignale wurden analog aus den entsprechenden Dunkelbildern berechnet. Die zeitliche Varianz der Grauwerte ergab sich zu:

$$\sigma_{A,y}^2 = \frac{1}{2N_{\text{px}}} \sum_{ij}^{N_{\text{px}}} (y_{A,1}[i,j] - y_{A,2}[i,j])^2 \quad \text{und} \quad \sigma_{B,y}^2 = \frac{1}{2N_{\text{px}}} \sum_{ij}^{N_{\text{px}}} (y_{B,1}[i,j] - y_{B,2}[i,j])^2 . \quad (3.33)$$

Die Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren K_A und K_B konnten mit Gl. (3.11) als Steigung in der linearen Relation

$$\sigma_{A,y}^2 = K_A \cdot (\mu_{A,y} - \mu_{A,y,\text{dark}}) + \sigma_{A,y,\text{dark}}^2 \quad \text{und} \quad \sigma_{B,y}^2 = K_B \cdot (\mu_{B,y} - \mu_{B,y,\text{dark}}) + \sigma_{B,y,\text{dark}}^2 \quad (3.34)$$

bestimmt werden. Der in EMVA 1288 definierte Sättigungsgrauwert $\mu_{y,\text{sat}}$ (und somit auch die Sättigungskapazität) konnte hier nicht bestimmt werden, da aufgrund des SBI dieser Wert nicht erreicht wurde. Hier wurden Grauwerte $\mu_{A,y,\text{max}}$ und $\mu_{B,y,\text{max}}$ definiert, bei denen sich die Kamera kurz vor dem Erreichen des SBI befindet. Für die lineare Regression wurden Messpunkte verwendet, die im Bereich 0 % - 70 % von $\mu_{A,y,\text{max}}$ lagen.

Die spezifischen Sensitivitäten sind nach Gl. (3.9) die Steigungen in den linearen Relationen

$$\mu_{A,y} = K_A \eta \cdot \frac{\mu_p}{2} + \mu_{A,y,\text{dark}} \quad \text{und} \quad \mu_{B,y} = K_B \eta \cdot \frac{\mu_p}{2} + \mu_{B,y,\text{dark}} . \quad (3.35)$$

Da in diesem Experiment die Lichtquelle nicht moduliert, sondern mit konstanter Intensität betrieben wurde, sind $\mu_{A,p}$ und $\mu_{B,p}$ gleich groß und betragen $\mu_p/2$. Die Quantenausbeute η ergibt sich schließlich aus der Division der spezifischen Sensitivität $R_A = K_A \eta/2$ bzw. $R_B = K_B \eta/2$ durch K_A bzw. K_B (beachte den Faktor 1/2 in Gegensatz zu R in EMVA 1288).

Das Dunkelrauschen $\sigma_{A,\text{dark}}$ bzw. $\sigma_{B,\text{dark}}$ der beiden Rohkanäle kann analog zu EMVA 1288 nach Gl. (2.25) für jeden der Rohkanäle mit den entsprechenden Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren bestimmt werden.

Mit Gl. (2.8) wurde die absolute Sensitivitätsschwelle, $\mu_{A,p,\text{min}}$ bzw. $\mu_{B,p,\text{min}}$, für jeden Rohkanal getrennt berechnet. Der Dynamikbereich DR konnte jedoch aufgrund des SBI nicht bestimmt werden.

Die gemessenen mittleren Grauwerte und die zeitlichen Varianzen wurden für die Berechnung des SNR nach

$$\text{SNR}_A = \frac{\mu_{A,y} - \mu_{A,y,\text{dark}}}{\sigma_{A,y}} \quad \text{und} \quad \text{SNR}_B = \frac{\mu_{B,y} - \mu_{B,y,\text{dark}}}{\sigma_{B,y}} \quad (3.36)$$

verwendet. Für das Signal-Rausch-Verhältnis nach dem theoretischen Modell ergab sich aus Gl. (3.16) für diesen Spezialfall mit der kontinuierlichen Beleuchtung

$$\text{SNR}_A = \frac{\eta(\lambda)\mu_{A,p}}{\sqrt{\eta(\lambda)\mu_{A,p} + \sigma_{A,\text{dark}}^2 + \sigma_q^2/K_A^2}} \quad (3.37)$$

$$= \frac{\eta(\lambda)\mu_p/2}{\sqrt{\eta(\lambda)\mu_p/2 + \sigma_{A,\text{dark}}^2 + \sigma_q^2/K_A^2}} \quad (3.38)$$

$$= \frac{\eta(\lambda)\mu_p}{\sqrt{2\eta(\lambda)\mu_p + 4\sigma_{A,\text{dark}}^2 + 4\sigma_q^2/K_A^2}} \quad (3.39)$$

und analog SNR_B .

Bei der Verifikation der Linearität des Rohkanals A wurden solche Messpunkte für die lineare Regression verwendet, die die Bedingung

$$0,05 \cdot \mu_{A,y,\text{max}} \leq \mu_{A,y} - \mu_{A,y,\text{dark}} \leq 0,95 \cdot \mu_{A,y,\text{max}} \quad (3.40)$$

erfüllten. Die Abweichungen der Messpunkte von der so bestimmten linearen Funktion $f_{A,\text{lin}}(\mu_p)$ ergaben sich als

$$\delta_{A,y}[i] = \frac{(\mu_{A,y}[i] - \mu_{A,y,\text{dark}}) - f_{A,\text{lin}}(\mu_p[i])}{0,9 \cdot (\mu_{A,y,\text{max}} - \mu_{A,y,\text{dark}})} \cdot 100 \quad [\%] \quad (3.41)$$

für jeden Messpunkt i . Für den Rohkanal B wurde analog verfahren.

Für die Charakterisierung der räumlichen Inhomogenitäten und der defekten Pixel wurde jeder Rohkanal analog zu Kap. 2.4.1 separat behandelt. Dunkelbilder $\bar{Y}_{A,\text{dark}}$, $\bar{Y}_{B,\text{dark}}$ und Bildern bei 50 % des Grauwerts $\mu_{A,y,\text{max}}$, $\bar{Y}_{A,50}$ und $\bar{Y}_{B,50}$, wurden über 400 Aufnahmen gemittelt.

Während der spektralen Vermessung befanden sich die Kameras in der selben Konfiguration, wie bei der radiometrischen Vermessung. Die Anzahl der Photonen pro Pixel wurde hier anhand der Belichtungszeit t_{exp} der Kamera variiert. Es wurden jeweils 10 äquidistante Belichtungsstufen/Belichtungszeiten verwendet. Die maximale Belichtungszeit wurde so eingestellt, dass bei $\lambda \approx 700 \text{ nm}$ (da hier das Maximum der Quantenausbeute erwartet wurde) der mittlere Rohgrauwert noch geringfügig unterhalb des SBI lag. Die restlichen Belichtungszeiten wurden äquidistant zwischen Null und dieser maximalen Belichtungszeit verteilt. Während der Vermessung wurden die mittleren Grauwerte $\mu_{A,y}(\lambda)$ und $\mu_{B,y}(\lambda)$ analog zu der radiometrischen Vermessung bei jeder eingestellten Wellenlänge λ aus zwei Aufnahmen nach Gl. (3.32) berechnet. Vor der eigentlichen Messung (bei ausgeschalteter Lichtquelle) wurden für jede Belichtungszeit entsprechende mittlere Dunkelsignale $\mu_{A,y,\text{dark}}(\lambda)$ und $\mu_{B,y,\text{dark}}(\lambda)$ bestimmt. Die Antwort der Kamera $R'(\lambda)$ in den Einheiten [DN/s] wurde anschließend als Steigung in der linearen Relation

$$\mu_{A,y}(\lambda) = R'_A(\lambda) \cdot t_{\text{exp}} + \mu_{A,y,\text{dark}}(\lambda) \quad \text{bzw.} \quad \mu_{B,y}(\lambda) = R'_B(\lambda) \cdot t_{\text{exp}} + \mu_{B,y,\text{dark}}(\lambda) \quad (3.42)$$

anhand eines Fits bestimmt. Die Quantenausbeute η konnte aus den Werten für R'_A und R'_B , der Kalibrierung der Photonenflussdichte $E_{p,\text{cal}}(\lambda)$ und der Pixelfläche A berechnet werden. Die Werte

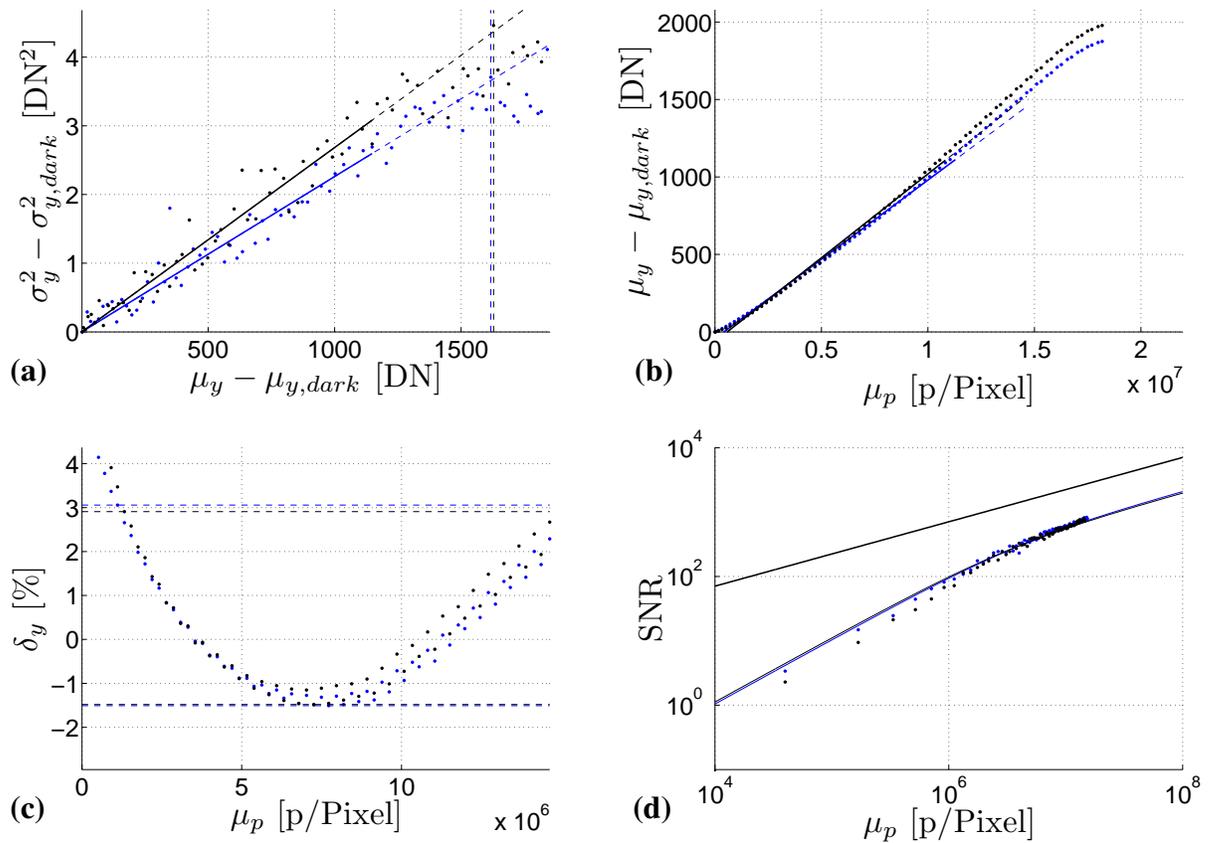


Abb. 3.2: Ergebnisse der radiometrischen Vermessung von PMD CAMCUBE 2: **a)** Photon-Transfer-Plot, **b)** die spezifische Sensitivität, **c)** Verifikation der Linearität und **d)** das Signal-Rausch-Verhältnis SNR. Die Daten des Rohwertes A sind in blau dargestellt, die des Rohwertes B in schwarz. Die durchgezogenen Linien beziehen sich auf die linearen Fits. Die durchgezogene schwarze Linie in (d) stellt das ideale $\text{SNR} = \sqrt{\mu_p/2}$ dar.

für Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren K_A und K_B wurden aus der radiometrischen Vermessung verwendet. Die Quantenausbeute ergab sich schließlich zu

$$\eta(\lambda) = \frac{1}{E_{p,cal}(\lambda) \cdot A} \cdot \left(\frac{R'_A(\lambda)}{K_A} + \frac{R'_B(\lambda)}{K_B} \right). \quad (3.43)$$

Ergebnisse für PMD CAMCUBE 2.

Die Kamera wurde ca. 20 Minuten vor der eigentlichen Messung in Betrieb genommen, damit sie während der Vermessung im thermischen Gleichgewicht ist. Die Umgebungstemperatur (in der Nähe des Aufbaus) wurde gemessen und lag bei 21,5 °C. Die Temperatur des Gehäuses wurde von außen mit einem guten thermischen Kontakt zum Temperaturfühler gemessen und betrug 31,9 °C.

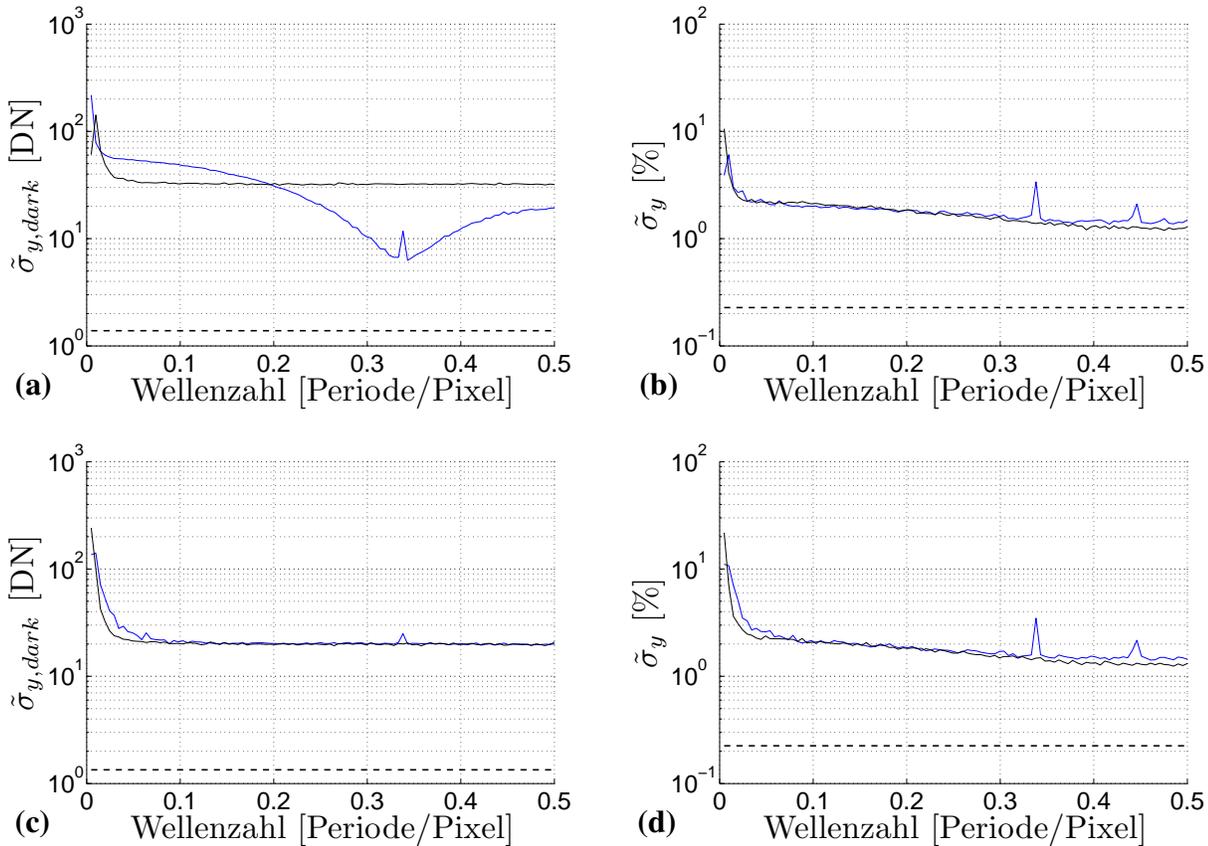


Abb. 3.3: Charakterisierung der räumlichen Inhomogenitäten für PMD CAMCUBE 2 im Dunkelbild (linke Spalte) und im Bild bei $50\% \cdot \mu_{A,y,\max}$ (rechte Spalte) für den Rohkanal A (obere Zeile) und Rohkanal B (untere Zeile) anhand eines horizontalen (blau) und vertikalen (schwarz) Spektrogramms; Auf der Ordinate sind in der linken Spalte das räumliche Rauschen des Dunkelbildes und in der rechten Spalte das relative räumliche Rauschen aufgetragen; Die horizontalen gestrichelten Linien symbolisieren entsprechende zeitliche Varianzen.

Eine Messreihe zur Charakterisierung der Sensitivität, Linearität und des Rauschverhaltens beinhaltete 200 äquidistante Datenpunkte/Beleuchtungsstufen, wobei die Beleuchtungsstärke mit dem LED-Strom c_{LED} variiert wurde. Die Aufnahmen wurden mit der roten LED durchgeführt, da hier eine im Vergleich zu blau und grün höhere Quantenausbeute erwartet wurde. Die Belichtungszeit wurde auf $t_{\text{exp}} = 12 \text{ ms}$ eingestellt.

In Abb. 3.2a sind die Messdaten des Rohkanals A (blau) und B (schwarz) in einem Photon-Transfer-Plot dargestellt. Mit den vertikalen gestrichelten Linien sind in dieser Abbildung die mittleren Grauwert $\mu_{A,y,\max}$ und $\mu_{B,y,\max}$ (manuell) markiert, bei denen sich die Kamera kurz vor dem Einsetzen des SBI befindet. Im Bereich $0\% - 70\%$ dieser Werte (dickere durchgezogene Linien) wurden die Messpunkte linear gefittet. Die Regressionsparameter sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

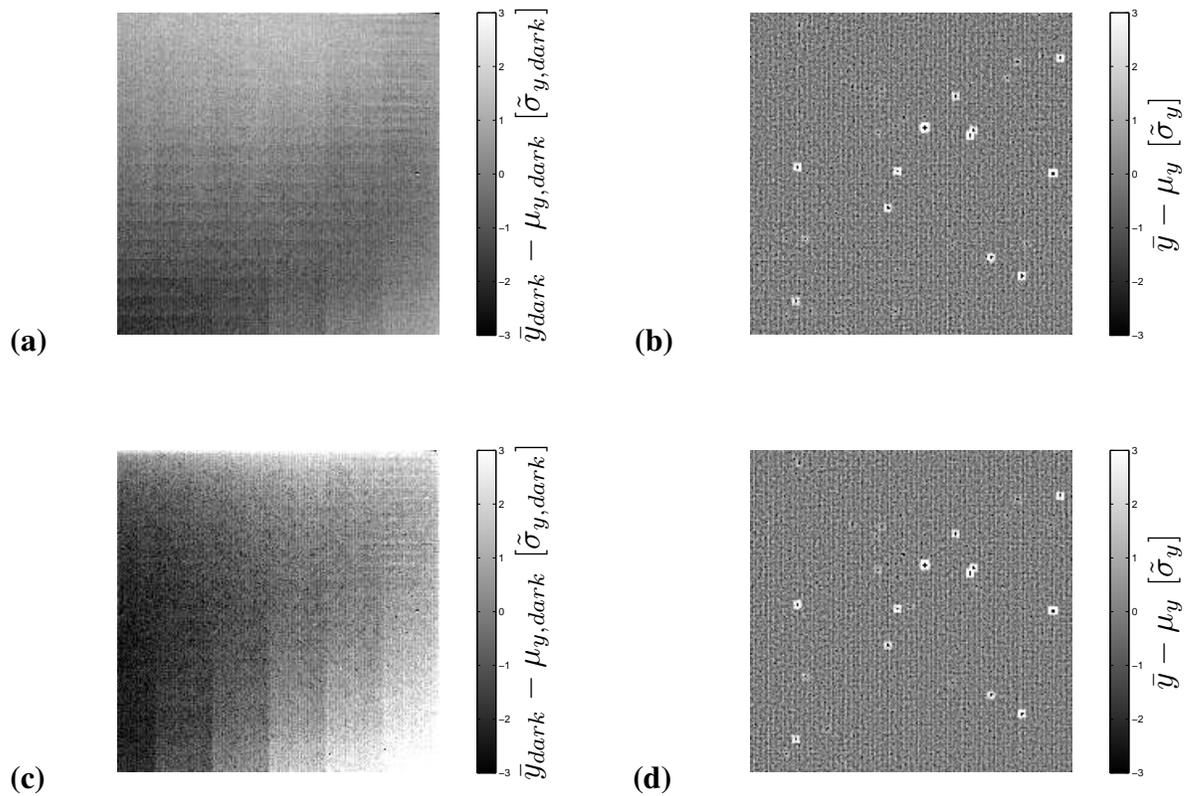


Abb. 3.4: Dunkelbilder $\bar{Y}'_{A,dark}$ und $\bar{Y}'_{B,dark}$ in der linken Spalte, Bilder $\bar{Y}'_{A,50}$ und $\bar{Y}'_{B,50}$ in der rechten Spalte für PMD CAMCUBE 2 kontrastverstärkt im Grauwertbereich $[-3\tilde{\sigma}, 3\tilde{\sigma}]$ mit den entsprechenden räumlichen Standardabweichungen $\tilde{\sigma}$.

Parameter	Rohkanal A	Rohkanal B
$\sigma_{y,dark}^2$ [DN ²]	0,480	0,464
Regressionsbereich [DN]	0 – 1148	0 – 1148
Anzahl der Punkte	51	49
σ_{reg} [DN ²]	0,2	0,2
Steigung K [DN/e ⁻]	$2,261 \cdot 10^{-3}$	$2,684 \cdot 10^{-3}$

Die Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren der beiden Rohkanäle unterscheiden sich hier deutlich voneinander und stimmen innerhalb der Fehlergrenzen von 4,1 % nicht überein. Die Werte für A/D-Konversionsfaktoren ($1/K$) sind in Tab. 3.2 auf S. 77 aufgelistet.

Aus der Abb. 3.2b wurde mit Gl. (3.35) die spezifischen Sensitivitäten bestimmt. Für die lineare Regression wurden die selben Messpunkte, wie bei der Bestimmung der Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren, verwendet. Nach EMVA 1288 muss dieser Fit durch den Nullpunkt gehen. Hier weicht jedoch der Verlauf bei kleinen Intensitäten deutlich von einer lineare Funktion ab. Deshalb wurde hier eine Gerade mit dem Offset ungleich Null gefittet. In der Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass diese Gerade einen negativen Offset aufweist. In der nachfolgenden Tabelle sind

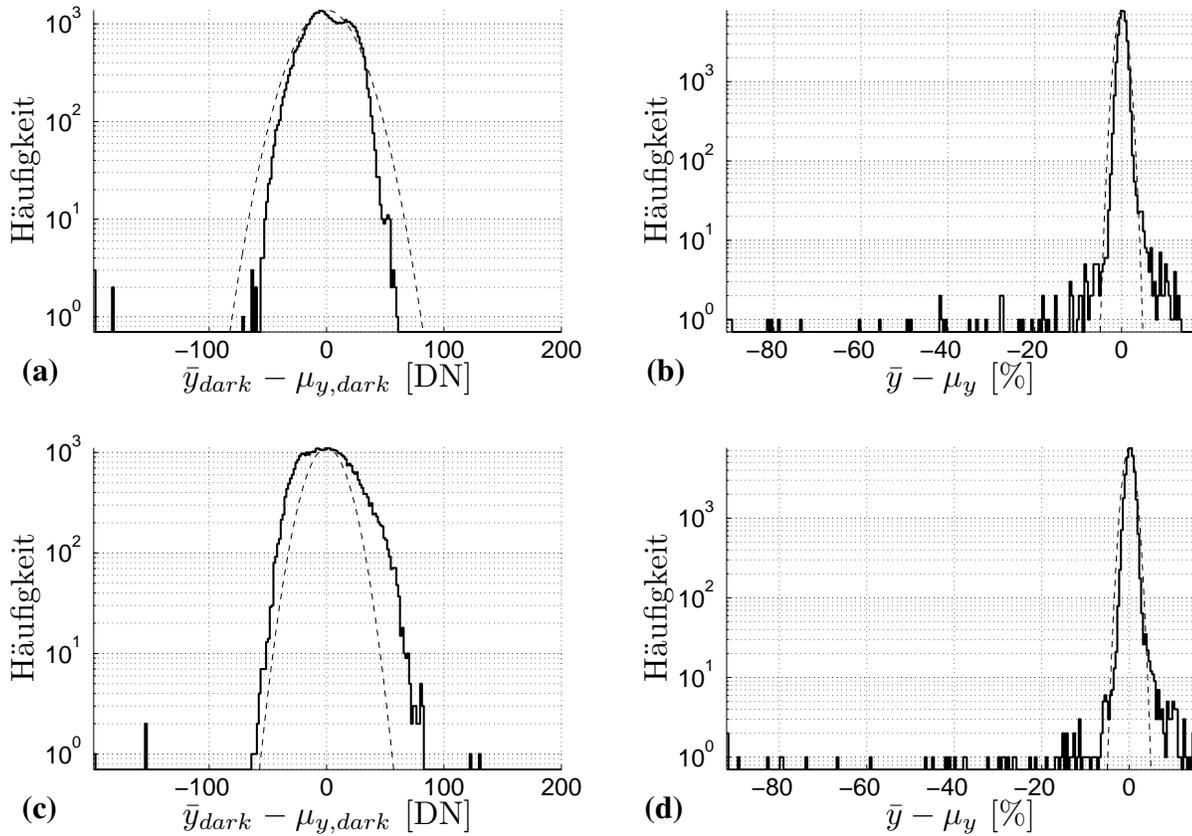


Abb. 3.5: Statistik zu den defekten Pixeln von PMD CAMCUBE 2 als logarithmische Histogramme der Dunkelbilder $\bar{Y}'_{A,dark}$ und $\bar{Y}'_{B,dark}$ in der linken Spalte, der Bilder $\bar{Y}'_{A,50}$ und $\bar{Y}'_{B,50}$ in der rechten Spalte; Die gestrichelten Linien symbolisieren eine Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert Null und den berechneten räumlichen Standardabweichungen. (In (a) befinden sich 3 Punkte bei -3700 DN.)

die Regressionsparameter aufgelistet.

Parameter	Rohkanal A	Rohkanal B
Dunkelsignal [DN]	4154,5	4145,2
Regressionsbereich [p/px]	$0 - 11,290 \cdot 10^6$	$0 - 10,819 \cdot 10^6$
Anzahl der Punkte	51	49
σ_{reg} [DN]	46,4	66,0
Steigung $K\eta/2$ [DN/p]	$1,023 \cdot 10^{-4}$	$1,082 \cdot 10^{-4}$
η	$(9,1 \pm 0,4)\%$	$(8,1 \pm 0,3)\%$

Die aus den spezifischen Sensitivitäten und den Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren berechneten Quantenausbeuten stimmen innerhalb der Messtoleranz nicht überein. Eine mögliche Erklärung ist eine unsymmetrische Referenzfunktion $U(t, \theta)$.

Anhand eines linearen Fits zwischen 5 % und 95 % des maximalen mittleren Grauwerts wurde die Linearität der Kennlinie verifiziert (siehe Abb. 3.2c). Die Abweichungen $\delta_{A,y}$ und $\delta_{B,y}$ (sie-

he Gl. (3.41)) liegen hier zwischen $-1,5\%$ und 3% . Bei der Aufnahme der Messpunkte wurden so verfahren, dass zunächst die ungeraden (199,197, ..., 1) und dann die geraden (0,2, ..., 200) Beleuchtungsstufen eingestellt wurden. Durch diese Reihenfolge der Messpunkte ist in der Abbildung eine leichte Drift in den Messdaten erkennbar, welche durch thermische Effekte verursacht wurde. Mit $\approx 0,5\%$ ist diese jedoch kleiner als die Messunsicherheit von $4,1\%$.

Die nach Gl. (3.36) berechneten Werte für SNR sind in Abb. 3.2d in der doppellogarithmischen Darstellung als blaue Punkte für den Rohkanal A und als schwarze Punkte für den Rohkanal B dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen den Verlauf des SNR nach dem linearen Sensormodell dar. Diese wurden nach der Gleichung (3.39) mit der gemessenen Quantenausbeute und dem gemessenen Dunkelrauschen des jeweiligen Rohkanals und dem Quantisierungsrauschen berechnet. Die durchgezogene schwarze Linie stellt das SNR eines idealen Sensors $\text{SNR}_{\text{ideal}} = \sqrt{\mu_p/2}$ dar. Das gemessene SNR der beiden Rohkanäle liegt hier unterhalb des SNR nach dem linearen Sensormodell. Die Ursache hierfür ist, dass die mittleren Grauwerte nach dem linearen Modell keine negativen Werte annehmen können. Dadurch sind diese größer als die gemessenen mittleren Grauwerte. Demzufolge ist das nach dem linearen Sensormodell berechnete SNR größer als das gemessene.

Entsprechend EMVA 1288 wurden die räumlichen Inhomogenitäten in den Rohdaten ausgewertet (siehe Kap. 2.4.1). Die Ausnahme war hier, dass für die Auswertung anstatt eines Bildes bei 50% der Sättigung, ein Bild bei $50\% \cdot \mu_{A,y,\text{max}}$ verwendet wurde. Ergebnisse der Analyse anhand der Spektrogramme sind in der nachfolgenden Tabelle und in Abb. 3.3 dargestellt.

	Dunkelmessung		$50\% \cdot \mu_{A,y,\text{max}}$	
	A	B	A	B
σ_y	1,384 DN	1,344 DN	0,228 %	0,225 %
$\tilde{\sigma}_y$ hor.	36,245 DN	28,441 DN	1,734 %	1,807 %
$\tilde{\sigma}_y$ vert.	36,245 DN	28,441 DN	1,649 %	1,675 %
$\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}$ hor.	20,137 DN	20,281 DN	1,737 %	1,748 %
$\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}$ vert.	32,343 DN	20,012 DN	1,648 %	1,666 %

Hier ist vor allem erkennbar, dass das zeitliche Rauschen σ_y , das in Abb. 3.3 durch eine waagerechte gestrichelte Linie dargestellt ist, deutlich unterhalb des räumlichen Rauschens $\tilde{\sigma}_y$ liegt. Dies bedeutet, dass die räumlichen Strukturen mit dem Auge in einem Einzelbild sichtbar sind. Dies konnte auch visuell bestätigt werden. Außerdem sind horizontalen Strukturen im Dunkelbild des Rohkanals A (Abb. 3.3a) deutlicher ausgeprägt, während die vertikalen Strukturen eher normalverteilt sind. Ein kleiner Peak bei 0,33 Perioden/Pixel tritt in allen vier Bildern auf.

In Abb. 3.4 sind die Bilder $\bar{Y}'_{A,\text{dark}}$, $\bar{Y}'_{B,\text{dark}}$, $\bar{Y}'_{A,50}$ und $\bar{Y}'_{B,50}$ (siehe Kap. 2.4.1 für die Berechnung) kontrastverstärkt im Grauwertbereich zwischen $-3\tilde{\sigma}$ und $3\tilde{\sigma}$ mit den entsprechenden räumlichen Varianzen dargestellt. In den Dunkelbildern (Abb. 3.4a,c) sind deutliche Unterschiede sichtbar. Wogegen die Abb. 3.4b,d sich sehr stark ähneln. Die helleren und dunkleren Punkte können defekte Pixel aber auch Verschmutzungen sein. Zur Charakterisierung der defekten Pixel wurden Histogramme der vier Bilder nach der in Kap. 2.4.1 beschriebenen Vorgehensweise erstellt. Sie werden in der halblogarithmischen Darstellung in Abb. 3.5 gezeigt. Mit gestrichelten Linien sind hier die Normalverteilungen mit dem Mittelwert Null und den entsprechenden gemessenen räumlichen Standardabweichungen eingezeichnet. Für das DSNU (Abb. 3.5a,c) ist die Abszisse in den

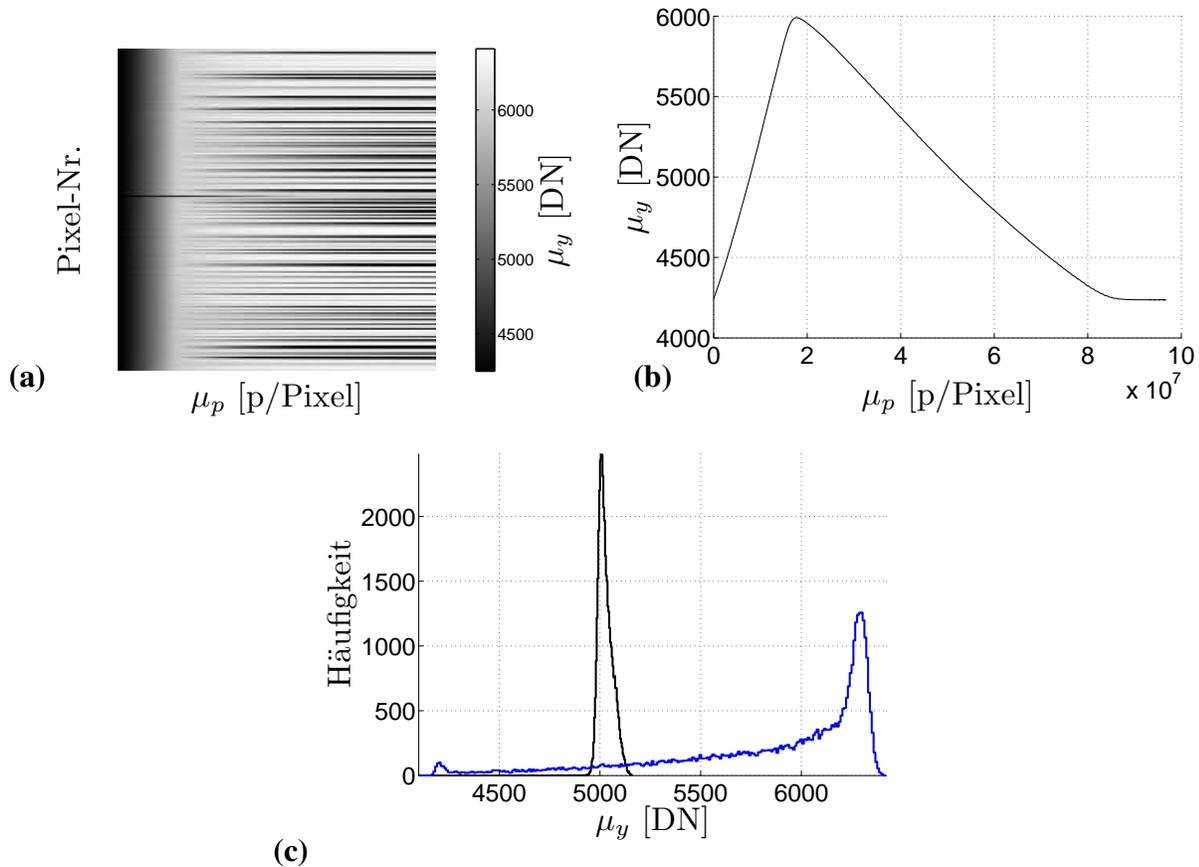


Abb. 3.6: Inhomogenitäten im SBI des PMD CAMCUBE 2: **a)** Grauwerte einer Zeile des Sensors in Abhängigkeit von der Photonenzahl μ_p und **b)** ein exemplarischer Verlauf der Grauwerte für das Pixel (101,101); **c)** die beiden Histogramme zeigen die Verteilung der Grauwerte bei dem mittleren Grauwert von $\mu_y = 5000$ DN vor (schwarz) und nach (blau) dem Einsetzen des SBI.

Einheiten der Grauwerte DN, für das PRNU (Abb. 3.5b,d) als die relative Abweichung von dem mittleren Grauwert $\Delta y/\mu_y$ in Prozent dargestellt. In den Dunkelbildern sind jeweils lediglich 5 Pixel zu erkennen, die sich deutlich von dem Rest unterscheiden. Bei den beleuchteten Bildern sind es deutlich mehr.

Zusätzlich zu DSNU und PRNU wurden Inhomogenitäten im SBI festgestellt. In Abb. 3.6a ist dies für eine Zeile (Ordinate) des Rohkanals A demonstriert. Dabei stellt die Abszisse die Photonenzahl μ_p dar. In Abb. 3.6b ist ein Profil des Bildes für ein Pixel zur Verdeutlichung des Grauwertverlaufs gezeigt. Stark unterschiedliche Steigungen der Grauwerte nach dem Einsetzen des SBI sind deutlich anhand eines Histogramms in Abb. 3.6c zu erkennen. Dieser Effekt wurde von Schmidt [91] anhand eines physikalischen Modells untersucht.

Die Vermessung des Dunkelstroms wurde bei 10 äquidistanten Belichtungszeiten aus dem Intervall $]0 \text{ ms}, 60 \text{ ms}]$ durchgeführt. Der Zusammenhang zwischen dem Dunkelsignal und der Belichtungszeit war dem Verlauf in Abb. 3.2b (für kleine Photonenzahlen) ähnlich. Aufgrund von Nicht-

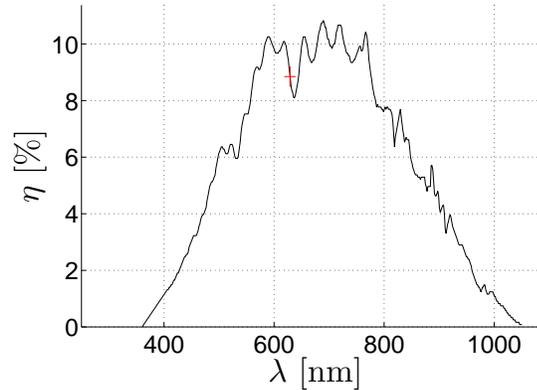


Abb. 3.7: Quantenausbeute als Ergebnis der spektralen Vermessung für PMD CAMCUBE 2; In rot ist der Wert aus der radiometrischen Vermessung mit dem entsprechenden Fehler bzw. FWHM dargestellt. Eine Glättung über 3 benachbarte Messpunkte wurde durchgeführt.

Linearitäten in diesem Bereich ist eine lineare Regression sehr ungenau. Aus diesem Grund wurde der Dunkelstrom aus dem linearen Zusammenhang (2.11) zwischen der Varianz des Dunkelsignals und der Belichtungszeit berechnet:

$$\mu_{A,c} = (0,67 \pm 0,17) \text{ DN/ms} , \quad (3.44)$$

$$\mu_{B,c} = (0,74 \pm 0,23) \text{ DN/ms} . \quad (3.45)$$

Dabei gab es starke Schwankungen in den Varianzen für die kleinen Belichtungszeiten. In den Einheiten e^-/ms ist der Wert in Tab. 3.2 auf S. 77 gezeigt.

Die Quantenausbeute $\eta(\lambda)$ wurde im Wellenlängenbereich 350 nm bis 1100 nm in 530 Schritten gemessen. Da die Diagonale des Sensors $D' = 13 \text{ mm}$ und der Durchmesser der definierenden Blende (B1) $D = 18 \text{ mm}$ (siehe Kapitel 2.3.2) betragen, ist die von EMVA 1288 geforderte Bedingung $D' < D$ erfüllt. Aufgrund der Inhomogenität in der Beleuchtung, wie es in Kap. 2.3.2 beschrieben wird, wurden nur Pixel im Radius von 1,71 mm (von der Mitte des Sensors) für die Auswertung verwendet. Mit der Größe eines Pixels von $45^2 \mu\text{m}^2$ ergibt sich der geeignete Pixelbereich zu $\text{AOI} = [\Delta x, \Delta y] = [84 \dots 121, 84 \dots 121]$. Das Ergebnis der Vermessung ist in Abb. 3.7 dargestellt. Dabei wurde über 3 benachbarte Messpunkte geglättet, da die Kamera im Bereich der Peaks im Spektrum der Xe-Lampe (800 nm bis 1000 nm) teilweise im Bereich des SBI war und deshalb in der Quantenausbeute Schwankungen auftraten. Die während der radiometrischen Vermessung berechnete Quantenausbeute bei 629 nm ist in dieser Abbildung ebenfalls mit den entsprechenden Fehlern bzw. FWHM eingezeichnet. Aus der persönlichen Kommunikation mit T. Ringbeck von der Fa. PMD TECHNOLOGIES war bekannt, dass der Füllfaktor der CAMCUBE 2 ungefähr 26 % beträgt. Die gemessene maximale Quantenausbeute ist etwa halb so groß. Dies ist jedoch ein recht guter Wert. Mikrolinsen würden die effektive Quantenausbeute deutlich erhöhen.

Ergebnisse für MESA SR3101.

Die Kamera wurde ca. 20 Minuten vor der eigentlichen Vermessung in Betrieb genommen, damit sie sich während der Messung im thermischen Gleichgewicht befindet. Die Umgebungstemperatur

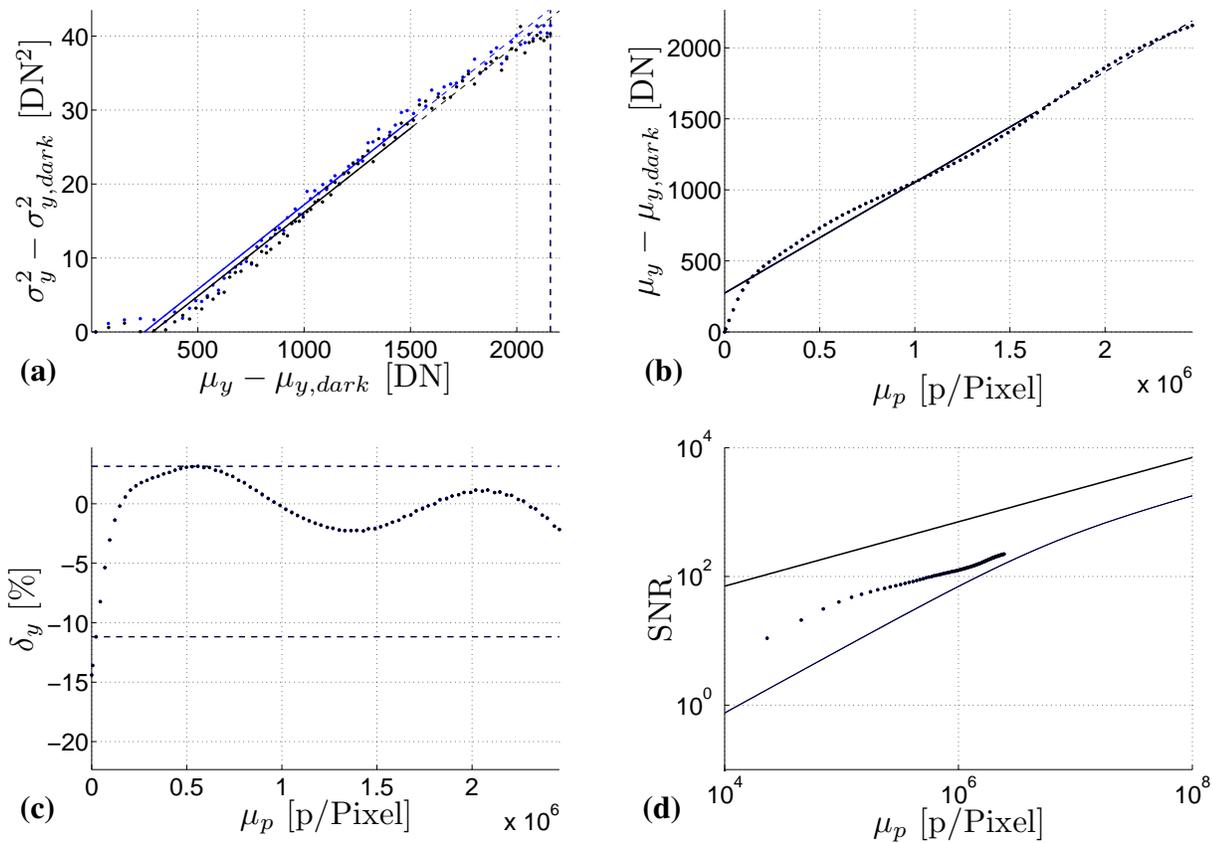


Abb. 3.8: Ergebnisse der radiometrischen Vermessung von MESA SR3101: **a)** Photon-Transfer-Plot, **b)** die spezifische Sensitivität, **c)** Verifikation der Linearität und **d)** das Signal-Rausch-Verhältnis SNR. Die Daten des Rohwertes A sind in blau dargestellt, die des Rohwertes B in schwarz. Die durchgezogenen Linien beziehen sich auf die linearen Fits. Die durchgezogene schwarze Linie in (d) stellt das ideale $\text{SNR} = \sqrt{\mu_p/2}$ dar.

(in der Nähe des Aufbaus) lag bei 22,8 °C. Gemäß EMVA 1288 muss die Temperatur des Kammergehäuses nicht angegeben werden, falls es sich um eine aktiv gekühlte Kamera handelt. MESA SR3101 verfügt über eine aktive Kühlung (Ventilator), hat aber auch einen Temperatursensor. Während der Messung betrug die interne Temperatur 34,5 °C.

Eine Messreihe zur Charakterisierung der Sensitivität, Linearität und des Rauschverhaltens beinhaltete 200 äquidistante Datenpunkte/Beleuchtungsstufen, wobei die Beleuchtungsstärke mit dem LED-Strom c_{LED} variiert wurde. Die Aufnahmen wurden mit der roten LED durchgeführt, da hier eine im Vergleich zu blau und grün höhere Quantenausbeute erwartet wurde. Die Belichtungszeit wurde auf $t_{exp} = 2$ ms eingestellt. In Abb. 3.8a sind die Messergebnisse in einem Photon-Transfer-Plot dargestellt. Mit der vertikalen gestrichelten Linie ist hier der maximale mittlere Grauwert $\mu_{y,max}$, bei dem sich die Kamera kurz vor dem Erreichen des SBI befindet, manuell markiert. Der für den linearen Fit verwendete Bereich ist mit einer dickeren durchgezogenen Linie verdeutlicht. Die Regressionsparameter sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

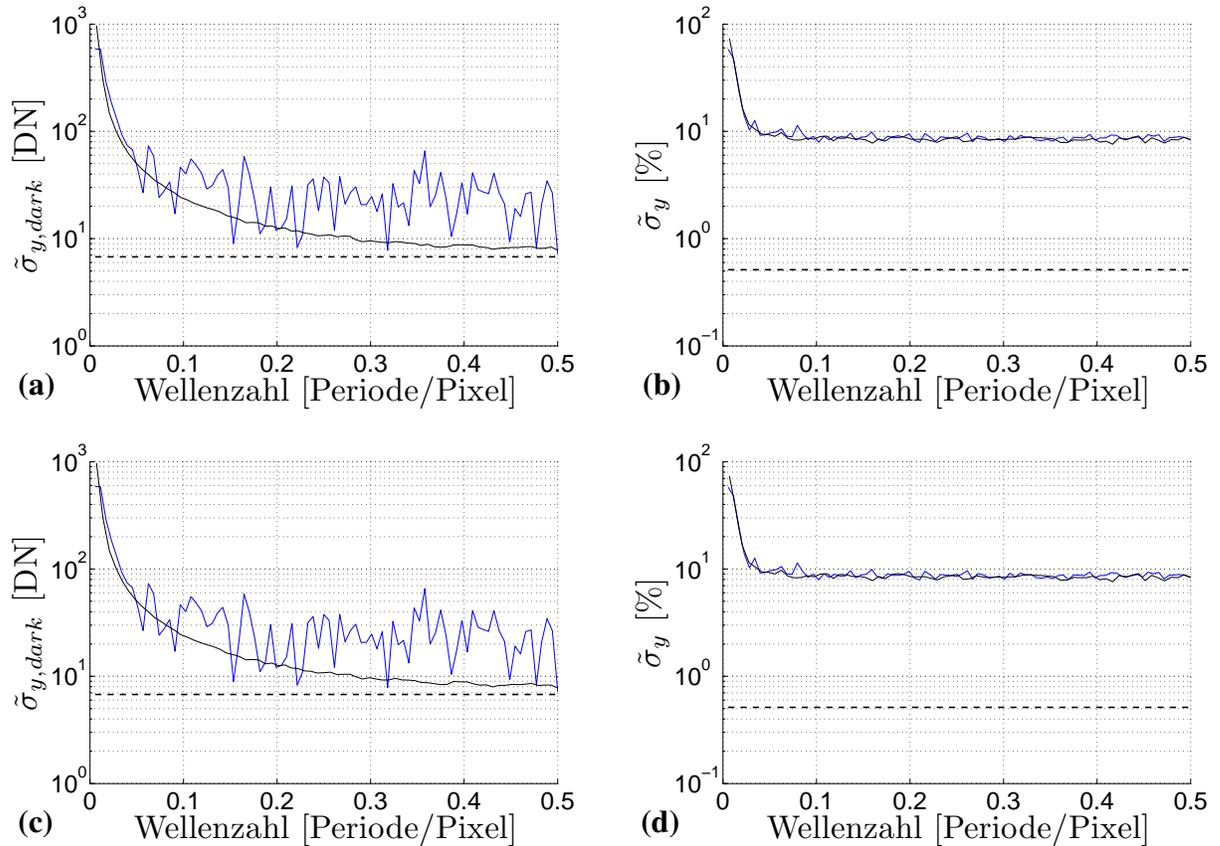


Abb. 3.9: Charakterisierung der räumlichen Inhomogenitäten für MESA SR3101 im Dunkelbild (linke Spalte) und im Bild bei $50\% \cdot \mu_{A,y,max}$ für den Rohkanal A (obere Zeile) und Rohkanal B (untere Zeile) anhand eines horizontalen (blau) und vertikalen (schwarz) Spektrogramms; Auf der Ordinate sind in der linken Spalte das räumliche Rauschen des Dunkelbildes und in der rechten Spalte das relative räumliche Rauschen aufgetragen; Die horizontalen gestrichelten Linien symbolisieren entsprechende zeitliche Standardabweichungen.

Parameter	Rohkanal A	Rohkanal B
$\sigma_{y,dark}^2 [DN^2]$	52,395	53,480
Regressionsbereich [DN]	0 – 1515	0 – 1514
Anzahl der Punkte	55	55
$\sigma_{reg} [DN^2]$	5,9	6,7
Steigung $K [DN/e^-]$	$22,880 \cdot 10^{-3}$	$22,695 \cdot 10^{-3}$

Die Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren der beiden Rohkanäle stimmen innerhalb der Messtoleranz von 4,1 % überein. Die Werte für A/D-Konversionsfaktoren sind in Tab. 3.2 auf S. 77 aufgelistet. In Abb. 3.8a ist ein deutlich nicht-linearer Verlauf erkennbar. Nach EMVA 1288 muss der lineare Fit durch den Nullpunkt gehen. Dieser würde in diesem Fall aber eine nicht repräsentative Steigung liefern.

Die spezifische Sensitivität wurde in Abb. 3.8b mithilfe der Gleichungen (3.35) bestimmt. Für die lineare Regression wurden die selben Messpunkte, wie bei der Bestimmung der Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren, verwendet. In der nachfolgenden Tabelle sind hierzu die Regressionsparameter aufgelistet.

Parameter	Rohkanal A	Rohkanal B
Dunkelsignal [DN]	8914,8	8914,1
Regressionsbereich [p/px]	$0 - 1,615 \cdot 10^6$	$0 - 1,615 \cdot 10^6$
Anzahl der Punkte	55	55
σ_{reg} [DN]	280,5	281,1
Steigung $K\eta/2$ [DN/p]	$7,797 \cdot 10^{-4}$	$7,792 \cdot 10^{-4}$
η	$6,8 \pm 0,3 \%$	$6,9 \pm 0,3 \%$

In Abb. 3.8b ist eine stark nicht-lineare Kennlinie, insbesondere bei kleinen Intensitäten, deutlich sichtbar. Die Nicht-Linearität in diesem Bereich korrespondiert zu der Nicht-Linearität in dem Photon-Transfer-Plot. Bemerkenswert ist die Tatsache, dass die mittleren Grauwerte der beiden Rohkanäle (im Rahmen der graphischen Darstellung) identische Werte liefern. Die spezifischen Sensitivitäten unterscheiden sich ebenfalls nur um 0,6%. Die sich hieraus ergebenden Quantenausbeuten stimmen innerhalb der Messtoleranz überein.

Zur Verifikation der Linearität ist δ_y (siehe Gl. (3.41)) in Abb. 3.8c dargestellt. Durch waagerechte gestrichelte Linien sind die maximale und minimale Abweichungen von der Linearität eingezeichnet. Die minimale Abweichung beträgt hier ca. -11% . Diese große Abweichung, die größer als die Messunsicherheit ist, bedeutet, dass der Sensor eigentlich nicht durch das lineare Modell beschrieben werden sollte.

In Abb. 3.8d ist das gemessene SNR (Gl. (3.36)) in einer doppellogarithmischen Darstellung als Punkte dargestellt. Es ist hier kein Unterschied zwischen den Rohkanälen sichtbar. SNR nach dem linearen Sensormodell (siehe Gl. (3.39)) ist für beide Rohkanäle mit durchgezogenen Linien dargestellt. In diesem Fall ist das gemessene SNR höher, da die linearen Funktionen, die sich aus den Fits ergaben, die mittleren Grauwerte in Abb. 3.8b unterschätzten, die Grauwertvarianzen in Abb. 3.8a jedoch überschätzten.

Gemäß EMVA 1288 wurden die Inhomogenitäten in den Rohdaten ausgewertet. Die einzige Ausnahme war hier, dass für die Auswertung anstatt eines Bildes bei 50% der Sättigung, ein Bild bei $50\% \cdot \mu_{A,y,\max}$ verwendet wurde. Ergebnisse der Auswertung mithilfe der Spektrogramme sind in Abb. 3.9 und in der nachfolgenden Tabelle dargestellt.

	Dunkelmessung		$50\% \cdot \mu_{A,y,\max}$	
	A	B	A	B
σ_y	6,764 DN	6,764 DN	0,513%	0,513%
$\tilde{\sigma}_y$ hor.	92,926 DN	92,959 DN	8,819%	8,823%
$\tilde{\sigma}_y$ vert.	92,926 DN	92,959 DN	8,469%	8,473%
$\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}$ hor.	27,160 DN	27,132 DN	8,815%	8,808%
$\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}$ vert.	10,670 DN	10,763 DN	8,481%	8,482%

In Abb. 3.9 liegt das zeitliche Rauschen, dargestellt als waagerechte gestrichelte Linien, für beide Rohkanäle deutlich unterhalb des räumlichen Rauschens. D.h., dass auch hier räumliche Strukturen mit dem Auge in einem Einzelbild sichtbar sind. Dabei sind Strukturen in die horizontale

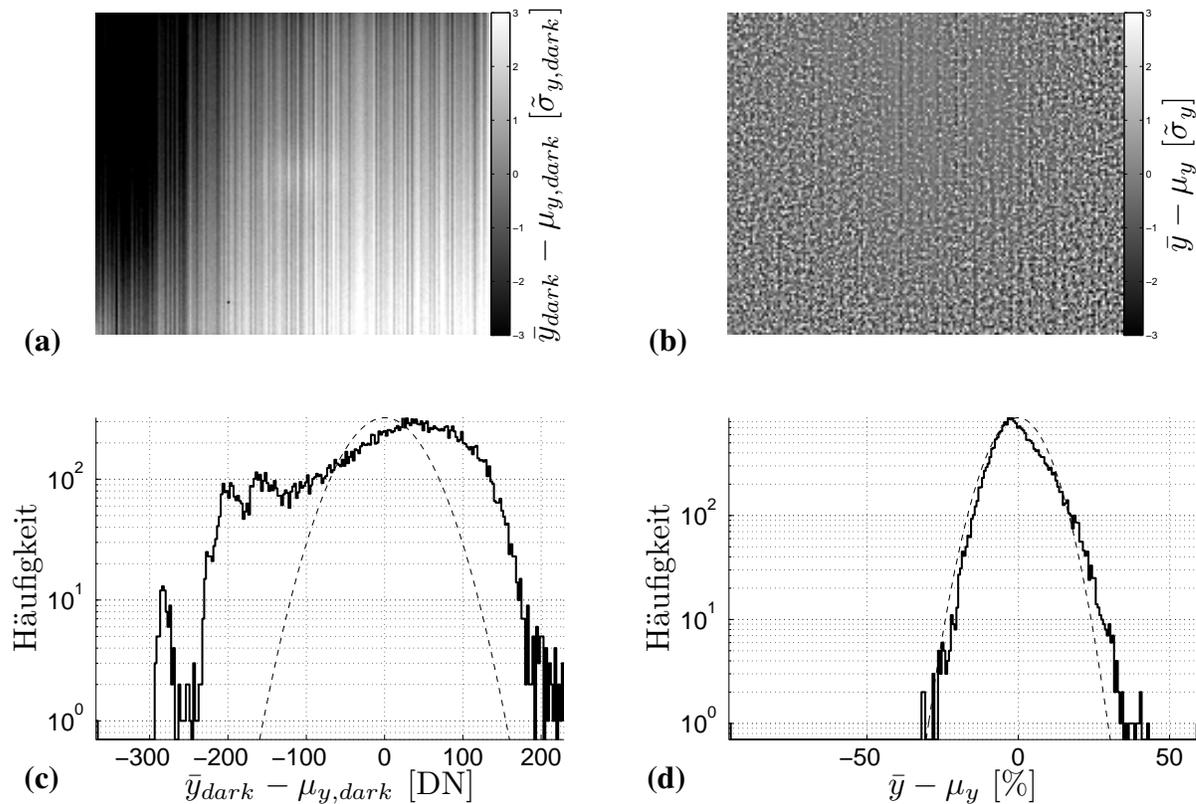


Abb. 3.10: Räumliche Inhomogenitäten und Statistik zu den defekten Pixeln in MESA SR3101 für **a)** $\bar{Y}'_{A,dark}$ und **b)** $\bar{Y}'_{A,50}$ kontrastverstärkt im Grauwertbereich $[-3\tilde{\sigma}, 3\tilde{\sigma}]$ mit den entsprechenden räumlichen Standardabweichungen; **c,d)** die entsprechenden logarithmischen Histogramme. Die gestrichelten Linien symbolisieren eine Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert Null und der berechneten räumlichen Standardabweichung.

Richtung stärker ausgeprägt. In Abb. 3.9b,d ist das Rauschen hauptsächlich normalverteilt.

In Abb. 3.10a,b sind die Bilder $\bar{Y}'_{A,dark}$ und $\bar{Y}'_{A,50}$ kontrastverstärkt im Grauwertbereich zwischen $-3\tilde{\sigma}$ und $3\tilde{\sigma}$ mit den entsprechenden räumlichen Standardabweichungen dargestellt. Im Dunkelbild ist eine ausgeprägte großräumige Inhomogenität erkennbar. Die entsprechenden logarithmischen Histogramme sind in Abb. 3.10c,d gezeigt. Mit gestrichelten Linien ist die Normalverteilung mit dem Mittelwert Null und der gemessenen räumlichen Standardabweichung eingezeichnet. Die Rohbilder B werden hier aufgrund einer starken Ähnlichkeit zu A nicht gezeigt.

Für die Bestimmung des Dunkelstrom wurden 50 Punkte mit äquidistanten Belichtungszeiten zwischen 1 ms und 50 ms aufgenommen. Dabei wurde der Dunkelstrom aus der Steigung in den Grauwerten bestimmt. Der Verlauf der dunklen Grauwerte war dem in Abb. 3.8b ähnlich. Aufgrund von starken Schwankungen in der Grauwertvarianz bei kleinen Belichtungszeiten wurden für den lineare Fit Punkte mit der Belichtungszeit größer als 20 ms verwendet. Der Dunkelstrom ergab sich

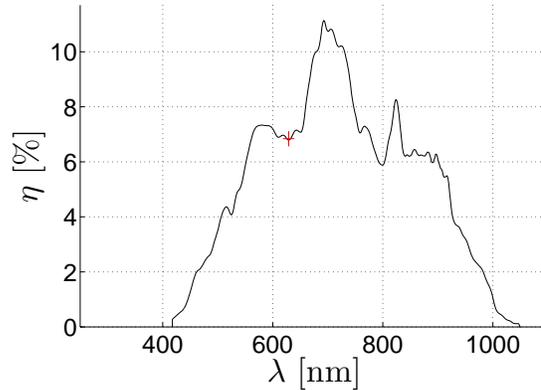


Abb. 3.11: Quantenausbeute als Ergebnis der spektralen Vermessung für MESA SR3101; In rot ist der Wert aus der radiometrischen Vermessung mit dem entsprechenden Fehler bzw. FWHM dargestellt. Es wurde eine Glättung über 5 benachbarte Messpunkte durchgeführt.

zu

$$\mu_{A,c} = (9,41 \pm 6,43) \text{ DN/ms} , \quad (3.46)$$

$$\mu_{B,c} = (9,35 \pm 6,46) \text{ DN/ms} . \quad (3.47)$$

In den Einheiten e^-/ms sind die Werte in Tab. 3.2 auf S. 77 aufgeführt.

Zusätzlich zu den oben beschriebenen räumlichen Inhomogenitäten wurden deutliche Schwankungen in Dunkelsignal der beiden Rohkanäle in Abhängigkeit von der eingestellten Modulationsfrequenz ν_0 festgestellt. Bei Modulationsfrequenzen unter 1 MHz traten je nach Frequenz periodische, sich zeitlich verändernde und zufällig verteilte Strukturen auf. Es konnte leider kein fester Zusammenhang zwischen der Modulationsfrequenz und diesen räumlichen Inhomogenitäten gefunden werden. Dies ist einer der Gründe, warum diese Laufzeitkamera nicht für die Messung der Lumineszenzlebensdauer geeignet ist, da hier Modulationsfrequenzen unter 1 MHz notwendig wären.

Die Quantenausbeute $\eta(\lambda)$ wurde im Wellenlängenbereich 350 nm bis 1100 nm in 530 Schritten gemessen. Die von EMVA 1288 geforderte Bedingung $D' < D$ ist für diesen Sensor erfüllt, da die Diagonale des Sensors $D' = 9,1$ mm beträgt und somit kleiner als der Durchmesser der definierenden Blende (B1) $D = 18$ mm (siehe Kapitel 2.3.2) ist. Aufgrund der Inhomogenität in der Beleuchtung wurde nur der Pixelbereich $\text{AOI} = [\Delta x, \Delta y] = [68 \dots 109, 52 \dots 93]$ für die räumliche Mittelung verwendet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.11 dargestellt. Dabei wurde über 5 benachbarte Messpunkte geglättet. Aufgrund der hohen Peaks im Spektrum der Xe-Bogenlampe im Wellenlängenbereich von 800 nm bis 1000 nm ist das Schwanken der Werte sichtbar, da die Kamera sich teilweise im SBI-Bereich befand. Die Nicht-Linearität in der Sensorkennlinie verursachte zusätzlich sprunghafte Änderungen in der Quantenausbeute. Aufgrund von sehr kleinen Skalen (10^{-5}) bedeuten kleine Änderungen in der Steigung bereits deutliche Änderungen in der Quantenausbeute. Die während der radiometrischen Vermessung bestimmte Quantenausbeute bei 629 nm ist ebenfalls mit dem entsprechenden Fehler bzw. FWHM eingezeichnet.

Vergleich zwischen PMD CAMCUBE 2 und MESA SR3101.

Parameter	PMD CamCube 2		MESA SR3101	
	A	B	A	B
η	0,090	0,081	0,068	0,069
$1/K$	442,193 e ⁻ /DN	372,527 e ⁻ /DN	43,707 e ⁻ /DN	44,062 e ⁻ /DN
σ_{dark}	0,6 DN, 278 e ⁻	0,6 DN, 230 e ⁻	7,2 DN, 316 e ⁻	7,3 DN, 322 e ⁻
DSNU	21,1 DN 9461 e ⁻	14,9 DN 6017 e ⁻	45,6 DN 1999 e ⁻	45,7 DN 2012 e ⁻
SNR _{max}	—	—	—	—
1/SNR _{max}	—	—	—	—
PRNU	1,19 %	1,21 %	8,39 %	8,39 %
F (dunkel,hor.)	3.24	1.97	11.71	11.74
F (dunkel,vert.)	1.26	2.02	75.84	74.59
F (50 %,hor.)	1.00	1.07	1.00	1.00
F (50 %,vert.)	1.00	1.01	1.00	1.00
LE	2,28 %	2,19 %	7,19 %	7,16 %
$\mu_{p,\text{min}}$	307 e ⁻ 3391 p	285 e ⁻ 3154 p	317 e ⁻ 4649 p	320 e ⁻ 4700 p
$\mu_{e,\text{sat}}$	—	—	—	—
DR	—	—	—	—
μ_c [e ⁻ /ms]	(296 ± 75)	(275 ± 85)	(411 ± 280)	(412 ± 284)
t_{sat}	—	—	—	—
T_{double}	—	—	—	—

Tab. 3.2: Liste aller nach EMVA 1288 (soweit anwendbar) bestimmten Parameter für PMD CAMCUBE 2 und MESA SR3101 (wellenlängeabhängige Parameter wurden für 629 nm bestimmt).

Im Rahmen der in diesem Kapitel beschriebenen Untersuchung ist die Angabe eines maximalen SNR (analog zu EMVA 1288) nicht sinnvoll, da sich die Bedingungen für das Einsetzen des SBI unterscheiden. Stattdessen wird der Verlauf der Kurven qualitativ verglichen. Beide Laufzeitkamaras besitzen im Bereich von $2 \cdot 10^6$ p/Pixel in den beiden Rohkanälen in etwa das selbe SNR. Bei kleineren Bestrahlungsstärken ist jedoch das SNR der MESA SR3101 höher. Das bedeutet, dass diese Kamera bei kleineren Intensitäten ein besseres SNR aufweist.

Die Quantenausbeute der MESA SR3101 ist zwar ca. 20 % niedriger, dafür werden rund 10 mal weniger Elektronen benötigt, um eine Grauwertänderung von 1 DN zu erzeugen. So ergibt sich, dass MESA SR3101 in etwa 10 mal sensitiver als PMD CAMCUBE 2 ist.

Das Dunkelrauschen σ_{dark} der MESA SR3101 beträgt als Anzahl der Elektronen das 3-fache des Dunkelrauschens von PMD CAMCUBE 2. Drückt man diese Größe in DN aus, so ist der Un-

terschied bereits ein Faktor 10. Auch bei dem Vergleich der DSNU-Werte wird es deutlich, wie wichtig Parameter werden, die unabhängig von der Kameraarchitektur sind.

Insgesamt sind für MESA SR3101 die räumlichen Inhomogenitäten in der spezifischen Sensitivität und die Nicht-Linearität deutlicher ausgeprägt.

3.1.4 Charakterisierung der Entfernungsinformation

In diesem Abschnitt wird die Charakterisierung des zeitlichen und räumlichen Rauschens in der Entfernungsinformation der beiden Laufzeitkamaras untersucht. Die mittlere Entfernung μ_d und das Rauschen σ_d^2 wurden mit PMD CAMCUBE 2 in Abhängigkeit von der Entfernung d_{real} zu einem planaren Target gemessen. Da die modifizierte Version MESA SR3101 über keinen eigenen Beleuchtungsmodul verfügte, wurde eine externe Lichtquelle (LED-Feld) verwendet. Hierbei wurde nicht die Entfernung, sondern die Phasenverschiebung in der intensitätsmodulierten Beleuchtung variiert. Aus diesem Grund wurde für MESA SR3101 die gemessene mittlere Phasenverschiebung μ_φ und das Phasenrauschen σ_φ^2 in Abhängigkeit von der in der externen Lichtquelle eingestellten Phasenverschiebung $\delta\varphi_{\text{LS}}$ untersucht. Die räumlichen Inhomogenitäten in der gemessenen Entfernung bzw. Phasenverschiebung wurden dabei analog zu den räumlichen Inhomogenitäten in den Grauwerten nach dem EMVA Standard 1288 untersucht.

Nach einer Beschreibung der zwei experimentellen Aufbauten werden die Ergebnisse für jedes der Kamerasysteme vorgestellt.

Der apparative Aufbau zur Charakterisierung der PMD CAMCUBE 2.

Die Charakterisierung der Entfernungsinformation der PMD CAMCUBE 2 wurde auf einem bereits existierenden linearen Verschiebetisch (siehe Abb. 3.12) ausgeführt. Der Aufbau besteht aus zwei aneinandergereihten motorbetriebenen linearen Verschiebetischen der Fa. PARKER mit einer Länge von jeweils 3 m. Auf jedem der Tische befindet sich ein fahrbarer Objektträger, auf dem ein Turm mit der Kamera bzw. ein Turm mit dem Target montiert ist. Zwischen den Türmen ist ein zickzackförmiger Balg angebracht, um Mehrfachreflexionen am Aluminiumgerüst des Aufbaus zu vermeiden. Die zwei Verschiebetische sind in der Mitte so befestigt, dass diese auseinander gezogen werden können, um eine Entfernung von 7,5 m (Eindeutigkeitsbereich für Laufzeitkamaras mit einer Modulationsfrequenz von 20 MHz) zu erreichen.

Das planare Target mit einer Größe von $(76 \times 54) \text{ cm}^2$, welches auf einem der Türme montiert war, wurde mit einem optisch diffusen Material OP.DI.MA von der Fa. GIGAHERTZ-OPTIK beklebt.

Das Original-Objektiv der CAMCUBE 2 ist ein Weitwinkelobjektiv, wodurch das Target bei großer Entfernung nur einen kleinen Teil des aufgenommenen Bildes ausmachte. Aus diesem Grund wurde die Originaloptik durch eine einfache telezentrische Optik ersetzt. Einerseits erfassten dadurch alle Pixel des Sensors das Target, andererseits änderte sich die Intensität im Bild nicht in Abhängigkeit von der Entfernung, da nur die zur optischen Achse parallelen Strahlen vom Target auf den Sensor treffen.

Die Kamera und die Verschiebetische wurden mit der Software HEURISKO gesteuert. Dies erlaubte einen vollautomatischen Ablauf der Messung, mit der Ausnahme der minimalen Entfernung der

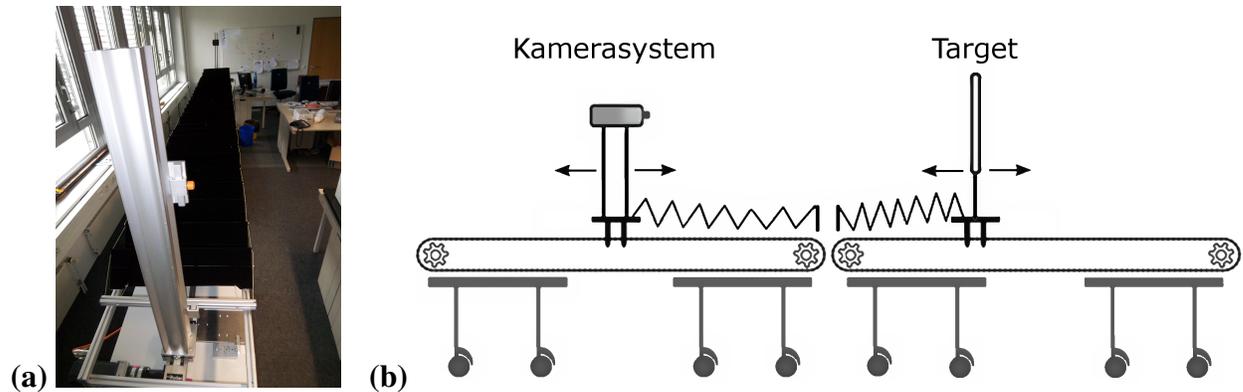


Abb. 3.12: Der experimentelle Aufbau zur Charakterisierung der mit der PMD CAMCUBE 2 gemessenen Entfernung auf zwei Verschiebetischen der Fa. PARKER: **a)** eine Fotografie und **b)** eine schematische Darstellung des Aufbaus (überarbeitet aus [89]).

Kamera zum Target, die manuell bestimmt werden musste. Diese minimale Entfernung ist von der Montage der Kamera auf dem Turm abhängig. Anschließend war die absolute Kalibrierung der realen Entfernung d_{real} zwischen der Kamera und dem Target verfügbar. Diese Entfernung konnte zwischen 0,5 m und 6 m mit einer Genauigkeit von 1 mm eingestellt werden³.

Der apparative Aufbau zur Charakterisierung der MESA SR3101.

Für die Charakterisierung von MESA SR3101 musste eine externe Lichtquelle verwendet werden, da die Kamera über kein eigenes Beleuchtungsmodul verfügte. Es wurde eine Lichtquelle⁴ verwendet, die innerhalb des FLICAM-Projektes von R. Franke (PCO AG) entwickelt wurde. Diese beinhaltet ein 4×4 LED-Feld mit einer Wellenlänge von 470 nm (siehe Abb. 3.13a). Die Intensität kann sinus- oder rechteckförmig moduliert werden. Für die Charakterisierung wurde die sinusförmige Modulation verwendet. Die Modulationsfrequenz kann im Bereich vom 400 kHz bis 40 MHz und die relative Phasenverschiebung zum Triggersignal von 0 rad bis 2π rad mit einer Auflösung von 14 bit variiert werden. MESA SR3101 verfügt über einen Ausgang mit dem Triggersignal, anhand dessen die Synchronisation mit der Lichtquelle realisiert werden konnte.

Der große Nachteil der gewöhnlichen Kalibrierverfahren (z.B. in Rapp [83]) ist, dass die Intensität nach dem Abstandsquadratgesetz abfällt. Die Leistung des LED-Feldes wurde für solch große Entfernungen nicht ausgelegt. Um diese Probleme zu umgehen, benutzten wir einen neuen Ansatz zur Kalibrierung der Phasenverschiebung. Die Idee ist, dass die Kamera direkt auf die Lichtquelle gerichtet ist und das Licht immer dieselbe Entfernung zurücklegt, die Phasenverschiebung aber bereits in der Lichtquelle geändert wird (Abb. 3.13b). So können unterschiedliche Entfernungen bei einer konstanten Lichtintensität simuliert werden. Die PCO-Lichtquelle verändert die Phasenlage $\delta\varphi_{\text{LS}}$ relativ zu dem Triggersignal. Dabei simuliert die Lichtquelle verschiedene Entfernungen, die

³Dieser Aufbau wurde auch für die pulsbasierte TRIDICAM verwendet (siehe Kap. 3.2).

⁴Diese Lichtquelle wurde speziell für Projektpartner des FLICAM-Projektes bei PCO AG hergestellt, um die Phasenverschiebung in Laufzeitkamaras zu untersuchen.



Abb. 3.13: Der experimentelle Aufbau zur Charakterisierung der mit MESA SR3101 gemessenen Phasenverschiebung: **a)** eine Fotografie der verwendeten Lichtquelle der PCO AG und **b)** eine schematische Darstellung des Aufbaus.

entsprechend Gl. (3.17) aus der Phasenverschiebung $\delta\varphi_{LS}$ berechnet werden können.

Bei einem Versuch die Homogenität der Beleuchtung zu verbessern, wurde ein Diffusor zwischen Kamera und Lichtquelle positioniert. Es wurde aber festgestellt, dass sich dadurch das Rauschen der gemessenen Phasenverschiebung erhöhte. Der Grund dafür war, dass durch einen Diffusor auf ein Pixel des Sensors gleichzeitig Strahlen fallen, die unterschiedliche Wege zurückgelegt haben. Aus diesem Grund wurde die Kamera ohne Diffusor aber auch ohne Objektiv beleuchtet, um eine homogenere Beleuchtung zu erreichen. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 3.13b zu sehen. Der Abstand zwischen der Sensorebene und dem LED-Feld wurde auf das 8-fache der Diagonale (ca. 4 cm) des LED-Feldes eingestellt, da sich diese Einstellung bereits in EMVA 1288 als optimal erwiesen hat.

Die Linearität von $\delta\varphi_{LS}$ wurde mit einer an die Stelle der Kamera platzierten 400 MHz Si-PIN-Photodiode HCA-S-400M-SI der Fa. FEMTO in Verbindung mit einem Oszilloskop überprüft. Dazu wurde die Phasenverschiebung aus einem 2048-fach abgetasteten Signal mittels eines sinusförmigen Fits bestimmt und mit der in der Software eingestellten Phasenverschiebung $\delta\varphi_{LS}$ verglichen. Die Abweichung war vernachlässigbar.

Auswertemethode.

Für die Charakterisierung des zeitlichen und räumlichen Rauschens wurden 100 Aufnahmen gemacht. Dabei ist zu beachten, dass PMD CAMCUBE 2 nicht 4 sondern 8 Rohbilder nach dem Prinzip

$$\begin{aligned}
 Y_{A'}^* \text{ und } Y_{B'}^* & \text{ bei } \theta_{A'} = 0^\circ \quad \text{und} \quad \theta_{B'} = \theta_{A'} + 180^\circ, \\
 Y_{A''}^* \text{ und } Y_{B''}^* & \text{ bei } \theta_{A''} = 90^\circ \quad \text{und} \quad \theta_{B''} = \theta_{A''} + 180^\circ, \\
 & \text{und} \\
 Y_{B'}^{**} \text{ und } Y_{A'}^{**} & \text{ bei } \theta_{B'} = 0^\circ \quad \text{und} \quad \theta_{A'} = \theta_{B'} + 180^\circ, \\
 Y_{B''}^{**} \text{ und } Y_{A''}^{**} & \text{ bei } \theta_{B''} = 90^\circ \quad \text{und} \quad \theta_{A''} = \theta_{B''} + 180^\circ.
 \end{aligned}$$

aufnimmt, um die unterschiedlichen spezifischen Sensitivitäten der beiden Rohkanäle zu kompensieren. Die vier für die weitere Berechnung benutzten Rohbilder ergeben sich als

$$\mathbf{Y}_{A'} = \frac{\mathbf{Y}_{A'}^* + \mathbf{Y}_{B'}^{**}}{2} \quad \text{und} \quad \mathbf{Y}_{B'} = \frac{\mathbf{Y}_{B'}^* + \mathbf{Y}_{A'}^{**}}{2}, \quad (3.48)$$

$$\mathbf{Y}_{A''} = \frac{\mathbf{Y}_{A''}^* + \mathbf{Y}_{B''}^{**}}{2} \quad \text{und} \quad \mathbf{Y}_{B''} = \frac{\mathbf{Y}_{B''}^* + \mathbf{Y}_{A''}^{**}}{2}. \quad (3.49)$$

$$(3.50)$$

Das zeitliche Rauschen wurde für die Verifikation des Zusammenhangs (Gl. (3.27)) zwischen dem Phasenrauschen und dem Grauertrauschen in den Rohbildern berechnet:

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{N_{\text{px}}} \sum_{i,j}^{N_{\text{px}}} \left(\frac{1}{100} \sum_{k=1}^{100} \left(y_k[i,j] - \frac{1}{100} \sum_{k=1}^{100} y_k[i,j] \right)^2 \right). \quad (3.51)$$

Dazu wurde das gemessene Phasen- bzw. Entfernungsruschen mit der theoretischen Vorhersage in Abhängigkeit von der eingestellten (simulierten⁵) Entfernung verglichen. Für jede der 100 Aufnahmen wurde die Phasenverschiebung Φ_k nach Gl. (3.21) berechnet. Die mittlere Phasenverschiebung μ_φ und die zeitliche Varianz σ_φ^2 ergaben sich aus der zeitlich gemittelten Phasenverschiebung für jedes Pixel

$$\bar{\varphi}[i,j] = \frac{1}{100} \sum_{k=1}^{100} \varphi_k[i,j] \quad (3.52)$$

zu

$$\mu_\varphi = \frac{1}{N_{\text{px}}} \sum_{i,j}^{N_{\text{px}}} \bar{\varphi}[i,j] \quad \text{und} \quad (3.53)$$

$$\sigma_\varphi^2 = \frac{1}{N_{\text{px}}} \sum_{i,j}^{N_{\text{px}}} \left(\frac{1}{100} \sum_{k=1}^{100} (\varphi_k[i,j] - \bar{\varphi}[i,j])^2 \right). \quad (3.54)$$

Die mittlere gemessene Entfernung berechnete sich aus μ_φ mithilfe der Gl. (3.17) und die Standardabweichung in der Entfernung anschließend als

$$\sigma_d = \sigma_\varphi / \mu_\varphi \cdot \mu_d. \quad (3.55)$$

Zur Charakterisierung der räumlichen Inhomogenitäten wurde die Auswertung anhand der Spektrogramme und Histogramme analog zu dem in EMVA 1288 vorgeschriebenen Vorgehen, mit der Ausnahme der Glättung bzw. des Auslassens der ersten 8 Frequenzen, durchgeführt. Dazu wurde das Bild $\bar{\Phi}$, das sich nach Gl. (3.52) ergibt, verwendet. Aufgrund der Inhomogenität in dem Phasenversatz muss dieser an jedem Messpunkt subtrahiert werden. Das kann mit einer Zwei-Punkt-Kalibrierung erfolgen, falls ein linearer Zusammenhang vorliegt. Wegen des Wigglingfehlers ist

⁵siehe verschiedene experimentelle Aufbauten für PMD CAMCUBE 2 und MESA SR3101.

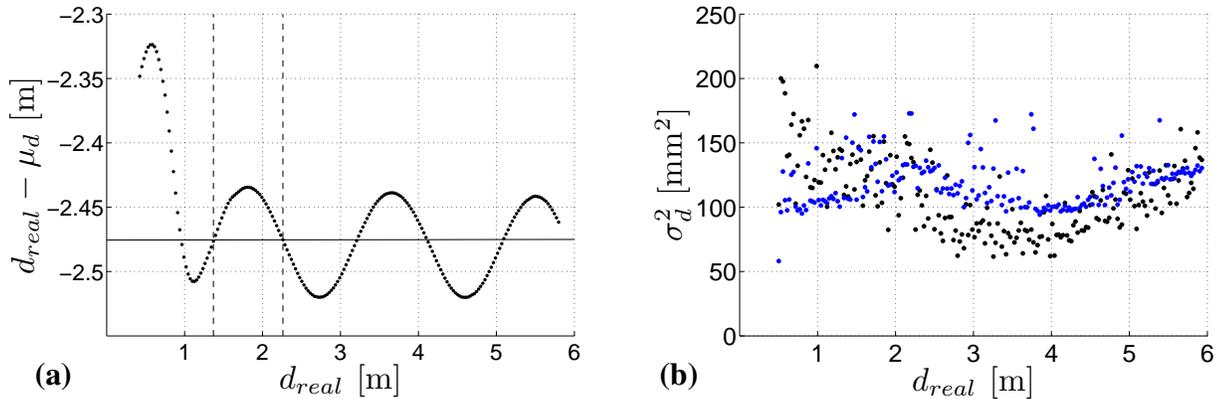


Abb. 3.14: Entfernungsmessung mit PMD CAMCUBE 2: **a)** die Differenz $d_{\text{real}} - \mu_d$ zw. der realen Entfernung und der mittleren gemessenen Entfernung in Abhängigkeit von der Entfernung d_{real} ; **b)** das gemessene Entfernungsräuschen σ_d^2 (in schwarz) verglichen mit der theoretischen Vorhersage (in blau). Die vertikalen gestrichelten Linien in (a) zeigen die für die Zwei-Punkt-Korrektur verwendeten Punkte.

dies jedoch nicht der Fall. Diese Korrektur ist aber trotzdem möglich, wenn solche Punkte verwendet werden, bei denen der Wigglingfehler gegen Null geht (siehe bspw. Abb. 3.14a). Mithilfe dieses Vorgehens konnte der Phasenversatz $\varphi_0[i,j]$ für jedes Pixel bestimmt und korrigiert werden:

$$\varphi'[i,j] = \varphi[i,j] - \varphi_0[i,j]. \quad (3.56)$$

Die Histogramme und Spektrogramme wurden für so entstandene Bilder $\overline{\Phi}'$ berechnet.

Ergebnisse für PMD CAMCUBE 2.

Die Entfernung zwischen der Kamera und dem Target wurde am Verschiebetisch im Bereich von 0,5 m bis 5,8 m eingestellt. Für jeden der 200 Schritte wurde zunächst die mittlere Phasenverschiebung μ_φ (Gl. (3.53)) und die Varianz σ_φ^2 (Gl. (3.54)) berechnet. Aus diesen Größen wurde anschließend die mittlere Entfernung μ_d (Gl. (3.17)) und die Varianz σ_d^2 (Gl. (3.55)) bestimmt.

In Abb. 3.14a ist $d_{\text{real}} - \mu_d$ gegen die reale Entfernung d_{real} aufgetragen. Der Zusammenhang wurde mit einer lineare Funktion gefittet, die in der Abbildung durch die nahezu waagerechte Linie symbolisiert ist. Für die Entfernung unter ca. 1,1 m sind deutliche Abweichungen von der realen Entfernung gemessen worden. Die Ursache hierfür ist einerseits Überbelichtung und andererseits Mehrfachreflexionen am telezentrischen Objektiv. Dieses ist ca. 20 cm lang. Aufgrund der Tatsache, dass die Beleuchtungsmodule sich direkt neben der Kamera befinden, kommt es zu Reflexionen am Gehäuse des Objektivs. Am linearen Fit ist der mittlere Phasenversatz (hier entsprechend Entfernungsversatz) zu erkennen. Außerdem ist das „Schlängeln“ der Messpunkte (Wigglingfehler) um den linearen Fit sichtbar. Da die Korrektur der systematischen Fehler nicht Aufgabe dieser Arbeit war und deren Korrigierbarkeit bereits von Rapp [83] und Lindner et al. [71] gezeigt wurde, wurde hier für die Charakterisierung der räumlichen Inhomogenitäten in der gemessenen Entfernung solche (zwei) Punkte verwendet, deren Wigglingfehler gegen Null geht. Mit anderen Worten,

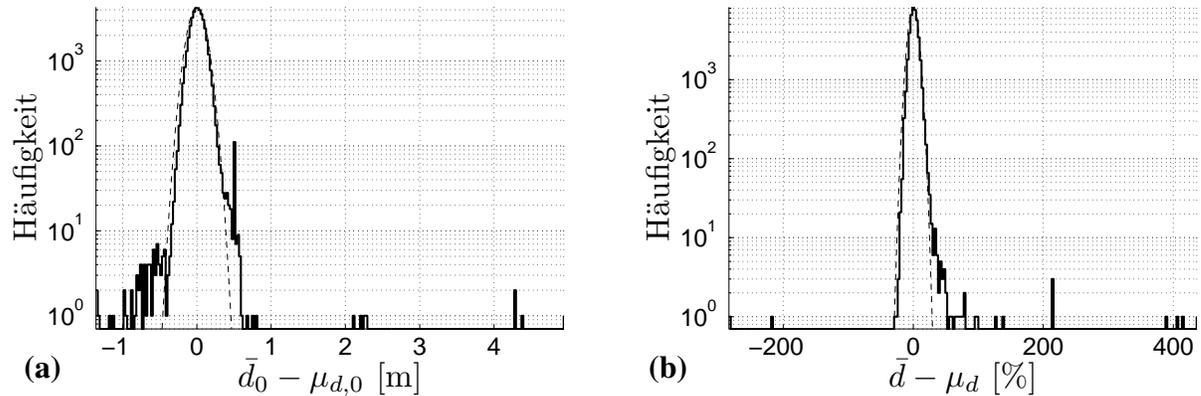


Abb. 3.15: Charakterisierung der Inhomogenitäten in dem Entfernungsbild der PMD CAMCUBE 2 anhand von logarithmischen Histogrammen: **a)** im Entfernungsversatz und **b)** im Entfernungsbild bei 1,37 m. Die gestrichelten Linien symbolisieren eine Gauß-Verteilung mit dem Mittelwert Null und der berechneten räumlichen Standardabweichung.

solche Messpunkte, die auf dem linearen Fit liegen. Dies ist z.B. bei 1,370 m und 2,261 m der Fall.

In Abb. 3.14b ist das gemessene zeitliche Rauschen der Entfernung σ_d^2 (in schwarz) und die nach dem theoretischen Modell (Gl. (3.28)) berechnete Varianz (in blau) dargestellt. Hier sind alle Messpunkte (auch die mit Überbelichtung) aufgetragen. Die Übereinstimmung zwischen der Theorie und dem Experiment ist für den Bereich größer als 2 m recht gut. Bei kleineren Entfernungen ist zu erkennen, dass das gemessene Rauschen aufgrund der Überbelichtung und der Mehrfachreflexionen tendenziell größer als die theoretischen Werte ist.

Anschließend wurden Inhomogenitäten in der Entfernungsinformation untersucht. In Abb. 3.15a ist der Entfernungsversatz im mittelwertfreien Histogramm der absoluten Abweichungen gezeigt. Als gestrichelte Linie ist eine Gauß-Verteilung mit der gemessenen räumlichen Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{d,0} = 11,2$ cm dargestellt. Hier sind einige „Ausreißer“ mit deutlich unterschiedlichen Entfernungen zu erkennen. In Abb. 3.15b ist ein Histogramm der relativen Abweichungen für ein Entfernungsbild dargestellt. Die gestrichelte Linie symbolisiert eine Gauß-Verteilung mit der gemessenen relativen Standardabweichung von $\tilde{\sigma}_d/\mu_d = 6,8\%$. Das zeitliche Rauschen ist mit $\sigma_d = 10$ mm deutlich kleiner als das räumliche Rauschen. Die Entfernungsbilder selbst werden nicht gezeigt, da hier hauptsächlich nur das weiße Rauschen mit ein paar „Ausreißern“ in der letzten Zeile des Sensors zu erkennen waren.

Ergebnisse für MESA SR3101.

Die relative Phasenverschiebung wurde in der Lichtquelle im Bereich von 0 rad bis 2π rad in 100 Schritten variiert. Die mittlere Phasenverschiebung μ_φ wurde mit Gl. (3.53) und die Varianz σ_φ^2 mit Gl. (3.54) berechnet. In Abb. 3.16a ist die gemessene Phasenverschiebung gegen die in der Lichtquelle eingestellte Phasenverschiebung $\delta\varphi_{LS}$ aufgetragen. Die Werte sind nur bis 4,5 rad aufgetragen, da es an dieser Stelle zu einem Phasensprung von 2π auf 0 kam. Der Wigglingfehler

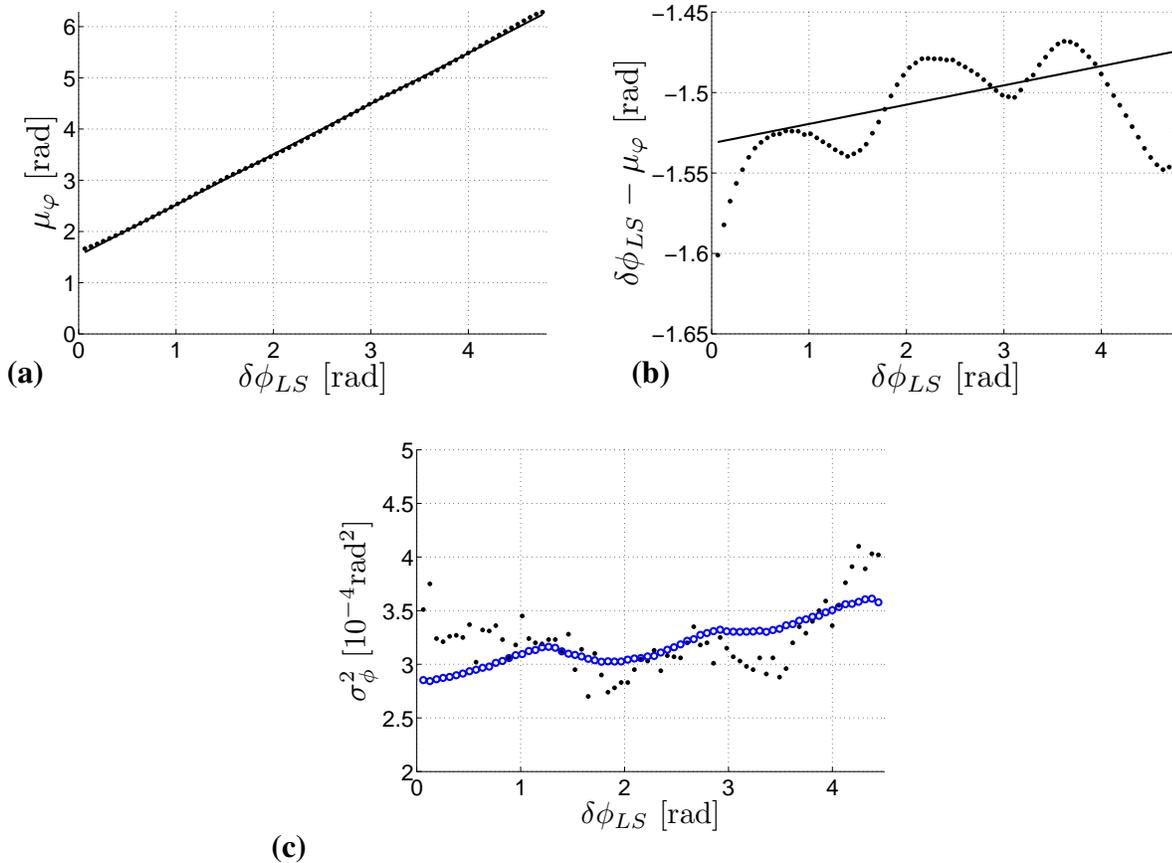


Abb. 3.16: Entfernungsmessung mit MESA SR3101: **a)** die mittlere Phasenverschiebung μ_φ in Abhängigkeit von der in der Lichtquelle eingestellten relativen Phasenverschiebung $\delta\phi_{LS}$, **b)** die Differenz zw. der gemessenen und der eingestellten Phasenverschiebung und **c)** die Varianz der Phasenverschiebung σ_φ^2 verglichen mit der theoretischen Vorhersage.

weicht hier (siehe Abb. 3.16b) von einem sinusförmigen Verlauf ab, da der Sensor eine stark nicht-lineare Kennlinie aufweist. Durch eine durchgezogene Linie ist in dieser Abbildung der lineare Fit dargestellt. Das Phasenrauschen als Funktion des Grauertrauschens wurde nach dem theoretischen Modell mit Gl. (3.27) berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.16c zu sehen. Die theoretischen Werte stimmen mit den experimentell bestimmten Werten überein. Nur im Bereich der kleinen und für große Phasenverschiebungen weichen die Varianzen voneinander ab, da hier die gemessene Phasenverschiebung stärker (von dem linearen Fit) abweicht.

Für die Charakterisierung der Inhomogenitäten war die Bestimmung des Phasenversatzes $\mu_{\varphi,0}$ für dieses Kamerasystem deutlich schwieriger, da die gemessene Phasenverschiebung stark nicht-linear war. In Abb. 3.17a ist ein Bild der Phasenverschiebung bei $\delta\phi_{LS} = 0$ und in Abb. 3.17c das entsprechende Histogramm dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass es einen Gradienten in der gemessenen Phasenverschiebung über den ganzen Sensor gibt. Da dies bereits von Schmidt [89] bei der Durchführung von Entfernungsmessungen festgestellt wurde, sind Effekte aufgrund einer inhomogenen Beleuchtung unwahrscheinlich. Mit einer gestrichelten Linie ist in der Abbildung

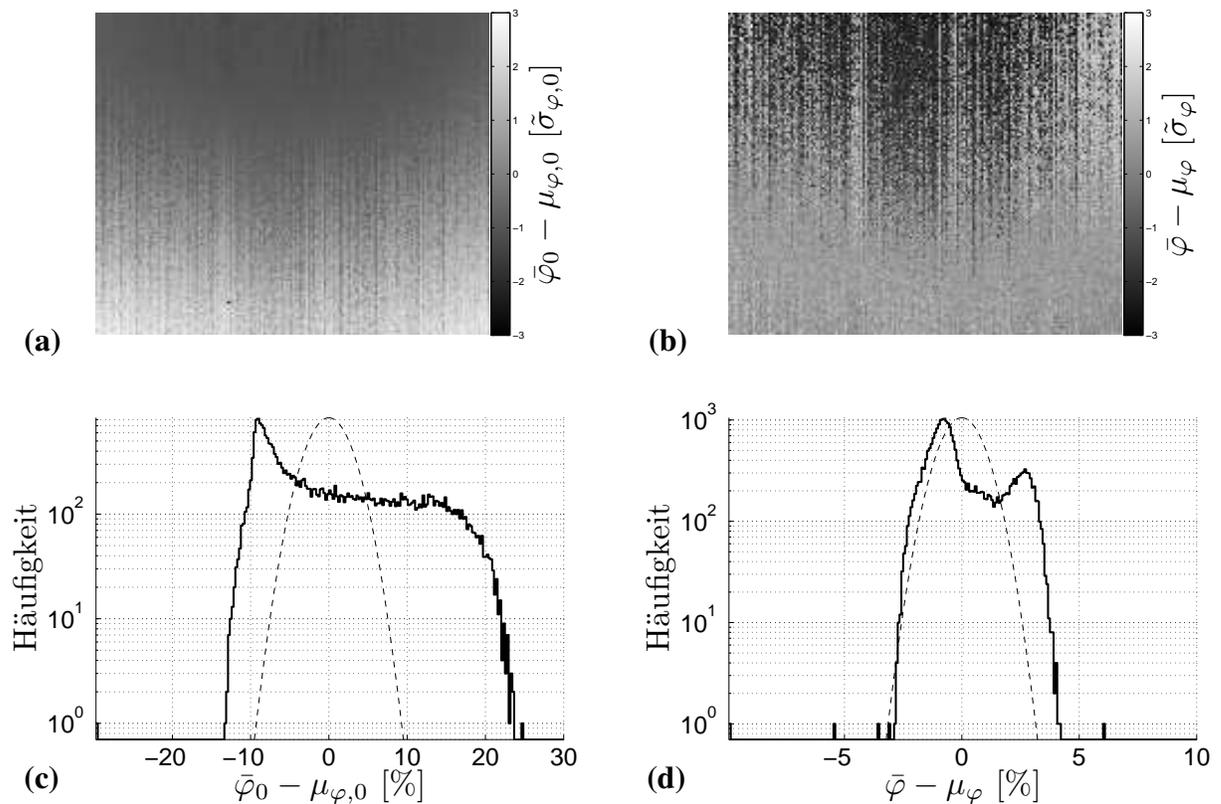


Abb. 3.17: Charakterisierung der Inhomogenitäten für MESA SR3101: **a)** im Phasenversatz-Bild und **b)** im korrigierten Phasenverschiebungsbild mit den entsprechenden logarithmischen Histogrammen (c) bzw. (d).

eine Gauß-Verteilung mit der gemessenen relativen Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{d,0}/\mu_{d,0} = 3\%$ eingezeichnet. In Abb. 3.17b ist ein Phasenverschiebungsbild für $\delta\varphi_{LS} = 1,78$ rad dargestellt, wobei unter Annahme einer homogenen Beleuchtung der Phasenversatz korrigiert wurde. Hierzu wurde das in Abb. 3.17a gezeigte Bild als Phasenversatz verwendet. Das ist streng genommen nicht korrekt, da das Licht bereits eine gewisse Strecke von der Lichtquelle bis zu Kamera zurückgelegt hat. Es wurde jedoch keine bessere Korrekturmöglichkeit gefunden. In Abb. 3.17d ist das zum korrigierten Bild entsprechende Histogramm und die Gauß-Verteilung mit der gemessenen relativen Standardabweichung von $\tilde{\sigma}_d/\mu_d = 1\%$ gezeigt. Durch die Korrektur des Phasenversatzes konnte das räumliche Rauschen also um Faktor 3 reduziert werden.

3.1.5 Hintergrundlichtunterdrückung

In Kap. 3.1.3 wurde eine Inhomogenität der Grauwerte nach dem Einsetzen des SBI beschrieben. Deshalb liegt es nahe die Homogenität der Entfernungsbestimmung in Abhängigkeit von der Intensität der Hintergrundbeleuchtung zu untersuchen. Dies wurde nur für die PMD CAMCUBE 2 durchgeführt.

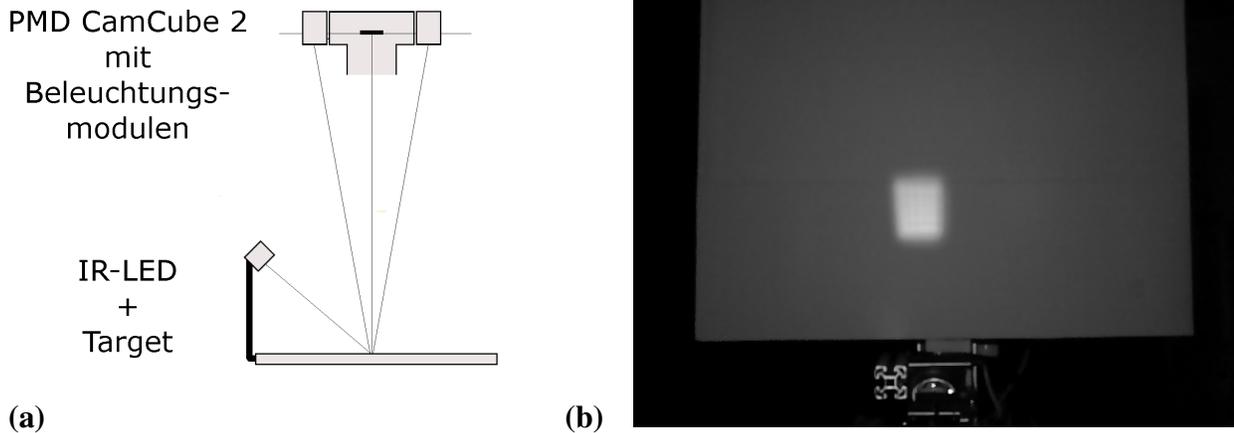


Abb. 3.18: Der experimentelle Aufbau zur Untersuchung der Hintergrundlichtabhängigkeit der mit PMD CAMCUBE 2 gemessenen Entfernung anhand einer IR-LED (870 nm): **a)** der schematische Aufbau und **b)** eine kontrastverstärkte Photographie des Targets bei eingeschalteter IR-LED, aufgenommen mit einer CMOS-Kamera, die unterhalb der PMD CAMCUBE 2 platziert wurde.

Der apparative Aufbau.

Für diese Untersuchungen wurde der in Kap. 3.1.4 beschriebene Aufbau bei einer konstanten Entfernung von $d_{\text{real}} = 2 \text{ m}$ verwendet. Als Hintergrundbeleuchtung wurde eine ENFIS UNO TAG ARRAY NIR-LED mit einer Wellenlänge von 870 nm unterhalb des Targets so platziert, dass ein Teil des Targets beleuchtet wurde (siehe Abb. 3.18a). Mit einer Linse wurde das Licht fokussiert, um eine höhere Leistungsdichte zu erreichen. So ergab sich auf dem Target ein Bereich, der 9×13 Pixeln entsprach. In Abb. 3.18b ist eine kontrastverstärkte Photographie, aufgenommen mit einer konventionellen CMOS-Kamera, zu sehen. Der helle Bereich auf dem Target ist dabei mit der IR-LED beleuchtet. Die Intensität der Hintergrundbeleuchtung wurde mit dem LED-Strom, der maximal auf 4,3 A eingestellt werden konnte, gesteuert. Eine Kalibrierung wurde mit der absolut kalibrierten Photodiode (siehe Kap. 2.3.2) durchgeführt, die in die Mitte des hellen Bereichs in Abb. 3.18b platziert wurde. Dabei wurde die Oberfläche der Photodiode parallel zur Oberfläche der IR-LED ausgerichtet. Somit beziehen sich alle Angabe zu der Intensität der IR-LED auf die Targetebene. Das macht insofern Sinn, dass es leichter mit der Realität, z.B. der Sonne ($\approx 1 \text{ kW/m}^2$), verglichen werden kann. Das PMD-Kamerasystem wurde mit den beiden Beleuchtungsmodulen und der Originaloptik verwendet, da sich die Transmission der telezentrischen Optik bei der verwendeten Wellenlänge von der des Original-Objektivs⁶ unterscheiden kann.

Ergebnisse.

Die Intensität der IR-LED wurde anhand der Stromstärke in 30 Schritten mit einer Schrittweite von 0,11 A variiert. Die maximale Stromstärke betrug also nur 3,3 A, anstatt der möglichen 4,3 A, um ein Überhitzen der IR-LED während der relativ langen Messung zu vermeiden. Die über 100

⁶Das Original-Objektiv ist für den IR-Wellenlängenbereich optimiert, die verwendete telezentrische Optik nicht.

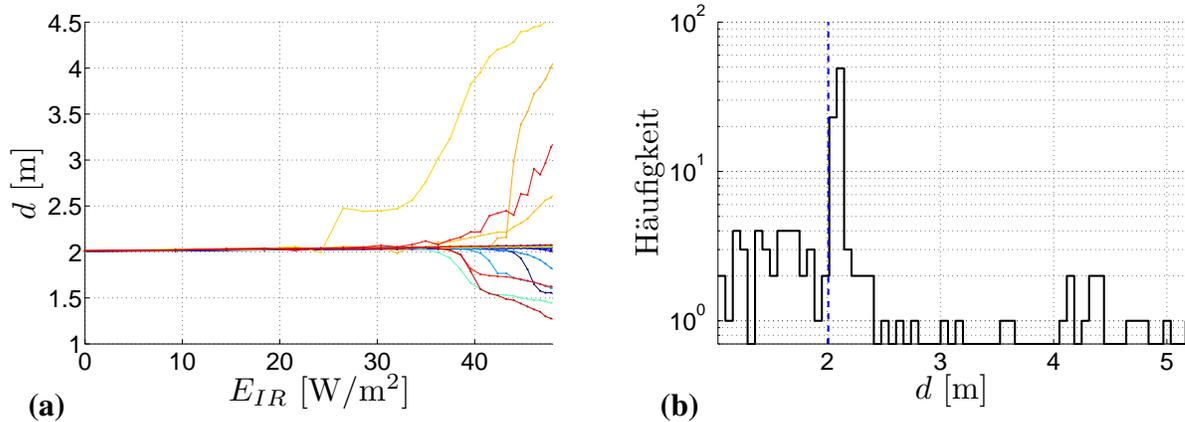


Abb. 3.19: Ergebnis der Untersuchung der Hintergrundlichabhängigkeit für PMD CAMCUBE 2 anhand einer IR-LED: **a)** die gemessene mittlere Entfernung für 20 Pixel in Abhängigkeit von der Hintergrundbeleuchtung und **b)** ein Histogramm für alle 140 Pixel bei $E_{IR} = 45,4 W/m^2$ (die senkrechte gestrichelte Linie symbolisiert die Verteilung der gemessenen Entfernungen $2 m \pm 2 mm$ ohne Hintergrundbeleuchtung).

Aufnahmen gemittelte Entfernung d wurde nach der Korrektur des Phasenversatzes für jedes Pixel in dem oben beschriebenen Pixelbereich berechnet. Die gemessenen Entfernungen sind für jeden dritten Pixel (aus dem angegebenen Pixelbereich) in Abhängigkeit von der Strahlleistungsdichte auf der Targetebene in Abb. 3.19a dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich alle Pixel ab einer bestimmten Hintergrundlichintensität unterschiedlich verhalten. Während die einen Pixel die Entfernung nicht verfälschen, weichen andere um mehrere Meter ab. Dieser Effekt ist statistischer Natur und wurde von Schmidt [90] untersucht und modelliert. In Abb. 3.19b ist ein Histogramm aller in dem beschriebenen Pixelbereich befindlichen Pixel bei einer Strahlleistungsdichte von $45,4 W/m^2$ dargestellt. Hier ist eine deutliche Streuung der gemessenen Entfernungen zu erkennen, wobei bei ausgeschalteter IR-LED die mittlere gemessene Entfernung von $\mu_d = 2 m$ mit einer räumlichen Standardabweichung von nur $\tilde{\sigma}_d = 2 mm$ verteilt ist (mit einer senkrechten gestrichelten Linie angedeutet). Die deutlich geringere räumliche Standardabweichung (als die im vorherigen Kapitel) ist durch eine Mittelung über einen geringeren räumlichen Bereich (weniger Pixel) zu erklären.

3.2 Pulsbasierte Laufzeitkamarasysteme*

In diesem Abschnitt wird die puls-basierte TOF-Messtechnik behandelt. Im Laufe der vorliegenden Arbeit bestand die Möglichkeit einen puls-basierten Sensor der TRIDICAM GmbH, der aus zwei Zeilen mit jeweils 64 Pixeln besteht, zu vermessen. Einerseits könnte solch ein Sensor für die Bestimmung der Lumineszenzlebensdauer in der Zeit-Domäne verwendet werden. Andererseits sollten erste Erfahrungen bzgl. der einheitlichen Charakterisierung von Laufzeitsensoren gesammelt

*Die in diesem Kapitel präsentierten Messungen wurden in Zusammenarbeit mit der TRIDICAM GmbH durchgeführt. Die Veröffentlichung erfolgte mit freundlicher Zustimmung der TRIDICAM GmbH.

werden. Als nächstes wird das Funktionsprinzip des Sensors erläutert, der verwendete experimentelle Aufbau und Messergebnisse mit aufgetretenen Problemen beschrieben.

Eine theoretische Untersuchung zur Lumineszenzlebensdaueremessung mit dem hier beschriebenen Sensor wurde von Lin [69] durchgeführt.

3.2.1 Funktionsprinzip

Bei pulsbasierten Kamerasystemen wird die Laufzeit eines Lichtpulses aus der Intensitätsinformation gewonnen. Das Prinzip basiert darauf, dass der relative Anteil der Lichtpulsintensität, der in einem vordefinierten Zeitintervall auf den Sensor trifft, proportional zu der Entfernung des Objekts ist. Im Allgemeinen werden drei Messwerte (Rohgrauwerte) für die Berechnung der Entfernung benötigt: die Intensität des ganzen Lichtpulses, Intensität des Hintergrundlichts und der Bruchteil des Lichtpulses, der proportional zur Entfernung ist. Eine schematische Darstellung des Messablaufs ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Die lange Belichtung (Rohgrauwert B) soll so lang sein, dass unabhängig von der Entfernung der ganze Laserpuls detektiert werden kann. Die kurze Belichtung (Rohgrauwert A) soll nur einen Bruchteil des Lichtpulses erfassen. In Abb. 3.20 ist die Startzeit t_0 der Messung gleichzeitig der Startpunkt für die beiden Belichtungen und den Lichtpuls. Technisch gesehen findet nur eine (lange) Belichtung B statt. Der Wert A wird während der Belichtung ausgelesen, ohne die in den Pixeln akkumulierte Ladung zu löschen. Der Lichtpuls benötigt für die Strecke $2d$ Lichtquelle–Target–Sensor die Zeit $2d/c$, mit der Lichtgeschwindigkeit c . Der Lichtpuls komme zu einem Zeitpunkt $t_0 + 2d/c$ am Sensor an, dabei wird in Abhängigkeit von der Entfernung d nur ein Bruchteil des Lichtpulses detektiert (grau hinterlegter Bereich in Abb. 3.20). Anschließend wird diese Messung bei der ausgeschalteten Lichtquelle wiederholt, um das Hintergrundlicht zu messen. Aus dem Verhältnis der Grauwerte Y_A/Y_B und den Hintergrundlichtmessungen $Y_{A,\text{dark}}$ und $Y_{B,\text{dark}}$ kann das zur Entfernung proportionale Signal R berechnet werden:

$$R = \frac{Y_A - Y_{A,\text{dark}}}{Y_B - Y_{B,\text{dark}}} . \quad (3.57)$$

In weiteren Verlauf dieses Kapitels wird deshalb von einem Entfernungssignal r für ein Pixel (oder als Bild R) gesprochen. Der erreichbare Dynamikbereich für r ergibt sich aus dem Verhältnis der Belichtungszeit des kurzen Shutter $t_{A,\text{exp}}$ zu der Pulsbreite t_{puls} des Lichts:

$$\text{DR}_r = \frac{t_{A,\text{exp}}}{t_{\text{puls}}} . \quad (3.58)$$

Dabei ermöglicht nur die Konfiguration $t_{A,\text{exp}} \leq t_{\text{puls}}$ ein im ganzen Dynamikbereich entfernungs-sensitives Signal und DR_r liegt dann zwischen 0 und 1. Bei $t_{A,\text{exp}} = t_{\text{puls}}$ wird der mögliche Dynamikbereich zu 100 % ausgenutzt. Die maximal messbare Entfernung ist also $c \cdot t_{A,\text{exp}}/2$.

Bei der Annahme eines linearen Sensormodells und eines rechteckigen Laserpulses sollte der Grauwert B aufgrund des Abstandsquadratgesetzes proportional zu $1/d^2$ verlaufen. Der Verlauf des Grauwerts A ergibt sich aus dem Messprinzip proportional zu $(t_{A,\text{exp}} - 2d/c)/d^2$. Das Verhältnis der beiden Signale soll dabei eine lineare Funktion der Entfernung sein.

Eine Charakterisierung nach dem EMVA Standard 1288 war für den TRIDICAM-Sensor leider nicht möglich. Aufgrund der Tatsache, dass die LEDs (die für die EMVA 1288 Vermessungen benutzt wurden, siehe Kap. 2.3.2) während der Messung bei einer Helligkeitsstufe kontinuierlich

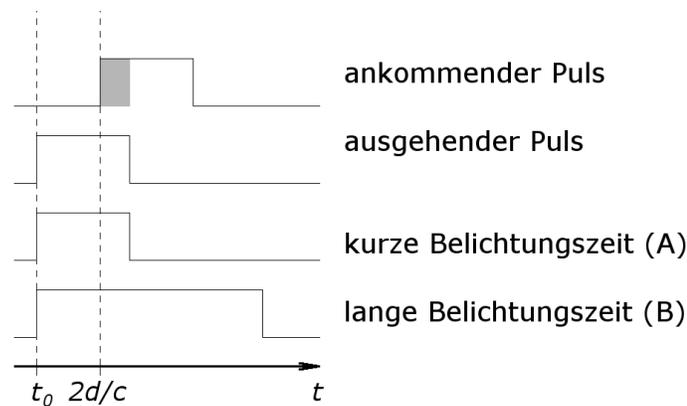


Abb. 3.20: Funktionsprinzip des puls-basierten TRIDICAM-Sensors: Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufs einer Messung, wobei d die Entfernung Target-Sensor und c die Lichtgeschwindigkeit sind. Der grau unterlegte Bereich ist das entfernungs-sensiti-ve Signal.

eingeschaltet sind, würde der TRIDICAM-Sensor diese als Hintergrundlicht messen und von den Messwerten subtrahieren. Experimentell konnte nachgewiesen werden, dass die gemessenen Signale beleuchtungsunabhängig Null sind. Eine Möglichkeit bestünde darin, gepulste LEDs mit einer Pulsdauer kleiner gleich der Zeitspanne bis zur Hintergrundlichtmessung zu benutzen. Dies würde aber Pulsdauern $< 1 \mu\text{s}$ bedeuten, die leider mit der momentanen LED-Steuerungselektronik nicht realisiert werden können.

Der Sensor besteht aus zwei Zeilen je 64 Pixeln. Der Pixelabstand (engl. pixel pitch) beträgt $130 \mu\text{m} \times 301 \mu\text{m}$. Die Belichtungszeiten der beiden Shutter können von TRIDICAM angepasst werden. Für unsere Messungen wurde die kurze Belichtungszeit auf $t_{A,\text{exp}} = 60 \text{ ns}$ und die lange auf $t_{B,\text{exp}} = 240 \text{ ns}$ eingestellt. Die digitale Auflösung des AD-Wandlers betrug 16 bit (effektiv 15 bit) [94]. Der Sensor akkumuliert intern die Elektronen über mehrere Pulse. Die Anzahl der Pulse kann variiert werden. Der Vorteil dieses Kamerasystems gegenüber anderen puls-basierten Systemen ist die Tatsache, dass die zwei Belichtungen (A und B) instantan durchgeführt werden.

3.2.2 Der experimentelle Aufbau

Die Vermessung der Entfernungsinformation des TRIDICAM-Sensors fand auf dem in Kap. 3.1.4 (siehe Abb. 3.12) beschriebenen Verschiebetisch statt. Als Beleuchtung diente eine Laserdiode SPL PL90_3 der Fa. OSRAM, die von der Fa. TRIDICAM zur Verfügung gestellt wurde. Sie wurde mit der entsprechenden Optik neben dem Sensor angebracht. Der Laserstrahl wurde zu einer Linie erweitert und auf die Sensorzeilen bei einer Entfernung von 2 m ausgerichtet. Die Ausrichtung erwies sich als schwierig, da der Laserstrahl bei 905 nm nicht sichtbar ist und mit einer konventionellen Kamera sichtbar gemacht werden musste. Die Strahlungsleistung der Laserdiode betrug $\sim 84 \text{ MW/m}^2$ bei einer Entfernung von 40 cm. Die minimal einstellbare Pulsbreite war leider mit $t_{\text{puls}} = 170 \text{ ns}$ etwas größer als die Belichtungszeit des kurzen Shutter, wodurch sich die Dynamik (siehe Gl. (3.58)) verschlechterte. Das Application-Kit verfügte über einen CameraLink-

Anschluss und einen Synchronisationsausgang für den Laser. Das Auslesen der Rohbilder wurde mit der Software HEURISKO realisiert.

3.2.3 Vermessung der Entfernungsinformation

In den folgenden Abschnitten wird die Vermessung der Entfernungsinformation mit dem oben beschriebenen System, bestehend aus dem TRIDICAM-Sensor, der entsprechenden Optik und dem gepulsten Diodenlaser, vorgestellt.

Die Untersuchung der Hintergrundlicht-Unterdrückung war leider aufgrund der geringen Leistung der IR-LED, die für die Messungen mit der PMD CAMCUBE 2 (siehe Kap. 3.1.5) verwendet wurde, gegenüber der deutlich höheren Peak-Leistung der gepulsten Laserdiode nicht möglich.

Auswertemethode.

Aus der persönlichen Kommunikation mit dem Hersteller war bekannt, dass die zwei Zeilen des Sensors unterschiedlich sensitiv sind. Deshalb werden diese im Folgenden getrennt behandelt. Aufgrund des relativ kleinen Targets (bei großen Entfernungen) werden nur solche Pixel für die Mittelung verwendet, auf die das Target auch bei großen Entfernungen abgebildet wird. Der in der weiteren Auswertung verwendete Pixelbereich war Pixel 25-64 jeder Zeile. Die Anzahl der Pixel pro Zeile ist also $N_{px} = 40$.

Die vom TRIDICAM-Sensor gelieferten Rohbilder $\mathbf{Y}_{A,raw}$ und $\mathbf{Y}_{B,raw}$ sind invertiert, d.h. die eigentlichen Rohgrauwerte \mathbf{Y}_A und \mathbf{Y}_B sind gleich

$$\mathbf{Y}_A = \mathbf{Y}_{A,raw,max} - \mathbf{Y}_{A,raw} , \quad (3.59)$$

$$\mathbf{Y}_B = \mathbf{Y}_{B,raw,max} - \mathbf{Y}_{B,raw} . \quad (3.60)$$

Analog zu den vorherigen Kapiteln werden die mittleren Grauwerte μ_A , μ_B und die zeitlichen Varianzen der Grauwerte σ_A^2 , σ_B^2 eingeführt. Die Rohdaten wurden bei jeder Position d_{real} für jedes Pixel $[i,j]$ über 500 Aufnahmen gemittelt:

$$\bar{y}_{A,raw}[i,j] = \frac{1}{500} \sum_{k=1}^{500} y_{A,raw,k}[i,j] \quad \text{und} \quad \bar{y}_{B,raw}[i,j] = \frac{1}{500} \sum_{k=1}^{500} y_{B,raw,k}[i,j] . \quad (3.61)$$

Als erstes müssen die mittleren Rohsignale invertiert werden. Es gibt viele Möglichkeiten die Nulllinie $\bar{y}_{A,raw,max}$ bzw. $\bar{y}_{B,raw,max}$ festzulegen. Schließlich wurde diese als das bei der größten Entfernung auftretende Signal definiert. Die eigentlichen Rohgrauwerte sind also

$$y_A[i,j] = \bar{y}_{A,raw,max}[i,j] - y_{A,raw}[i,j] \quad \text{und} \quad y_B[i,j] = \bar{y}_{B,raw,max}[i,j] - y_{B,raw}[i,j] \quad (3.62)$$

Die mittleren Grauwerte und die entsprechenden Varianzen für jede Zeile i ergeben sich schließlich zu

$$\mu_{A,y}[i] = \frac{1}{N_{px}} \sum_{j=1}^{N_{px}} \left(\frac{1}{500} \sum_{k=1}^{500} y_{A,k}[i,j] \right) = \frac{1}{N_{px}} \sum_{j=1}^{N_{px}} \bar{y}_A[i,j] \quad \text{für } i = 1,2 \quad (3.63)$$

$$\sigma_{A,y}^2[i] = \frac{1}{N_{px}} \sum_{j=1}^{N_{px}} \left(\frac{1}{499} \sum_{k=1}^{500} (y_{A,k}[i,j] - \bar{y}_A[i,j])^2 \right) \quad \text{für } i = 1,2 \quad (3.64)$$

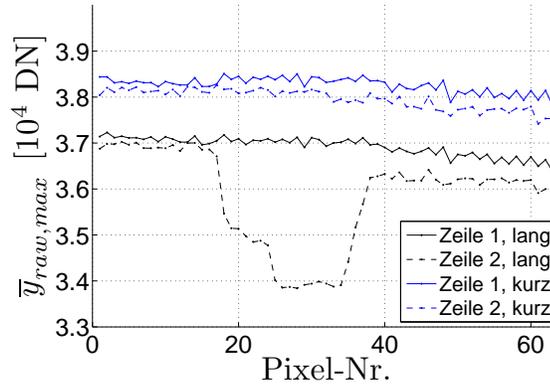


Abb. 3.21: Die maximalen Rohsignale $\bar{y}_{A,raw,max}$ und $\bar{y}_{B,raw,max}$ für jedes Pixel bei einer Akkumulation der Ladung über 25 Lichtpulse.

und analog für den Rohkanal B. Für das mittlere Entfernungssignal μ_r und die entsprechende Varianz σ_r^2 ergibt sich für jede Zeile i zu

$$\mu_r[i] = \frac{1}{N_{px}} \sum_{j=1}^{N_{px}} \left(\frac{1}{500} \sum_{k=1}^{500} \frac{y_{A,k}[i,j]}{y_{B,k}[i,j]} \right) = \frac{1}{N_{px}} \sum_{j=1}^{N_{px}} \bar{r}[i,j] \quad \text{für } i = 1,2, \quad (3.65)$$

$$\sigma_r^2[i] = \frac{1}{N_{px}} \sum_{j=1}^{N_{px}} \left(\frac{1}{499} \sum_{k=1}^{500} \left(\frac{y_{A,k}[i,j]}{y_{B,k}[i,j]} - \bar{r}[i,j] \right)^2 \right) \quad \text{für } i = 1,2. \quad (3.66)$$

Um nur sinnvolle Datenpunkte auszuwerten, wurden zwei Auswahlkriterien für die Datenpunkte definiert. Einerseits sollten die Sättigungseffekte ausgeschlossen werden und andererseits Signale, die kleiner als das Rauschen sind, vermieden werden. Für die mittleren Grauwerte jedes Rohkanals sollte also

$$\mu_y \leq 0,95 \cdot \mu_{y,sat} \quad (3.67)$$

mit dem Sättigungsgrauwert $\mu_{y,sat}$ und

$$\mu_y \geq \sigma_y \quad (3.68)$$

gelten.

Ergebnisse.

Die Entfernung d_{real} zwischen dem Sensor und Target wurde zwischen 0,43 m und 5,8 m in 200 Schritten mit einer Schrittweite von 27 mm variiert. Die Akkumulation wurde in der Firmware des Sensors auf 25 Pulse eingestellt. Das maximale Rohsignal $\bar{y}_{A,raw,max}$ bzw. $\bar{y}_{B,raw,max}$ wurde als Grauwert bei der maximalen Entfernung bestimmt. Diese sind in Abb. 3.21 für die beiden Rohkanäle und jedes Pixel dargestellt.

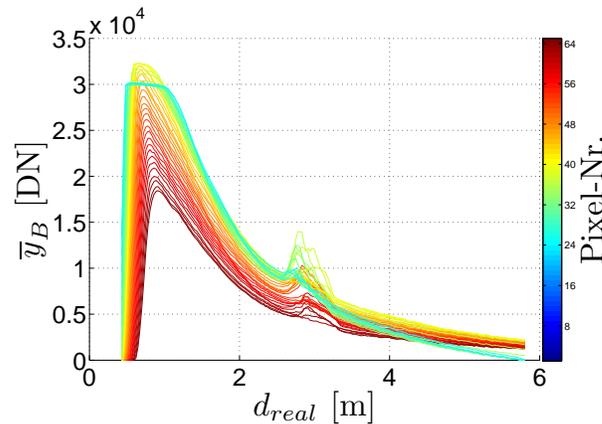


Abb. 3.22: Das gemessene Signal $\bar{y}_B[i = 2]$ der zweiten Zeile für jedes Pixel (Farbkodierung) bei verschiedenen Entfernungen zum Target d_{real} . Die Erklärung des Signalverlaufs siehe im Text. Die Pixel 1 bis 24 bilden nicht im vollen Entfernungsbereich das Target ab und werden hier deshalb nicht dargestellt.

Es wurden mehrere Quellen für systematische Abweichungen des Signals von dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen theoretischen Signalverlauf in Abhängigkeit von der Entfernung festgestellt. Diese werden exemplarisch am Signal \bar{y}_B erklärt, siehe hierzu Abb. 3.22.

Der Anstieg des Signals im Bereich 0,5 m – 0,75 m ist ein Effekt der inhomogenen Beleuchtung. Dieser kann damit erklärt werden, dass der Laser einige Zentimeter neben der Kamera montiert und bei einer Entfernung von einigen Metern auf die Sensorzeilen ausgerichtet wurde. Bei einer Entfernung von einigen 10 cm trifft das Intensitätsmaximum des Lasers nur die Pixel in dessen Nähe. Es handelt sich um Pixel 1-10, die in der Abbildung nicht dargestellt sind. Der Laserstrahl divergiert mit steigender Entfernung und die volle Laserintensität erreicht nach und nach die anderen Pixel. Deshalb steigt die Intensität in den ersten Zentimetern an. Ein genereller Trend der Pixel mit höheren Nummern zu kleineren Intensitäten ist hier wiederum durch die inhomogene Beleuchtung verursacht.

Die Überbelichtung ist an der Sättigung der Pixel 24 - 28 bei der Entfernung ≈ 1 m zu erkennen. Die Sättigung trat während der Messung nur für den Rohkanal B auf. Dieser Effekt kann an einer geringen Änderung des Signals mit der Entfernung aber auch am sehr geringen Rauschen erkannt werden. Die unterschiedlichen Sättigungsgrauwerte sind teilweise durch Inhomogenitäten im berechneten maximalen Rohgrauwert (siehe Abb. 3.21) bedingt, werden aber auch durch Inhomogenitäten in den Sättigungsgrauwerten selbst beeinflusst. Durch die Überbelichtung werden die Entfernungsinformationen gänzlich verfälscht.

Verschiedene Reflektivitäten tauchen als „Hügel“ in allen Pixeln bei der Entfernung von ca. 2,9 m auf. Das verwendete Target wurde in zwei Teilen beklebt: oberen und unteren Teil. Zwischen den beiden Flächen ist ein marginal erkennbarer Zwischenraum mit einer Metalloberfläche. Diese kleine Fläche mit höherer Reflektivität verursacht höhere Grauwerte in den Daten. Solche Verhaltensweisen wurden bereits während der Messungen mit anderen Laufzeitkamarasystemen beobachtet. Dieser Effekt hebt sich aber nach der Quotientenbildung in der Entfernungsberechnung auf.

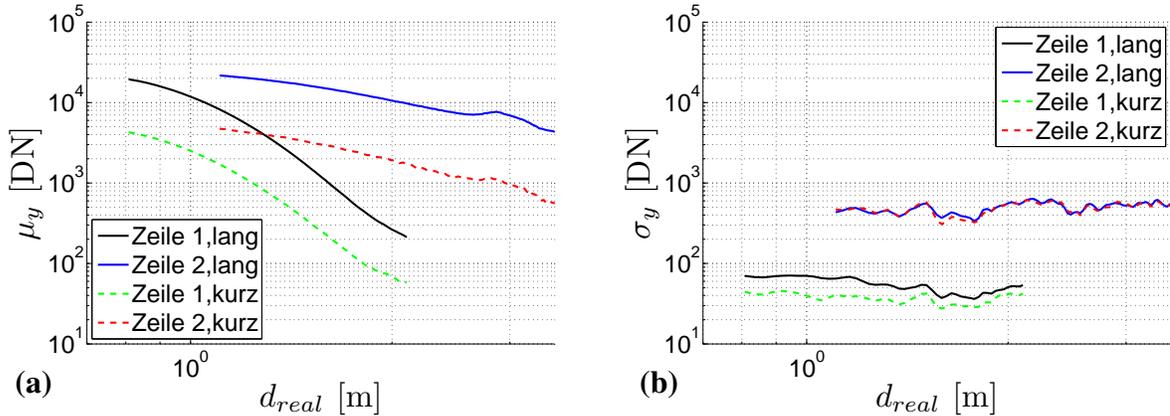


Abb. 3.23: **a)** Die gemessenen Signale $\mu_{B,y}$, $\mu_{A,y}$ und **b)** Standardabweichungen $\sigma_{B,y}$, $\sigma_{A,y}$ für jede der beiden Zeilen bei verschiedenen Entfernungen d_{real} . Die Beschreibung der Selektionskriterien für Datenpunkte ist in Gl. (3.67) und (3.68).

Die Pulsform weicht in der Realität von der idealen Rechteckform ab, so dass zusätzliche Nicht-Linearitäten in den Signalen auftreten können. In diesen Messungen konnte eine Krümmung des Entfernungssignals festgestellt werden, da die Pulsform nicht rechteckförmig war.

Die Abb. 3.23a zeigt Messdaten $\mu_{A,y}[i]$ und $\mu_{B,y}[i]$ für jede Zeile i des Sensors getrennt. Die Signale sind in einer doppellogarithmischen Darstellung gezeigt. In dieser Darstellung kann der Exponent im Zusammenhang leicht bestimmt werden. Für die erste Zeile des Sensors (siehe Abb. 3.23a) fällt das Signal des langen Shuttters deutlich stärker als $\propto d_{real}^{-2}$ mit der Entfernung ab. Für die zweite Zeile des Sensors entspricht der Verlauf in etwa dem erwarteten Abstandsquadratgesetz.

Das Rauschen der ersten Zeile (siehe Abb. 3.23b) liegt im Bereich von 30 DN bis 80 DN und für die zweite Zeile im Bereich von 300 DN bis 700 DN. Die Größenordnungen des Rauschens der beiden Rohkanäle stimmen für die jeweilige Zeile überein.

In Abb. 3.24 ist das gemessene Verhältnis μ_r gezeigt. Das maximale gemessene Verhältnis μ_r bewegt sich im Bereich 23 % - 24 % (theoretisch wären $60 \text{ ns}/170 \text{ ns} \approx 35 \%$ möglich). Zusätzlich konnte bestätigt werden, dass die Empfindlichkeit der ersten Zeile des Sensors sich von der zweiten Zeile unterscheidet. Dies ist an der leicht unterschiedlichen Steigung bei kleinen Entfernungen zu erkennen. Das Ansteigen der Werte μ_r der ersten Zeile ist auf die inhomogene Beleuchtung zurückzuführen, da sich die erste Zeile mit der steigenden Entfernung aus dem Laserstrahl bewegt und dadurch die Intensität v.a. im Rohkanal B drastisch absinkt. Die nicht rechteckförmige Pulsform kann eine Erklärung für die nicht-lineare Antwort des Sensors in Abhängigkeit von der Entfernung sein. Deshalb wurde das Verhältnis μ_r mit einer quadratischen Funktion gefittet. In Abbildung 3.24b ist die relative Abweichung der Datenpunkte vom quadratischen Fit gezeigt. Die relativ großen Messabweichungen ergaben sich durch eine nicht optimal ausgelegte Testkamera, in der die Beleuchtung, Optik und die gegenseitige Ausrichtung nicht aufeinander abgestimmt waren.

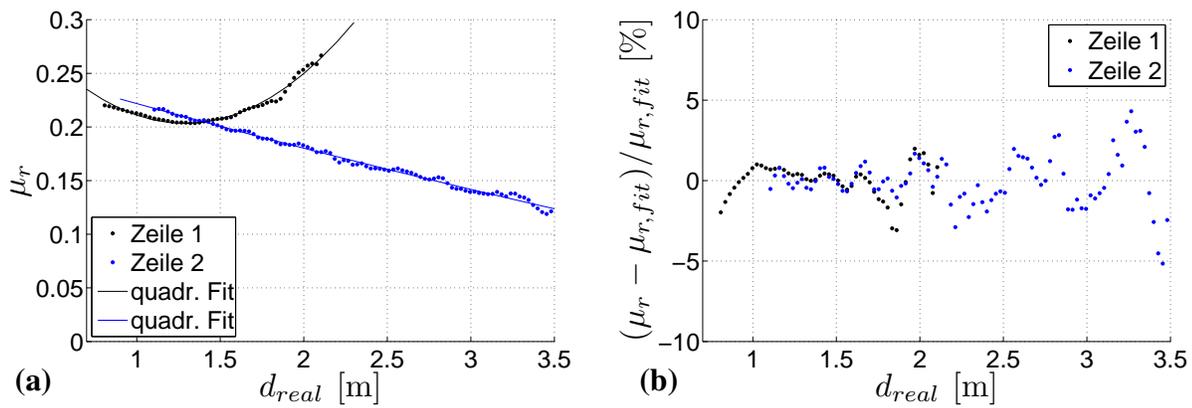


Abb. 3.24: Das Entfernungssignal des TRIDICAM-Sensors: **a)** das gemessene Verhältnis μ_r und **b)** die Abweichung der Datenpunkte vom quadratischen Fit für jede der zwei Zeilen des Sensors.

Kapitel 4

Datenbank für Kameravermessungen

Im Laufe dieser Arbeit wurden außer den zwei in Kap. 2 vorgestellten konventionellen Kameras mehrere unterschiedliche Kameratypen vermessen. Neben den monochromen CCD- und CMOS-Kameras wurden auch Farbkameras gemäß EMVA 1288 vermessen. Im Rahmen unserer Initiative zur Performanzanalyse der gesamten Bildverarbeitungskette bauen wir eine umfangreiche, öffentlich zugängliche Datenbank am HCI auf, in der Messergebnisse aller von uns vermessenen Kameras verfügbar sein werden. Alle Messdaten wurden dabei mit den in Kap. 2.3.2 beschriebenen Apparaturen aufgenommen. Die Messdaten werden so aufbereitet, dass ein Interessent anhand der Daten seine Auswertelgorithmen testen kann. Datenblätter und grafische Darstellungen gemäß EMVA 1288 werden ebenfalls publiziert. Die in Kap. 2.4.3 verwendeten simulierten Daten können zur Verifikation der Algorithmen dienen.

Es wurden u.a. nicht-lineare Sensoren, z.B. logarithmische und stückweise lineare Sensoren, vermessen. Für solche Kameras werden die Daten ebenfalls veröffentlicht. Gängige nicht-lineare Sensoren weisen entweder eine logarithmische, linear-logarithmische oder stückweise lineare Kennlinie auf. Die in dem EMVA Standard 1288 definierten Algorithmen könnten auf die linearisierte spezifische Sensitivität angewandt werden und alle nachfolgend bestimmten Spezifikationen würden sich auf den linearisierten Sensor beziehen. Die Charakterisierung nach EMVA 1288 ist aber nur dann anwendbar, wenn sich die nicht-linearen Kennlinien nicht zu sehr von Pixel zu Pixel unterscheiden. Daher muss erst detailliert untersucht werden, ob die Methoden des Standards auf einen linearisierten Sensor anwendbar sind. Unklar ist noch, wie die Photon-Transfer-Methode bei logarithmischen Sensoren mit intensitätsabhängiger Integrationszeit angewendet werden kann. Verschiedene Labors können solche Messdaten zu Studienzwecken nutzen.

Schließlich werden auch Rohdaten der Laufzeitkamarasysteme, die während der radiometrischen und spektralen Vermessungen aufgenommen wurden, in die Datenbank eingebunden.

Kapitel 5

Grundlagen zur Lumineszenzlebensdauer

Allgemein wird unter Lumineszenz alle von Materie nach Anregung ausgehende Strahlung verstanden, außer der reinen Temperaturstrahlung und der Lichtstreuung. Eine Einteilung der vielfältig auftretenden Lumineszenzerscheinungen erfolgt nach der jeweiligen Anregungsart. So wird z.B. zwischen Photo-, Elektro-, Chemo- und Thermolumineszenz unterschieden. Die Biolumineszenz ist ein Spezialfall der Chemolumineszenz in biologischen Systemen.

5.1 Grundlagen zur Photolumineszenz

Bei der Photolumineszenz werden die Elektronen durch elektromagnetische Strahlung auf höhere Energieniveaus eines Farbstoffmoleküls angeregt. Bei Molekülen sind es i.A. verschiedene Vibrationszustände. Die Voraussetzung ist, dass die Wellenlänge der Strahlung im Absorptionsbereich des Farbstoffmoleküls liegt. Die Lumineszenzstrahlung entsteht anschließend bei einem strahlenden Relaxationsvorgang in den Grundzustand. Im Allgemeinen ist die Energie der elektromagnetischen Strahlung größer als die der Lumineszenzstrahlung (Stokes-Verschiebung). In Spezialfällen kann jedoch auch der umgekehrte Fall eintreten, so dass hier von Anti-Stokes-Lumineszenz bei z.B. Zwei-Photonen-Anregung mit kohärenter Laserstrahlung gesprochen wird. Diese Art der Anregung wird in biologischen Anwendungen häufig eingesetzt.

Die Anregung der Elektronen kann aus dem Grundzustand S_0 in i.A. beliebig höhere Singulettzustände S_n abhängig von der Energie des Anregungslichtes erfolgen. Die für die Lumineszenz relevanten Vorgänge spielen sich jedoch nur im Zusammenhang mit dem Singulettzustand S_1 ab. Die in die höheren Zustände angeregten Elektronen relaxieren normalerweise strahlungslos in den S_1 Zustand (innere Konversion, IC). Für den angeregten Zustand S_1 eines Farbstoffmoleküls existieren mehrere Zerfallskanäle.

Erfolgt die Anregung in einen der Vibrationszustände von S_1 , kommt es zunächst zu einer inneren Konversion innerhalb des S_1 -Zustandes (100 fs bis einige ps). Die innere Konversion kann auch durch einen Übergang aus dem S_1 -Zustand in einen Vibrationszustand des S_0 erfolgen. Der strahlende Übergang in den Grundzustand S_0 oder in einen seiner Vibrationszustände wird als Fluoreszenz bezeichnet. Durch ein *Intersystem Crossing* (ISC) kann unter Spinumkehr ein Übergang des Elektrons aus dem S_1 -Zustand in einen schwingungsangeregten Triplettzustand T_1 stattfinden. Dieser Übergang ist ebenfalls strahlungslos. Die anschließende strahlende Relaxation aus T_1 in den Grundzustand S_0 (oder einen seiner Vibrationszustände) wird als Phosphoreszenz bezeichnet.

Da ISC in der Born-Oppenheimer-Näherung [11] verboten ist, läuft dieser Prozess im Vergleich zu den anderen Prozessen langsamer ab. Man spricht auch von einem metastabilen Zustand T_1 . Da es mehrere Vibrationszustände von S_0 existieren, zeigt das Fluoreszenz- bzw. Phosphoreszenzspektrum keine diskreten Linien. Ein weiterer strahlungsloser Übergang aus T_1 oder S_1 in der Grundzustand S_0 findet bei dem so genannten Quenchen statt. Dabei wird die Energie des angeregten Molekülzustandes an ein anderes Molekül (Quencher-Molekül) durch Stöße oder in einem Förster-Resonanz-Energie-Transfer (FRET) übertragen. Da dieser Effekt im Rahmen dieser Arbeit eine besondere Rolle spielt, wird er im nächsten Abschnitt detaillierter behandelt.

5.2 Lumineszenzlebensdauer und Quenching

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen strahlungslosen Prozesse, IC und ISC, stehen mit den entsprechenden Übergangsraten, Γ_{ic} bzw. Γ_{isc} , in direkter Konkurrenz zum strahlenden Übergang (Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz) mit der Emissionsrate Γ_r . Dabei ist ISC nur im Sinne der Fluoreszenz ein konkurrierender Prozess. Für die Phosphoreszenz ist er die Voraussetzung und in der Übergangskette enthalten. Die Population der angeregten Molekülzustände $N_0^*(t)$ zum Zeitpunkt t ändert sich entsprechend der Gleichung

$$-\frac{dN_0^*(t)}{dt} = (\Gamma_r + \Gamma_{ic} + \Gamma_{isc}) \cdot N_0^*(t) = (\Gamma_r + \Gamma_{nr}) \cdot N_0^*(t), \quad (5.1)$$

mit der Gesamtübergangsrate für nicht strahlende Prozesse Γ_{nr} . Dies resultiert in einem exponentiellen Abfall der Population der angeregten Zustände

$$N_0^*(t) = N_0^*(0)e^{-(\Gamma_r + \Gamma_{nr})t}. \quad (5.2)$$

Die experimentell „messbare“ Lebensdauer τ_0 ist das Inverse zu der Summe der Übergangsraten

$$\tau_0 = (\Gamma_r + \Gamma_{nr})^{-1} \quad (5.3)$$

und stellt die Zeit dar, in der die Lumineszenzintensität auf $1/e$ der Anfangsintensität abgefallen ist. Durch die anderen strahlungslosen Prozesse wird die „messbare“ Abklingzeit τ_0 kürzer als die rein strahlende Lumineszenzabklingzeit sein:

$$\tau_0 = \frac{1}{\Gamma_r + \Gamma_{nr}} \leq \tau_r. \quad (5.4)$$

Sind nun andere Moleküle (z.B. Sauerstoff) im Kontakt mit dem Farbstoff, treten zwei Effekte auf: Zum Einen könnten diese Moleküle in der Lage sein, Energie der angeregten Elektronen aufzunehmen und deren Übergang in den Zustand S_0 ohne Emission von Strahlung zu ermöglichen; zum Anderen könnten diese Moleküle „Stöße“ mit den Farbstoffmolekülen verursachen, die dazu führen, dass Elektronen das höhere Energieniveau schneller verlassen. Bei diesen beiden Erscheinungen spricht man von dem statischen bzw. dynamischen Quenchen.

Beim statischen Quenchen (*static quenching*) bilden Farbstoffmoleküle und Quencher im Grundzustand einen Komplex, der, auch wenn er angeregt wird, keine Lumineszenz aufweist, sondern strahlungslos in den Grundzustand zurückkehrt. In der Regel unterscheidet sich das Absorptionsverhalten des Komplexes von dem des ungebundenen Farbstoffmoleküls.

Beim dynamischen Quenchen (*dynamical quenching*) wird das angeregte Molekül durch Energieaustausch mit dem quenchenden Stoff (Quencher) in seinen S_0 -Grundzustand überführt. Bei kontinuierlicher Anregung des Farbstoffes (mit der Rate Γ_{ex}) stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, bei dem sich die Anzahl N_0^* der angeregten Moleküle nicht ändert:

$$-\frac{dN_0^*}{dt} = \Gamma_{\text{ex}}N - \Gamma_0N_0^* = 0. \quad (5.5)$$

Sei k_q die bimolekulare Quenchkonstante und c_q die Konzentration des Quenchers. Die Übergangsrate $\Gamma_q = k_q c_q$ beschreibt den Quenchvorgang, gegenüber der natürlichen Abklingrate $\Gamma_0 = 1/\tau_0$. Bei Anwesenheit des Quenchers modifiziert sich die obere Gleichung zu

$$-\frac{dN^*}{dt} = \Gamma_{\text{ex}}N - (\Gamma_0 + \Gamma_q)N^* = 0. \quad (5.6)$$

Nach dem Gleichsetzen der beiden Gleichungen ergibt sich

$$\Gamma_{\text{ex}}N - (\Gamma_0 + \Gamma_q)N^* = \Gamma_{\text{ex}}N - \Gamma_0N_0^* \quad (5.7)$$

$$\frac{N^*}{N_0^*} = \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0 + \Gamma_q} \quad (5.8)$$

$$= \frac{1}{1 + k_q \tau_0 c_q} \quad (5.9)$$

wobei $K_{\text{SV}} = k_q \tau_0$ als Stern-Volmer-Konstante bezeichnet wird. In einem Experiment wird nicht die Anzahl der angeregten Zustände bestimmt, sondern die Lumineszenzintensität, die dazu proportional ist. So kann die obige Gleichung als die so genannte Stern-Volmer-Gleichung

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 + K_{\text{SV}}c_q} \quad (5.10)$$

geschrieben werden.

Das Verhältnis der Lebensdauer τ_0 der angeregten Moleküle, die ungestört relaxieren, zu der Lebensdauer

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{\Gamma_0 + \Gamma_q} \quad (5.11)$$

bei Anwesenheit quenchender Moleküle, führt ebenfalls zur Stern-Volmer-Gleichung

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{\Gamma_0}{\Gamma} = \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0 + \Gamma_q} = \frac{1}{1 + k_q \tau_0 c_q} = \frac{1}{1 + K_{\text{SV}}c_q}. \quad (5.12)$$

Eine Darstellung von I/I_0 bzw. τ/τ_0 in Abhängigkeit von der Konzentration der Quencher-Moleküle c_q wird als Stern-Volmer-Plot bezeichnet.

Die Lumineszenzquantenausbeute η_{lum} ist der prozentuale Anteil der angeregten Moleküle, die den angeregten Zustand strahlend verlassen und ist kleiner als Eins:

$$\eta_{\text{lum}} = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_r + \Gamma_{\text{nr}} + \Gamma_q(c_q)} < 1. \quad (5.13)$$

Eine Änderung der Lumineszenzlebensdauer in verschiedenen Umgebungen wird also hauptsächlich durch eine Änderung der Übergangsraten strahlungsloser Prozesse beeinflusst.

Bei der Annahme eines mono-exponentiellen Zerfalls ist die Lumineszenzantwort auf einen Anregungspuls (Dirac-Puls)

$$I_{\text{lum},\delta}(t) = I_{\text{lum},\delta}(0)e^{-\Gamma t} = I_{\text{lum},\delta}(0)e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (5.14)$$

mit der Intensität $I_{\text{lum},\delta}(0)$ zum Zeitpunkt $t = 0$. Die Lebensdauer τ ist das mittlere Zeitintervall, in dem ein Farbstoffmolekül nach der Anregung im angeregten Zustand verweilt. Das wird nach der Berechnung des zeitlichen Erwartungswerts \bar{t} klar:

$$\bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} tI(t)dt}{\int_0^{\infty} I(t)dt} = \frac{\int_0^{\infty} t \exp(-t/\tau)dt}{\int_0^{\infty} \exp(-t/\tau)dt} = \frac{\tau^2}{\tau} = \tau. \quad (5.15)$$

Deshalb ist die mittlere Zeit, die ein Farbstoffmolekül im angeregten Zustand verweilt, für einen mono-exponentiellen Zerfall gleich der Lebensdauer. Bei multi-exponentiellen Zerfällen existieren mehrere Zerfallskanäle für den angeregten Zustand. In diesem Fall lässt sich die entsprechende Gleichung in der Form

$$I_{\text{lum},\delta}(t) = \sum_{i=0}^{N_{\tau}} I_{\text{lum},\delta,i}(0)e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad (5.16)$$

schreiben. Hier ist die Interpretation der mittleren Lebensdauer nicht trivial.

5.3 Lumineszierende Farbstoffe

Die Lebensdauer eines Farbstoffmoleküls wird durch viele Parameter beeinflusst. Die biochemische Umgebung eines Farbstoffmoleküls kann die Lebensdauer des angeregten Zustandes signifikant modifizieren. Lumineszenzlebensdauer kann z.B. auf den pH-Wert oder zu der Viskosität des Mediums sensitiv sein. Außerdem kann eine Temperaturdifferenz von einigen Grad die Lebensdauer eines Fluorophores um einige Hundert Pikosekunden ändern [37]. Eine geeignete Komposition der Lösung ist deshalb unumgänglich.

Es existieren diverse Farbstoffe auf dem Markt. Boens et al. [9] schlug eine Liste von Farbstoffen vor, die zur Kalibrierung eines Lumineszenzlebensdauerbildgebungsystems (FLI-System)¹ verwendet werden können. Dabei handelt es sich vorwiegend um mono-exponentiell zerfallende fluoreszierende Farbstoffe, mit Lebensdauern von maximal 31 ns. Als Lösungsmittel wurden Wasser, Methanol oder Cyclohexan vorgeschlagen. Esposito et al. nennt in [37] zusätzlich zu den mono-exponentiellen Farbstoffen einer Reihe von so genannten „Lebensdauergradienten“, die ebenfalls

¹Im folgenden Verlauf dieser Arbeit wird mit einem FLI-System ein System zur Messung der Lumineszenzlebensdauer bezeichnet, da es sich so eingebürgert hat. Dieser Begriff wird in der Literatur häufig auch für ein System zur Messung der Phosphoreszenz benutzt.

zur Kalibrierung eines FLI-Systems bei verschiedenen Lumineszenzlebensdauern verwendet werden können [16, 46]. Durch eine geeignete Wahl eines Farbstoffes und Lösungsmittels kann Lumineszenzlebensdauer manipuliert werden. Zu beachten ist jedoch, dass nicht alle gequenchten Farbstoffe im mono-exponentiellen Bereich bleiben, z.B. Chinin und γ -Pyren-Butyrat² [63].

Es existieren mehrere Farbstoffgruppen: Organische Farbstoffe, metallorganische Verbindungen (Metall-Ligand-Komplexe und Lanthanoide) und Nano-Kristalle. Diese werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

Organische Farbstoffe.

Ein Typ lumineszierender Farbstoffe sind die organischen Farbstoffe. Diese können weitgehend in zwei Klassen unterteilt werden: intrinsische und extrinsische Farbstoffe. Intrinsische Fluorophore treten in der Natur auf und enthalten aromatische³ Aminosäuren (Tryptophan (trp), Tyrosine (tyr) und Phenylalanine (phe)), reduzierte Nicotinamid-Adenin-Dinukleotide (NADH), Flavine, Derivate von Pyridoxyl und Chlorophyll. Extrinsische organische Fluorophore werden zu einer Probe künstlich beigefügt, um entweder Lumineszenz zu erzwingen oder um spektrale Eigenschaften der Probe zu verändern. Diese Gruppe von Farbstoffen beinhaltet Dansyl, Fluorescein, Rhodamine und Cyanine. Beinahe alle organische Fluorophore zeigen Lebensdauern von 1 ns bis 10 ns [64]. Es existieren jedoch Ausnahmen, wie das Pyren, das in entgasteten organischen Lösungen Lebensdauern von fast 100 ns zeigt. In markierten Makromolekülen zerfällt Pyren und seine Derivate gewöhnlich multi-exponentiell, z.B. *1-Hydroxypyrene-3,6,8-trisulfonic acid trisodium salt* (HPTS oder Pyranin) [64, Kap. 3.9] mit einer Lebensdauer von ca. 5 ns [50]. Ein anderer Fluorophor mit einer langen Lebensdauer ist Karpathit, das Lebensdauern von ca. 200 ns zeigt. In Membranen weist Karpathit ebenfalls multi-exponentielle Zerfälle auf [23]. Die molaren Extinktionskoeffizienten der organischen Farbstoffe liegen im Bereich [64]

$$\epsilon = (50 - 200) \cdot 10^3 \text{ L mol}^{-1} \text{ cm}^{-1} . \quad (5.17)$$

Bspw. ist der Extinktionskoeffizient von Fluorescein $80 \cdot 10^3 \text{ L mol}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ und der des Rhodamin 6G ungefähr gleich $200 \cdot 10^3 \text{ L mol}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Die Quantenausbeuten sind stark von der Umgebung abhängig (z.B. Fluorescein 0,82 – 0,91).

Metall-Ligand-Komplexe.

Eine andere Klasse von Farbstoffen mit einer langen Lebensdauer sind die Metall-Ligand-Komplexe (MLC). Es handelt sich typischerweise um Ruthenium(II)-, Rhenium(I)- oder Osmium(II)-Komplexe mit einem oder mehreren Diimin⁴-Liganden. Hier kommt die Lumineszenz (genauer: Phosphoreszenz) durch einen Ladungstransfer vom Metall zum Liganden zustande. Der Ladungstransfer ist teilweise verboten, so dass die Zerfallszeit lang ist. Solche Komplexe sind sehr

²Butyrate sind Salze und Ester der Buttersäure.

³Die Benzol abgeleiteten Kohlenwasserstoffe, die eine symmetrische Anordnung der C-C-Bindungsformen besitzen.

⁴Diimin ist eine Stickstoff-Wasserstoff-Verbindung.

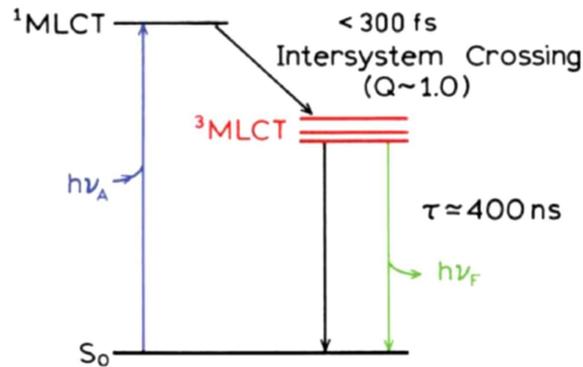


Abb. 5.1: Jablonski-Diagramm für ein Metall-Ligand-Komplex $[\text{Ru}(\text{bpy})_3]^{2+}$. MLCT bedeutet *Metal-to-Ligand Charge Transfer* und die Phosphoreszenzlebensdauer ist ca. 400 ns. Die schwarzen Pfeile stellen strahlungslose Übergänge dar (überarbeitet aus [64, S. 685]).

stabil und zeigen Lebensdauern von 10 ns bis 10 μs [25]. Bspw. zeigt $\text{Ru}(\text{bpy})_2(\text{mcbpy})$ in Verbindung mit Proteinen und Lipiden eine Zerfallszeit von ungefähr 400 ns [103]. MLC-Proben sind sehr photostabil und weisen eine große Stokes-Verschiebung auf [38].

Bekannte phosphoreszierende Indikatoren für Sauerstoff sind z.B. Ruthenium-Bipyridyl oder Ruthenium-Phenanthroline Komplexe und Palladium/Platinum-Porphyrine, die eine Lebensdauer in μs bis ms ausweisen. Lebensdauerbasierte Sauerstoffsensoren verwenden oft *Platinum (II) octaethylporphyrin ketone* in einer Polymermembran [87]. Es sind viele Kombinationen der Metall-Ligand-Komplexe verfügbar, einige davon sind im Anhang A.3 zusammengefasst.

Das Jablonski-Diagramm für ein Metall-Ligand-Komplex ist in Abb. 5.1 gezeigt. Nach einer Absorption findet in einer Zeit von weniger als 300 fs und mit einer hohen Effizienz ISC zu einem Triplett-Zustand ($^3\text{MLCT}$) statt. Im Allgemeinen ist die Übergangsrate des IC größer als die der Phosphoreszenz. Die molaren Extinktionskoeffizienten von MLCs liegen im Bereich [64]

$$\epsilon = (10 - 30) \cdot 10^3 \text{ L mol}^{-1} \text{ cm}^{-1} . \quad (5.18)$$

Die Quantenausbeuten sind stark von der genauen chemischen Zusammensetzung und der Umgebung abhängig, für Ru-Komplexe z.B. 0,31 – 0,80.

Lanthanoide.

Eine andere metallorganische Klasse von Farbstoffen, die eine lange Lebensdauer aufweisen, sind Lanthanoide. Im Wasser gelöste Lanthanoide weisen Lumineszenzlebensdauern von 0,5 ms bis 3 ms auf [85, 86, 3, 67]. Sowohl die Absorptionskoeffizienten ($< 10 \text{ L mol}^{-1} \text{ cm}^{-1}$) als auch die Emissionsraten sind sehr klein. Aufgrund der geringen Absorption werden Lanthanoide gewöhnlich nicht direkt, sondern über organische Chelat-Liganden⁵, angeregt und weisen Linienspektren auf [85]. Die Extinktionskoeffizienten sind denen der MLCs ähnlich.

⁵Liganden, die mehr als ein freies Elektronenpaar besitzen und mindestens zwei Bindungsstellen des Zentralatoms einnehmen.

Nano-Kristalle.

Die Hauptkomponente der neuartigen Klasse von Farbstoffen, der Nano-Kristalle (NPs⁶) oder *Quantum Dots* (QDots), ist gewöhnlich Cadmiumselenid (CdSe). Die Teilchen mit einem Durchmesser von 3 nm bis 6 nm können eine intensive Lumineszenz aufweisen. Die molaren Extinktionskoeffizienten der Nanokristalle liegen im Bereich [64]

$$\epsilon = (200 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^6) \text{ L mol}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (5.19)$$

und sind damit deutlich höher als die der MLCs oder der organischen Farbstoffe. Der Vorteil dieser Art der Farbstoffe ist die hohe Photostabilität.

Eine Liste der für den jeweiligen Farbstoff typischen Quencher ist in [64, S. 279] zu finden.

Lumineszenz-Lebensdauer-Mikroskopie (FLIM⁷) ist ein mächtiges Werkzeug in der analytischen Wissenschaft, das einen neuen Parameterraum eröffnet, der mit der auf der Lumineszenzintensität basierenden Technik nicht zugänglich ist [101]. Die Lumineszenzlebensdauer ist ein sensitiver Indikator für Interaktionen eines Farbstoffmoleküls mit Molekülen in der unmittelbaren Umgebung. Sie kann über Proteinwechselwirkungen [108], Konformationsänderung und Aktivitäten in lebenden Zellen [13], Änderungen im lokalen pH-Wert [68], oder über Anwesenheit eines Quenchers [102] Informationen liefern. Lumineszenzlebensdauer kann zusätzlich zum Unterscheiden sich spektral überlappender Farbstoffe verwendet werden [28].

Die Lumineszenzlebensdauer kann entweder direkt in der Zeit-Domäne (TD-FLIM⁸) oder über die Phasenverschiebung in der Frequenz-Domäne (FD-FLIM⁹) gemessen werden. TD- und FD-FLIM-Daten sind im Prinzip äquivalent und können via Fouriertransformation ineinander überführt werden (siehe Kap. 5.5 oder [20]). Im Folgenden werden diese zwei Messtechniken vorgestellt, die in konfokalen Rasterverfahren [12, 117, 14, 100], Endoskopen, Multi-Photon- und Weitfeld-Mikroskopen [44, 76, 78, 97] realisiert wurden.

5.4 Direkte zeitauflösende Bildgebungsverfahren (TD-FLIM)

Mit dem Begriff „direkt zeitauflösend“ werden Messverfahren bezeichnet, mit denen der zeitliche Verlauf des Lumineszenzsignals verfolgt werden kann. Zur Anregung der Lumineszenz werden hier kurze Lichtpulse verwendet.

⁶engl.: semiconductors nanoparticles

⁷Man spricht hier oft von der Fluoreszenz-Lebensdauer-Mikroskopie, engl.: Fluorescence Lifetime Imaging Microscopy

⁸engl.: Time Domain FLIM

⁹engl.: Frequency Domain FLIM

Um strahlende Übergänge in Farbstoffmolekülen mit einer zeitlichen Auflösung von einigen Femtosekunden zu visualisieren, werden Korrelationsverfahren eingesetzt. Durch Frequenzvervielfachung können aus Femtosekundenpulsen im sichtbaren Bereich Attosekundenpulse im UV (oder Röntgenbereich) erzeugt werden, so dass hiermit eine zeitliche Auflösung unter einer Femtosekunde realisieren werden kann [26].

Frequenzkonversion-Verfahren.

In der Emissionsspektroskopie wird die Frequenzkonversion¹⁰-Technik verwendet, um zeitliche Abläufe von fs bis zu einigen ps aufzulösen. Die Schlüsselkomponente ist dabei ein nichtlinearer Kristall, der zwei Lichtpulssignale (Emission- und Gate-Puls) überlagert. Die entstehende Signalintensität ist dabei proportional zu dem Produkt aus dem Emissions- und dem Puls-Signal. Die Frequenz ist dabei die Summe der einzelnen Frequenzen

$$\nu_{\text{signal}} = \nu_{\text{emission}} + \nu_{\text{gate}} \quad (5.20)$$

Ein im Anschluss platzierter Filter lässt nur die Frequenz ν_{signal} zu dem Photodetektor durch. Indem der Pumplaser zu bestimmten Zeit eingeschaltet wird, wird das Zeitfenster für die Detektion verschoben und somit das Emissionssignal abgetastet. Die zeitliche Auflösung des Verfahrens hängt von den Pulsbreiten der beiden Signale und von der Dispersionsrelation ab.

Streak-Kameras.

Ab einem Zeitintervall von etwa 10 ps können bereits so genannte Streak-Kameras eingesetzt werden. Eine solche Kamera ist im Prinzip die Kombination eines Photodetektors mit einem schnellen Oszillographen. Anhand einer Photokathode wird der Photonenfluss in einen Elektronenfluss konvertiert und anschließend der Elektronenstrahl abgelenkt. Wenn die Elektronen während des Ablenkvorgangs auf einen phosphoreszierenden Schirm treffen, erzeugen sie Lichtsignale, deren Intensität proportional zu der Elektronenflussdichte ist. Somit werden Änderungen im Photonenfluss in eine räumliche Intensitätsänderung auf dem Schirm konvertiert. Die Intensität kann schließlich mit einem CCD registriert werden. Eine Dimension des Bildsensors geht allerdings verloren. Bei bestimmten Konfigurationen kann eine zeitliche Auflösung von 400 fs erreicht werden [62, 75]. Bei Verwendung eines CCDs können Streak-Kameras eine simultane Messung der Wellenlänge und der zeitaufgelösten Zerfälle in der Art ermöglichen, dass die eine Dimension des Bildsensors die Zeitachse und die andere die Wellenlänge repräsentieren. Die hohe zeitliche Auflösung dieser Anordnung erlaubt eine Aufnahme des kompletten Emissionsspektrums über Intervalle im Pikosekundenbereich [64].

Zeitkorrelierte Einzelphotonenzählung (TCSPC).

Ab einer Zeitauflösung von ca. 100 ps kann die zeitkorrelierte Einzelphotonenzählung (TCSPC¹¹) eingesetzt werden [26, Kap. 12.4]. Dabei wird die Probe mit einer Serie kurzer Lichtpulse bestrahlt und die Ankunftszeit der einzelnen emittierten Photonen nach dem Puls registriert. Die

¹⁰engl.: Up-Conversion

¹¹engl.: Time Correlated Single Photon Counting, in [26] wird das Verfahren auch Einphotonen-Koinzidenz-Verfahren genannt.

Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in einem Zeitintervall Δt im Detektor registriert wird, ist proportional zu

$$p(\Delta t) \propto e^{-\Delta t/\tau} . \quad (5.21)$$

Als Standardlichtquelle hat sich der Titan:Saphir-Laser, wegen seiner hohen Peakleistung und des weit einstellbaren Wellenlängenbereichs, etabliert [64, Kap. 4.4.2]. Für die Detektion wird gewöhnlich entweder eine Mikrokanalplatte (siehe Kap. 2.2) oder eine Lawinenphotodiode (APD) eingesetzt.

Ein Nachteil des Verfahrens ist die relativ langen Aufnahmezeit, die den Lebensdauerbereich auf weniger als 20 ns einschränkt (also nur Fluoreszenz) [64, Kap. 4.8.4]. Außerdem muss beachtet werden, dass die Photonzählrate immer um den Faktor 10-100 unter der Laserpulsrate bleiben muss, da sonst „Pile-Up“-Effekt auftreten kann [9]. TCSPC ist in Rasterverfahren, wie die Zwei-Photonen-Laser-Raster-Mikroskopie, weit verbreitet [27, 6, 5] und ermöglicht multi-exponentielle Zerfälle aufzulösen [109]. Der sequentielle Verlauf solch einer Aufnahme eignet sich aber nicht für in vivo Bildgebung.

Tinnefeld et al. [104] stellte im Jahr 2001 eine Variante des TCSPC, kombiniert mit einer spektralen Auflösung, unter dem Akronym *sFLIM* vor. Fluoreszenz, die durch eine Lochblende geht, wird mit einem dichroischen Spiegel spektral zerlegt und mit zwei Lawinenphotodioden detektiert. Diese zwei Signale werden dabei mit der TCSPC Technik detektiert.

TCSPC liefert nach dem heutigen Stand der Technik das beste Signal-Rausch-Verhältnis in der gemessenen Fluoreszenzlebensdauer¹² [79].

Abtastverfahren.

Während der *Rapid Lifetime Determination* (RLD) wird nach einer Anregung der Lumineszenz mit einem kurzen Laserpuls das exponentiell abfallende Lumineszenzsignal innerhalb von zwei vordefinierten Zeitfenstern detektiert. Für einen mono-exponentiellen Zerfall kann die Lebensdauer anschließend aus diesen zwei Messwerten I_1 und I_2 zu den Zeitpunkten t_1 bzw. t_2 als

$$\tau = \frac{t_2 - t_1}{\ln(I_1/I_2)} \quad (5.22)$$

berechnet werden. Bei multi-exponentiellen Zerfällen sind entsprechend mehr Messpunkte notwendig.

In Rasterverfahren kann diese abschnittsweise Integration des Signals durch die zeitliche Änderung des Verstärkungsfaktors im Detektor selbst realisiert werden [7, 4]. Das elektrische Signal des Detektors kann aber auch mit einem Sampling-Oszilloskop vermessen werden [99, 51].

Für die Lumineszenzlebensdauerbestimmung in der Weitfeld-Mikroskopie wird zur abschnittswise Integration häufig eine Kamera mit einem Bildverstärker verwendet [78, 29]. In Kap. 2.2 wurde die Funktionsweise eines Bildverstärkers erläutert.

¹²Da diese Technik für Phosphoreszenzmessungen nicht geeignet ist.

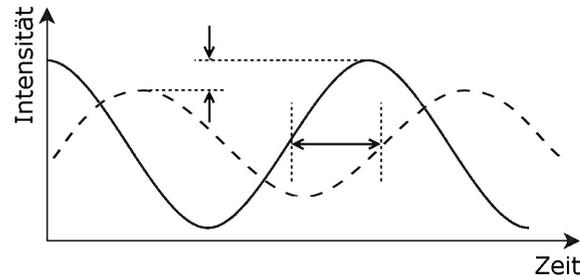


Abb. 5.2: Signalformen in der Frequenz-Domäne (FD-FLIM): Der zeitliche Verlauf des Anregungssignals (durchgezogene Linie) und des daraus resultierenden Lumineszenzsignals (gestrichelte Linie) mit einer Phasenverschiebung und Amplitudendämpfung.

Ein Nachteil in den meisten Realisierungen dieser Technik ist, dass nur ein Bruchteil des Lumineszenzsignals detektiert wird. Somit gehen Photonen - also Information - verloren [2]. Der andere Nachteil ist die Notwendigkeit von schnellen (und meistens teureren) Beleuchtung- und Detektionstechnologien. Andererseits ist sie für Studien multi-exponentieller Zerfälle geeignet, insbesondere wenn die einzelnen Lebensdauerkomponenten sich stark unterscheiden.

5.5 Bildgebungsverfahren in der Frequenz-Domäne (FD-FLIM)

Die Bestimmung der Lumineszenzlebensdauer in der Frequenz-Domäne beruht auf einer indirekten Messung des zeitlichen Verlaufs des Lumineszenzsignals. Bei einer Anregung der Lumineszenz mit einem periodischen (oft sinusförmigen) intensitätsmodulierten Signal, resultiert aus dem exponentiellen Abfall des Lumineszenzsignals (siehe Gl. (5.14)) eine Phasenverschiebung und Amplitudendämpfung (Verringern des Modulationskontrastes) des Anregungssignals (siehe Abb. 5.2). In biologischen Anwendungen wird das Verfahren auch als „Phasenfluorometrie“ bezeichnet.

5.5.1 Theorie

Das Anregungssignal, das sinusförmig mit der Frequenz ν_{ex} ($= \omega_{\text{ex}}/(2\pi)$) intensitätsmoduliert wird, kann durch eine komplexe Exponentialfunktion mit der Modulationsamplitude $I_{\text{ex,AC}}$ dargestellt werden. Im Allgemeinen ist der Modulationskontrast kleiner als Eins, d.h. es muss ein realer Offset $I_{\text{ex,DC}}$ addiert werden. Die Anfangsphasenlage φ_{ex} ist i.A. ungleich Null. Für die Anregungsfunktion $I_{\text{ex}}(t)$ und ihre Fouriertransformierte $\hat{I}_{\text{ex}}(\omega)$ ergibt sich also¹³

$$I_{\text{ex}}(t) = I_{\text{ex,DC}} + I_{\text{ex,AC}} e^{i(\omega_{\text{ex}} t + \varphi_{\text{ex}})} \quad \circ \bullet \quad \hat{I}_{\text{ex}}(\omega) = 2\pi I_{\text{ex,DC}} \delta(\omega) + 2\pi I_{\text{ex,AC}} \delta(\omega - \omega_{\text{ex}}) e^{i\varphi_{\text{ex}}} . \quad (5.23)$$

Die Antwort der Lumineszenz auf einen Dirac-Puls $I_{\text{lum},\delta}(t)$ ist i.A. eine Zusammensetzung aus N_{τ} Lebensdauerkomponenten, so dass sich folgender Zusammenhang ergibt (mit der entsprechenden

¹³Siehe hierzu Gl. (A.4) im Anhang A.1.

Fouriertransformierten)¹⁴

$$I_{\text{lum},\delta}(t) = \sum_{i=1}^{N_\tau} \alpha_i \frac{e^{-t/\tau_i}}{\tau_i} \quad \circ \bullet \quad \hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega) = \sum_{i=1}^{N_\tau} \frac{\alpha_i}{1 + i\omega\tau} = \sum_{i=1}^{N_\tau} \frac{\alpha_i(1 - i\omega\tau_i)}{1 + (\omega\tau_i)^2}. \quad (5.24)$$

Die Exponentialfunktionen sind flächennormiert und die Faktoren α_i deuten den Anteil der jeweiligen Komponente an dem gesamten Lumineszenzsignal an ($\sum \alpha_i = 1$). Nach einer Transformation der komplexen Zahl $\hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega)$ in die Polarkoordinate (φ, m) ergibt sich die Phase φ zu

$$\varphi(\omega) = \arg(\hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega)) \quad (5.25)$$

und die Amplitude zu

$$m(\omega) = |\hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega)|. \quad (5.26)$$

Somit kann die Antwort der Lumineszenz auf einen Dirac-Puls als

$$\hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega) = m(\omega)e^{i\varphi(\omega)} \quad (5.27)$$

geschrieben werden.

Das detektierte Lumineszenzsignal $I_{\text{lum}}(t)$ ist, als eine lineare Antwort des Systems, eine Faltung des modulierten Anregungssignals mit der Antwort der Lumineszenz auf einen Dirac-Puls:

$$I_{\text{lum}}(t) = Q_{\text{lum}} \cdot (I_{\text{lum},\delta}(t) \otimes I_{\text{ex}}(t)) \quad \circ \bullet \quad \hat{I}_{\text{lum}}(\omega) = Q_{\text{lum}} \cdot \hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega) \cdot \hat{I}_{\text{ex}}(\omega), \quad (5.28)$$

mit dem Faktor Q_{lum} , der der Lumineszenzquantenausbeute η_{lum} und den instrumentellen Parametern proportional ist. Instrumentelle Parameter sind z.B. die Abbildungsfunktion der Optik und die Tatsache, dass nur ein kleiner Teil des Raumwinkels durch den Detektor abgedeckt wird. Im Rahmen dieser Arbeit ist $I_{\text{lum}}(t)$ die Lumineszenzintensität, die auf ein Pixel des Detektors trifft. Damit ergibt sich das fouriertransformierte Lumineszenzsignal zusammen mit Gl. (5.23) und (5.27) zu

$$\hat{I}_{\text{lum}}(\omega) = Q_{\text{lum}} \cdot \hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega) \cdot \hat{I}_{\text{ex}}(\omega) \quad (5.29)$$

$$= Q_{\text{lum}} \cdot (m(\omega)e^{i\varphi(\omega)}) \cdot (2\pi I_{\text{ex,DC}}\delta(\omega) + 2\pi I_{\text{ex,AC}}\delta(\omega - \omega_{\text{ex}})e^{i\varphi_{\text{ex}}}). \quad (5.30)$$

Das Lumineszenzsignal ist nach der inversen Fouriertransformation (mit $m(0) = 1$) schließlich

$$\begin{aligned} I_{\text{lum}}(t) &= Q_{\text{lum}} \cdot (I_{\text{ex,DC}} + m(\omega_{\text{ex}})I_{\text{ex,AC}}e^{-i(\omega_{\text{ex}}t + \varphi_{\text{ex}} + \varphi(\omega_{\text{ex}}))}) \\ &= I_{\text{lum,DC}} + I_{\text{lum,AC}}e^{i(\omega_{\text{ex}}t + \varphi_{\text{lum}}(\omega_{\text{ex}}))} \end{aligned} \quad (5.31)$$

mit der selben Modulationsgeschwindigkeit ω_{ex} , einer um den Faktor (sog. Dämpfung)

$$m(\omega_{\text{ex}}) = \frac{I_{\text{lum,AC}}/I_{\text{lum,DC}}}{I_{\text{ex,AC}}/I_{\text{ex,DC}}} \quad (5.32)$$

¹⁴Siehe hierzu Gl. (A.5) im Anhang A.1.

gedämpften Amplitude und einer Phasenverschiebung

$$\varphi(\omega_{\text{ex}}) = \varphi_{\text{lum}}(\omega_{\text{ex}}) - \varphi_{\text{ex}}. \quad (5.33)$$

Die Ausdrücke (5.25) und (5.26) können für die Berechnung der Lebensdauern τ_φ und τ_m aus der Phasenverschiebung bzw. der Dämpfung der Amplitude benutzt werden. Solange die Zerfälle exponentieller Natur sind, sind nur Phasenverschiebungen $0 \leq \varphi(\omega_{\text{ex}}) < \pi/2$ möglich [63]. Bei einem multi-exponentiellen oder einem nicht-exponentiellen Zerfall führen diese zwei Gleichungen lediglich zu der „messbaren“ Lebensdauer, die einen komplexen gewichteten Mittelwert der einzelnen Lebensdauerkomponenten darstellt (siehe die nächsten Abschnitte).

Ein-Komponenten-System.

In einem System mit nur einer Lebensdauerkomponente ($\alpha_1 = 1$) ergibt sich die Antwortfunktion nach Gl. (5.24) zu

$$I_{\text{lum},\delta}(t) = \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} \quad \circ\bullet \quad \hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega) = \frac{1 - i\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \quad (5.34)$$

Die Phasenverschiebung und die Amplitudendämpfung sind nach Gl. (5.25) und (5.26) gleich

$$\varphi(\omega) = \arctan(\omega\tau) \quad \text{und} \quad (5.35)$$

$$m(\omega) = \sqrt{\frac{1}{1 + \omega^2\tau^2}}. \quad (5.36)$$

In der Abb. 5.3a sind $\varphi(\omega)$ (durchgezogene Linien) und $m(\omega)$ (gestrichelte Linien) in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz $\nu_{\text{ex}} = \omega_{\text{ex}}/(2\pi)$ für $\tau = 2 \mu\text{s}$ (blau) und $\tau = 0,5 \mu\text{s}$ (schwarz) dargestellt. Der Zusammenhang zwischen der Dämpfung und der Phasenverschiebung ist

$$m = \sqrt{\frac{1}{1 + \tan^2 \varphi}} = \cos \varphi \quad (5.37)$$

für $\varphi \in [0, \pi/2]$.

Zwei-Komponenten-System.

Im Folgenden werden die entsprechenden Relationen für ein System, bestehend aus zwei Lebensdauerkomponenten, hergeleitet. Diese können für ein Gemisch aus zwei Farbstoffen, z.B. HPTS und Ru-Komplex, nützlich sein.

Ausgehend von Gl. (5.24) und unter Annahme eines Systems mit zwei Lebensdauerkomponenten $N_\tau = 2$ ergibt sich für die Fouriertransformierte der Delta-Antwort

$$\begin{aligned} I_{\text{lum},\delta}(t) &= \alpha_1 \frac{e^{-t/\tau_1}}{\tau_1} + (1 - \alpha_1) \frac{e^{-t/\tau_2}}{\tau_2} \quad \circ\bullet \quad \hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega) = \frac{\alpha_1(1 - i\omega\tau_1)}{1 + (\omega\tau_1)^2} + \frac{(1 - \alpha_1)(1 - i\omega\tau_2)}{1 + (\omega\tau_2)^2} \\ &= \left(\frac{\alpha_1}{1 + (\omega\tau_1)^2} + \frac{1 - \alpha_1}{1 + (\omega\tau_2)^2} \right) - \\ &\quad - i \left(\frac{\omega\tau_1\alpha_1}{1 + (\omega\tau_1)^2} + \frac{\omega\tau_2(1 - \alpha_1)}{1 + (\omega\tau_2)^2} \right), \end{aligned} \quad (5.38)$$

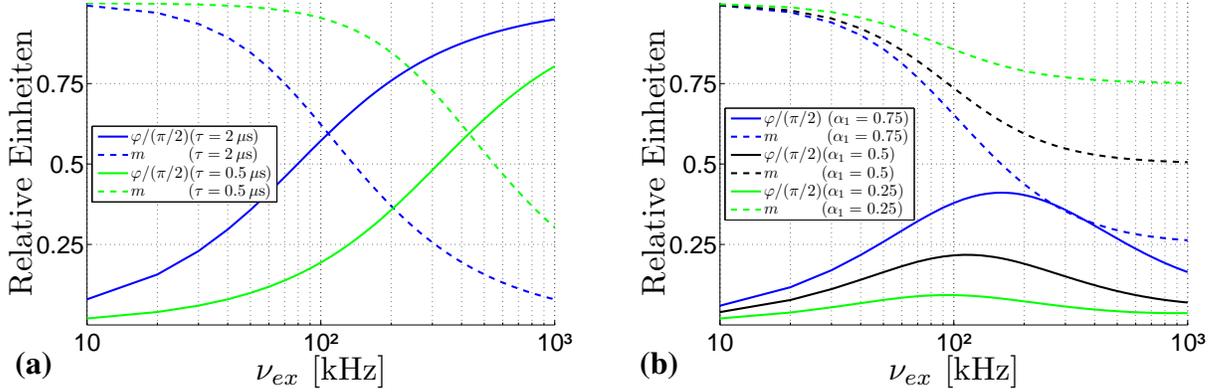


Abb. 5.3: Abhängigkeit der Phasenverschiebung und der Amplitudendämpfung des Anregungssignals von der Modulationsfrequenz ν_{ex} während der Lumineszenz: **a)** für ein System, bestehend aus einer Lebensdauerkomponente; **b)** für ein System, bestehend aus zwei Lebensdauerkomponenten $\tau_1 = 2 \mu\text{s}$ und $\tau_2 = 5 \text{ ns}$ (Näheres hierzu siehe Text).

wobei $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$ ist. Für die Phasenverschiebung $\varphi(\omega)$ ergibt sich mit der Substitution $\alpha_2 = 1 - \alpha_1$ und Gl. (5.25)

$$\varphi(\omega) = \arg(\hat{I}_{lum,\delta}(\omega)) = \arctan \left(\frac{\omega(-\alpha_1\tau_1 - \alpha_1\omega^2\tau_1\tau_2^2 - \tau_2 - \omega^2\tau_2\tau_1^2 + \alpha_1\tau_2 + \alpha_1\omega^2\tau_2\tau_1^2)}{\alpha_1\omega^2\tau_2^2 + 1 + \omega^2\tau_1^2 - \alpha_1\omega^2\tau_1^2} \right). \quad (5.39)$$

Die Dämpfung $m(\omega)$ ergibt sich mit der gleichen Substitution und Gl. (5.26) zu

$$m(\omega) = |\hat{I}_{lum,\delta}(\omega)| = \sqrt{\frac{\omega^2(\alpha_1\tau_2 + (1 - \alpha_1)\tau_1)^2 + 1}{(1 + \omega^2\tau_1^2)(1 + \omega^2\tau_2^2)}}. \quad (5.40)$$

Die ausführliche Herleitung dieser Gleichung ist im Anhang A.2 beschrieben.

In der Abb. 5.3b sind $\varphi(\omega)$ (durchgezogene Linien) und $m(\omega)$ (gestrichelte Linien) in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz ν_{ex} für ein Gemisch aus $\tau_1 = 2 \mu\text{s}$ (Ru-Komplex) und $\tau_2 = 5 \text{ ns}$ (HPTS) und drei verschiedene Werte für α_1 (Farbkodierung) dargestellt (zur Erinnerung: $\alpha_2 = 1 - \alpha_1$).

In realen Experimenten sind oft entweder die Anzahl der Lebensdauerkomponenten oder die Faktoren α_i nicht bekannt. Bei einer einzelnen Messung würden sich mit Gl. (5.35) und (5.36) Lebensdauern, τ_φ bzw. τ_m , ergeben, die charakteristisch für eine Lösung wären. Sie würden aber nicht die Beschreibung des komplexen Zerfalls beschreiben. Im Fall nur einer Lebensdauerkomponente wären diese beiden Lebensdauern gleich. Bei einem Zwei-Komponenten-System repräsentiert jeder Wert einen anderen gewichteten Mittel der Zerfallszeit in einer Lösung und $\tau_\varphi < \tau_m$. Anschaulich lässt sich dieser Zusammenhang in der komplexen Ebene erklären. Diese Darstellungsweise wird in der Biologie oft *Phasor-Plot*, in der Elektrotechnik *Nyquist-Diagramm* genannt. Dazu wird aus den Messdaten für φ und m die komplexe Zahl $\hat{I}_{lum,\delta}(\omega)$ (siehe Gl. (5.27)) berechnet und in der komplexen Ebene dargestellt (siehe Abb. 5.4).

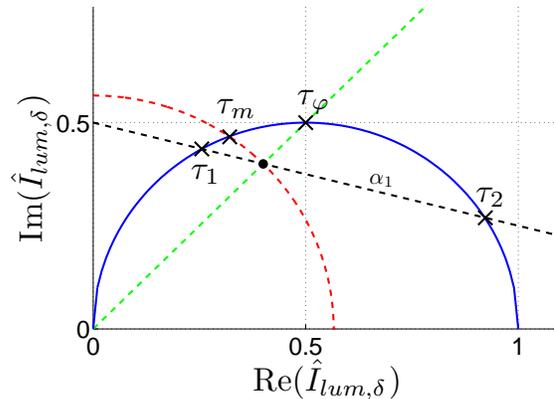


Abb. 5.4: Darstellung der gemessenen Phasenverschiebung und Amplitudendämpfung in einer komplexen Ebene für ein hypothetisches Beispiel eines Zwei-Komponenten-Systems: $\tau_1 \approx 5 \cdot \tau_2$ und $\alpha_1 = 0,8$. Der schwarze Punkt stellt eine einzelne Messung bei einer bestimmten Modulationsfrequenz dar.

Hier würden alle Messpunkte mit nur einer Lebensdauerkomponente, auf einem Halbkreis mit dem Radius 0,5 (dargestellt in blau) liegen. Das Zustandekommen der unterschiedlichen experimentell bestimmten Lebensdauern τ_φ und τ_m wird im Folgenden anhand dieser Darstellung an einem hypothetischen Beispiel erklärt.

Es sei ein System, bestehend aus zwei Lebensdauerkomponenten τ_1 und τ_2 mit $\alpha_1 = 0,8$, gegeben. Dabei ist $\tau_1 \approx 5 \cdot \tau_2$. Eine einzelne Messung der Phasenverschiebung und der Amplitudendämpfung würde einen Messpunkt, der in Abb. 5.4 durch einen schwarzen Punkt dargestellt ist, ergeben. Dieser Punkt liegt auf einer geraden Verbindung zwischen den zwei Lebensdauerkomponenten, τ_1 und τ_2 . Der Abstand zwischen dem Messpunkt und der jeweiligen Lebensdauerkomponente (Schnittpunkte mit dem blauen Kreis) entspricht dem Faktor α der gegenüberliegenden Lebensdauerkomponente. Als eine grüne gestrichelte Linie ist in Abb. 5.4 die Gerade konstanter Phasenverschiebung und in rot der Halbkreis konstanter Amplitudendämpfung dargestellt. Nach der Berechnung der Lebensdauer aus dem Messpunkt anhand der Gleichungen (5.35) und (5.36) würden sich Lebensdauern τ_φ und τ_m ergeben, die auf dem blauen Halbkreis liegen. Das sind die Schnittpunkte der grünen Gerade mit dem blauen Halbkreis bzw. des roten mit dem blauen Halbkreis. Da in der komplexen Ebene die kleineren Lebensdauern sich eher rechts und die größeren eher links befinden, wird in diesem Fall $\tau_\varphi < \tau_m$ sein. In realen Experimenten wird z.B. aufgrund des Detektorrauschens anstatt eines Punktes eine Punktwolke, die teilweise außerhalb des blauen Halbkreises liegen kann, herauskommen. Bei Fehlern in der Kalibrierung der Messapparatur kann ebenfalls $\tau_\varphi > \tau_m$ sein, d.h. dass die Messpunkte wiederum außerhalb des Halbkreises liegen würden.

Eine Messung der Phasenverschiebung und der Amplitudendämpfung bei verschiedenen Frequenzen erlaubt prinzipiell mehrere Lebensdauerkomponenten aufzulösen [63, 45, 54]. Es existieren mehrere Methoden aus Messdaten bei verschiedenen Modulationsfrequenzen Parameter für multi-exponentielle Zerfälle zu berechnen. Der so genannte Weber-Algorithmus [112] basiert dabei auf

der oben beschriebenen Darstellung in der komplexen Ebene und verwendet die Momentenmethode, um aus Punktwolken die entsprechenden Parameter abzuschätzen. Eine Alternative ist, die Phasenverschiebung bzw. die Amplitudendämpfung in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz (siehe Abb. 5.3) zu fitten [64].

Im Allgemeinen sind τ_φ und τ_m von der Messmethode abhängig [64].

Demodulationstechniken.

Es existieren prinzipiell zwei Messtechniken bzgl. der Modulations- und der Abtastfrequenz. Das ist die homodyne Technik, bei der die Modulation des Anregungssignals und die Abtastung des Signals mit der gleichen Frequenz erfolgt. Das Funktionsprinzip der Laufzeitkamarasysteme entspricht dieser Technik. Für die Berechnung von φ und m reichen hier einfache Gleichungen, wie Gl. (3.18), (3.19) und (3.20), aus. Bei der heterodynen Technik sind die Modulations- und Abtastfrequenz unterschiedlich. Diese Technik wurde mit der Zeilenkamera, beschrieben im nächsten Kapitel, realisiert. Hier ist die Fourieranalyse eine konventionelle Methode zur Bestimmung der Phasenverschiebung und der Amplitudendämpfung [93, 43].

5.5.2 Existierende technische Realisierungen

FD-FLIM wird mit einem periodisch modulierten Anregungslicht und einer homodynen bzw. heterodynen phasensensitiven Detektion realisiert. Diese Technik wird sowohl in Weitfeld- als auch in Raster-Systemen, häufig in Verbindung mit einem Zwei-Photonen-Mikroskop, eingesetzt [96]. Die superheterodyne Technik aus der Telekommunikation wurde in [10] eingesetzt. Weitfeld-FD-FLIM wurde bereits erfolgreich für Messungen von Lumineszenzlebensdauern unter einer ns verwendet [33].

Anregung der Lumineszenz.

In der Literatur sind verschiedene Techniken zur Erzeugung eines intensitätsmodulierten Anregungssignals zu finden. Das sind z.B. elektrooptische (EOM) [14] und akustooptische Modulatoren (AOM) [107, 33] für Modulationsfrequenzen ca. 10 MHz – 10 GHz, oder modulierte LEDs [95, 106] mit bis zu einigen 10 MHz. Die erste Realisierung von FD-FLIM mit LEDs im UV-Bereich wurde in [49] vorgestellt. Der große Vorteil der LEDs ist der deutlich günstigere Preis. Außerdem sind sie mittlerweile in unterschiedlichsten Wellenlängen verfügbar. In [34] wurde eine Superkontinuum-Lichtquelle mit ultrakurzen Pulsen verwendet. Alternativ können schnell modulierbare CW-Laser eingesetzt werden, wie auch in der vorliegenden Arbeit. Die Form des Anregungssignals reicht dabei von sinus- über rechteckförmig bis hin zu Pikosekundenpulsen [65].

Detektion des Lumineszenzsignals.

Zur phasensensitiven Detektion eines modulierten Signals existieren nicht so viele Möglichkeiten. In Rasterverfahren, in denen nur sequenziell einzelne Punkte aufgenommen werden, werden

entweder Photomultiplier (PMT) direkt moduliert oder das Signal über einen Lock-In-Verstärker phasensensitiv registriert [49]. In Weitfeld-Anwendungen werden ICCDs, deren Bildverstärker moduliert werden, verwendet [65]. Durch eine geeignete Änderung der Frequenz an der Photokathode des Bildverstärkers kann sowohl die homodyne als auch die heterodyne Techniken realisiert werden. Durch den Offset in dieser Spannung kann das Tastverhältnis und somit der Inhalt der höheren Harmonischen beeinflusst werden. In [73] wurde durch eine geschickte Manipulation der Ladungsakkumulation (Gruppieren einzelner Pixel) in einem Frame-Transfer-CCD die Sensitivität moduliert.

An dieser Stellen soll die neue FLICAM, die auf der Technologie der phasenbasierten Laufzeitkamarasysteme basiert, erwähnt werden. Diese wird zukünftig eine Detektion von Lumineszenzsignalen sowohl mit der homodynem als auch mit der heterodynem Technik ermöglichen. Die Technik der phasenbasierten Laufzeitkamarasysteme wurde allerdings schon in [36] zur Messung der Lumineszenzlebensdauer eingesetzt.

Erweiterte technische Implementierungen.

Bei der so genannten ϕ FLIM wird während der Detektion die relative Phasenverschiebung zwischen der Lichtquelle und dem Bildverstärker moduliert. Dieser Vorgang kann als eine Messung bei unendlich vielen Phasendifferenzen θ (siehe Kap. 3.1.1) aufgefasst werden, wodurch Aliasing vermieden werden soll. Diese Technik wurde in der Weitfeld-Mikroskopie zur Bestimmung der Lumineszenzlebensdauer im Nanosekundenbereich eingesetzt [107]. Der Nachteil von ϕ FLIM ist, dass durch die Notwendigkeit einer positiven Phasenverschiebung (Phasenoffset in der technischen Realisierung) der Modulationskontrast um 50 % reduziert werden musste [34]. Dadurch erhöhte sich das Rauschen in der gemessenen Lebensdauer.

Ein ähnlicher Ansatz, der die Nachteile des ϕ FLIM beheben soll, wurde in [34] präsentiert. In dem so genannten ϕ^2 FLIM wurde das Problem eines reduzierte Modulationskontrastes mit einer optimierten Form des Phasenmodulationsprofils teilweise behoben. Mit diesem Verfahren wurden in der Weitfeld-Mikroskopie zwei Lebensdauerkomponenten erfolgreich aufgelöst.

Zur Auflösung mehrerer Lebensdauerkomponenten anhand der Messung bei verschiedenen Frequenzen wurde in *multi-frequency FLIM* (mfFLIM) ein Anregungssignal erzeugt, das mehrere höhere Harmonische beinhaltet [98]. Dies wurde mit einer CW-Lichtquelle und zwei hintereinander geschalteten AOMs realisiert. Die homodyne Detektion erfolgte mit einer MCP. Eine ähnliche Implementierung mit einem akustooptischen Kristall (AOTF) ist die *multi-harmonic FLIM* (mhFLIM) [88].

5.5.3 Referenzierung und bekannte Messartefakte

Gewöhnlich ist eine Kalibrierung der gemessenen Phasenverschiebung und Amplitudendämpfung notwendig. Einerseits kann durch die verwendete Apparatur oder durch das Messverfahren eine Phasenverschiebung¹⁵ verursacht werden. Andererseits wird der Modulationskontrast einer realen Lichtquelle kleiner als 100 % betragen. Eine Referenzierung kann anhand von Streulicht oder einer

¹⁵vgl. Phasenversatz in den Laufzeitkamarasystemen in Kap. 3

lumineszierenden Probe bekannter Lebensdauer erfolgen. Die folgenden Gleichungen können dazu verwendet werden, die gemessenen Lebensdauern τ_φ und τ_m anhand einer bekannten Probe zu referenzieren [33]:

$$\tau_\varphi = \frac{1}{\omega} \tan((\varphi - \varphi_{\text{ref}}) + \arctan(\omega\tau_{\text{ref}})) , \quad (5.41)$$

$$\tau_m = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{m_{\text{ref}}^2}{m^2} (1 + \omega^2\tau_{\text{ref}}^2) - 1} , \quad (5.42)$$

wobei τ_{ref} die bekannte Lumineszenzlebensdauer der Referenzprobe, φ_{ref} und m_{ref} die mit der Referenzprobe gemessene Phasenverschiebung bzw. Amplitudendämpfung sind. Bei der Referenzierung mit Streulicht beträgt die Referenzlebensdauer $\tau_{\text{ref}} = 0$ und die Gleichungen vereinfachen sich zu

$$\tau_\varphi = \frac{1}{\omega} \tan(\varphi - \varphi_{\text{ref}}) , \quad (5.43)$$

$$\tau_m = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{m_{\text{ref}}^2}{m^2} - 1} , \quad (5.44)$$

mit der im Streulicht gemessenen Phasenverschiebung φ_{ref} und Amplitudendämpfung m_{ref} .

In FD-FLIM existieren mehrere bekannte Messartefakte, die im Folgenden erläutert werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Fehlerquellen ist in [9] zu finden.

Bei einer hohen Konzentration des Farbstoffes in einer Lösung kann es zu einer Reabsorption der emittierten Photonen kommen. Der so genannte *Inner Filter Effect* tritt bei Farbstoffen, deren Emissions- und Absorptionsspektren sich überlagern, auf und resultiert in einer verringerten Lumineszenzintensität in der betroffenen Spektralregion. Je größer der spektrale Überlapp der beiden Spektren ist, desto größer ist dieser Effekt. Außerdem wird dadurch die gemessene Lebensdauer länger.

Insbesondere bei Anregung im UV-Bereich kann bei einigen Stoffen *Autolumineszenz* auftreten. Dieser Effekt spielt in der Biologie eine große Rolle, da die meisten zellulären Substanzen autofluoreszieren.

Von einem *Color Effect* wird dann gesprochen, wenn die Antwortfunktion des Instrumentariums abhängig von der Wellenlänge ist. Viele Lawinen-Photodioden, MCPs und PMTs weisen eine klare Wellenlängenabhängigkeit in der Durchlaufzeit auf [9].

Bei einer intensiven Beleuchtung eines Farbstoffes kann es zum Ausbleichen, dem so genannten *Photobleaching*, kommen. Dies ist insbesondere bei organischen Farbstoffen zu erwarten. Der in dieser Arbeit verwendete MLC sollte photostabil sein.

Bei Anregungssignalen, die mehrere höhere Harmonische enthalten, kann es zu Unterabtastung (der höheren Frequenzen) kommen. Dieses Problem wird Aliasing genannt und wurde bereits bei Laufzeitkamarasystemen in Kap. 3.1.2 anhand des Wigglingfehlers demonstriert. Andererseits wirkt die Lumineszenz wie ein Tief-Pass-Filter. Je länger die Lebensdauer ist, desto stärker werden die höheren Frequenzen unterdrückt. Dies bedeutet, dass bei Messungen mit relativ langen

Lebensdauern der Aliasing-Effekt eine geringere Rolle spielen würde. Eine nicht-lineare Kennlinie des Detektors kann ebenfalls höhere Harmonische im Signal erzeugen. Sie kann aber auch zu Schwierigkeiten bei der Referenzierung führen, falls sich die Intensität des Referenzsignals deutlich von der des eigentlichen Lumineszenzsignals unterscheidet. Die Antwort einer Photokathode (z.B. in Bildverstärkern) auf die angelegte Spannung ist typischerweise nicht-linear [98].

Es existiert eine Reihe weiterer Effekte, wie Polarisierungseffekte [9], die im Rahmen dieser Arbeit jedoch keine Rolle spielen.

5.6 Vergleich der bildgebenden Verfahren

Die wahrscheinlich am meisten verwendete Methode zur Bestimmung der Fluoreszenzlebensdauer ist TCSPC, da das Verfahren für die meisten organischen Komponenten geeignet ist und nur eine relativ geringe Konzentration des Farbstoffes notwendig ist. Diese Methode wird oft als Referenz für andere Methoden verwendet.

Die maximalen Messwiederholraten sind mit Frequenzkonversion-Verfahren, Streak-Kameras und TCSPC zu erreichen [105]. TCSPC stellt allerdings die wenigsten Anforderungen an das Anregungslicht und die Lumineszenzintensität. Die Sensitivität der Streak-Kameras entspricht in etwa der von TCSPC [105]. Die Photoneneffizienz der Frequenzkonversion-Verfahren ist sehr niedrig, da nur wenige Photonen innerhalb eines Zeitfensters zur Detektion verwendet werden. Bzgl. des verwendbaren Wellenlängenbereichs hängt es meistens von der wellenlängenabhängigen Quantenausbeute des Detektors ab. Nur Frequenzkonversion-Verfahren unterscheiden sich hierbei, da die Wellenlänge der Fluoreszenz während des Messvorgangs in den blauen Wellenlängenbereich verschoben wird.

FD-FLIM-Messtechnik wird als günstigere Alternative zu TCSPC betrachtet, solange keine teuren gepulsten Laser verwendet werden. Eine theoretische Studie [81] zeigt, dass FD-FLIM genau so sensitiv sein kann, wie TCSPC. FD-FLIM zeichnet sich durch eine höhere Photoneneffizienz aus. Ein Nachteil ist aber die schwer zugängliche Analyse von multi-exponentiellen Zerfällen.

Verschiedene Techniken und sogar verschiedene Realisierungen einer Technik können objektiv anhand der sogenannten F -Zahl verglichen werden. Die F -Zahl wurde von Draaijer et al. [30] eingeführt und schätzt die Photoneneffizienz eines Systems ab. Sie wird definiert als

$$F = \frac{\sigma_\tau/\tau}{\sqrt{N}/N} = \frac{\sigma_\tau}{\tau} \sqrt{N}, \quad (5.45)$$

mit der Lebensdauer τ , dem zeitlichen Rauschen der Lebensdauer σ_τ und der Anzahl der für die Bestimmung der Lebensdauer verwendeten Photonen N . Die F -Zahl kann als das auf das Schrotrauschen normierte relative Lebensdauerrauschen verstanden werden. Die theoretisch beste F -Zahl ist gleich Eins, d.h. das Rauschen entspricht dem Schrotrauschen.

Philip et al. [81] zeigte, dass die theoretische Grenze von $F = 1$ nur mit einer Anregung inform von Dirac-Pulsen (und ohne Detektorrauschen) möglich ist. Mit einer sinusförmigen Anregung und einem Modulationskontrast gleich Eins kann $F \approx 4$ erreicht werden. Elder et al. [32] zeigte,

dass bei realen Experimenten mit geringerem Modulationskontrast und Rauschen selbst mit Dirac-Pulsen nur $F = 4$ erreichbar wäre. Mit einer sinusförmigen Anregung wären Werte von ca. 10 denkbar. Mit einem reduzierten Modulationskontrast würde die F -Zahl deutlich höher sein.

5.7 Optimierung der Messparameter

Während der Messung der Lumineszenzlebensdauer mit dem in Kap. 6 beschriebenen Modellsystem für ein phasenbasiertes Laufzeitkamarasystem kann nicht nur die Modulationsfrequenz, sondern auch die Belichtungszeit variiert werden. Diese Belichtungszeit entspricht bei den phasenbasierten Laufzeitkamaras der halben Modulationsperiode (siehe S. 58). Im verwendeten Modellsystem kann das Verhältnis der Belichtungszeit t_{exp} zur Modulationsperiode $t_{\text{ex}} = 1/\nu_{\text{ex}}$ variiert werden. Hierfür wird analog zu [70] die Größe

$$\psi = \frac{t_{\text{exp}}}{t_{\text{ex}}} = t_{\text{exp}}\nu_{\text{ex}} \quad (5.46)$$

eingeführt.

Theoretische Studien [81, 32, 69] zeigen, dass der Zusammenhang zwischen dem Rauschen in der Lebensdauer und der Modulationsfrequenz für die Phasenlebensdauer τ_{φ} sehr stark von den Messparametern, wie die Form des modulierten Anregungssignals und der verwendeten Apparatur abhängt. Ein Spezialfall von diesen komplexen Gleichungen wurde von Lin [70] für eine phasenbasierte Laufzeitkamera mit vier Abtastwerten (Rohgrauwerten) und einem Modulationskontrast gleich Eins hergeleitet:

$$F_{\tau_{\varphi}} = \sqrt{2} \frac{(1 + \omega^2 \tau^2)^{3/2}}{\omega \tau \cdot |\text{sinc } \psi|} . \quad (5.47)$$

In Abb. 5.5a ist dieser Zusammenhang für $\psi = 0,5$ dargestellt. Das Rauschen in der Lebensdauer ist also genau dann minimal, wenn $\omega_{\text{ex}}\tau_{\varphi} \approx 0,7$ ist. In Abb. 5.5b ist Gl. (5.47) für eine konstante Modulationsfrequenz und sich änderndes ψ dargestellt. Hier ist deutlich zu erkennen, dass das Rauschen für $\psi < 1$ und $\psi \rightarrow 0$ stetig abnimmt. Das optimale Verhältnis der Belichtungszeit zur Modulationsperiode liegt im Bereich $\psi \rightarrow 0$, $\psi \approx 1,4$ und $\psi \approx 2,4$ [70].

Die Empfindlichkeit in der Bestimmung der Lebensdauer ist genau dann maximal, wenn die Änderung der Lebensdauer in Abhängigkeit von dem entsprechenden Messparameter am größten ist. Dies ist theoretisch für

$$\omega_{\text{ex,opt}}\tau_{\varphi} = 1 \quad (5.48)$$

der Fall. Dies gilt natürlich nur, wenn kein Detektorrauschen vorhanden ist. In Fall eines endlichen Signal-Rausch-Verhältnisses in den Rohdaten wurde in [32] die optimale Frequenz für ein sinusförmig modulierte Signal untersucht. Das Ergebnis war, dass in diesem Fall die Sensitivität bei

$$\omega_{\text{ex,opt}}\tau_{\varphi} = 0,7 \quad (5.49)$$

am größten ist. Die Differenz zu dem theoretischen Wert würde mit den kleineren Signal-Rausch-Verhältnissen weiter steigen.

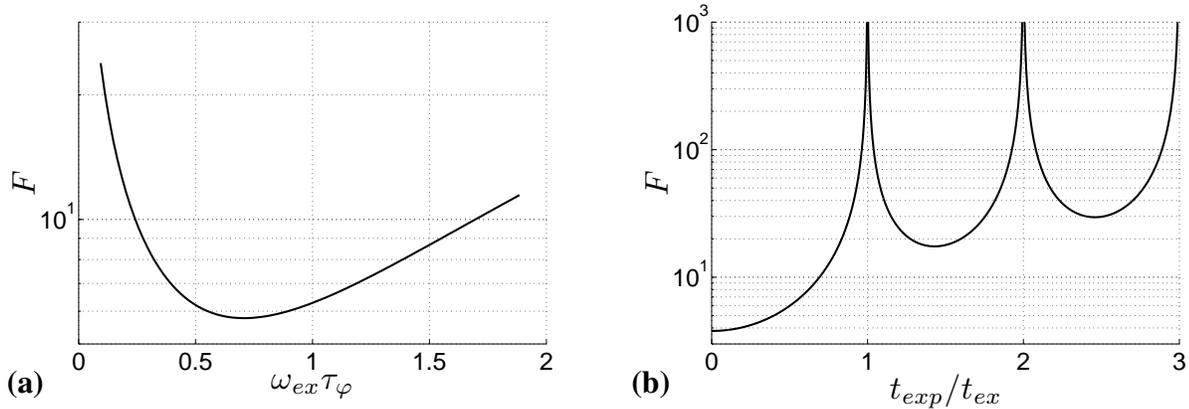


Abb. 5.5: Die F -Zahl für die Lumineszenzlebensdauer τ_φ in Abhängigkeit **a)** von der Modulationsfrequenz multipliziert mit der Lebensdauer selbst $\omega_{ex}\tau_\varphi$ und **b)** vom Verhältnis $\psi = t_{exp}/t_{ex}$ der Belichtungszeit zu der Modulationsperiode (aus [70]).

Analog zu der Herleitung von Lin [70] wird nun der Zusammenhang zwischen dem Rauschen $\sigma_{\tau_\varphi}^2$ in der Lumineszenzlebensdauer, berechnet aus der Phasenverschiebung, und dem Sensorrauschen untersucht. Das Rauschen in der Lumineszenzlebensdauer ergibt sich nach dem Gaußschen Gesetz der Fehlerfortpflanzung als

$$\sigma_{\tau_\varphi}^2 = \left(\frac{\partial \tau_\varphi}{\partial \varphi} \right)^2 \sigma_\varphi^2. \quad (5.50)$$

Unter der Annahme eines mono-exponentiellen Zerfalls ergibt sich aus diesem Ansatz und Gl. (5.35)

$$\sigma_{\tau_\varphi} = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\partial \tan \varphi}{\partial \varphi} \right) \sigma_\varphi = \frac{1}{\omega} (1 + \tan^2 \varphi) \sigma_\varphi. \quad (5.51)$$

Nach dem Umformen der Gl. (5.35) nach $\tan \varphi$ und Einsetzen in Gl. (5.51) ergibt sich

$$\sigma_{\tau_\varphi} = \frac{1}{\omega} (1 + (\omega\tau_\varphi)^2) \sigma_\varphi = \left(\frac{1}{\omega} + \omega\tau_\varphi^2 \right) \sigma_\varphi. \quad (5.52)$$

Die auf S. 60 angegebene Formel (3.25) für das Rauschen in der Phasenverschiebung

$$\sigma_\varphi^2 = \frac{\sigma_y^2}{2I_{AC}^2} \quad (5.53)$$

gilt für $\psi = 0,5$. D.h., mit dem Einstellen des Verhältnisses der Belichtungszeit zur Modulationsperiode auf 0,5 kann diese Relation auch im Zusammenhang mit der Lumineszenzlebensdauer angewandt werden. Für das Lebensdauergerauschen ergibt sich also

$$\sigma_{\tau_\varphi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\omega} + \omega\tau_\varphi^2 \right) \frac{\sigma_y}{I_{AC}} \quad \text{für } \psi = 0,5. \quad (5.54)$$

Das Rauschen σ_y in den Grauwerten kann seinerseits aus dem mittleren Grauwerte μ_y und dem Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K nach Gl. (2.6) als

$$\sigma_y = \sqrt{K \cdot (\mu_y - \mu_{y,\text{dark}})} \quad (5.55)$$

bestimmt werden. Somit ergibt sich für das Rauschen in der Lumineszenzlebensdauer τ_φ für diesen Spezialfall

$$\sigma_{\tau_\varphi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\omega} + \omega \tau_\varphi^2 \right) \frac{\sqrt{K \cdot (\mu_y - \mu_{y,\text{dark}})}}{I_{\text{AC}}} \quad \text{für } \psi = 0,5. \quad (5.56)$$

Da hier die Intensität des Anregungslichtes moduliert ist, muss für den mittleren Grauwert μ_y der zeitlich mittlere Grauwert eingesetzt werden.

Kapitel 6

FD-FLIM mit einer Hochgeschwindigkeits-Zeilenkamera

Aufgrund von Verzögerungen im Sensor-Herstellungsprozess stand die neue FLICAM während dieser Arbeit noch nicht zur Verfügung. Da die zwei zur Verifizierung verwendeten Laufzeitkameras sich leider nicht zur Messung der Lumineszenzlebensdauer eigneten, wurde die Optimierung der verfahrensspezifischen Parameter anhand eines Modellsystems, bestehend aus einer Zeilenkamera, der entsprechenden Beleuchtung und einem passenden Farbstoff, untersucht.

6.1 Experimenteller Aufbau

Für die Untersuchung des Lumineszenzlebensdauererrauschens und der optimalen Messparameter wurde ein experimenteller Aufbau entwickelt, der eine Messung der Lumineszenzlebensdauer bei unterschiedlichen Messparametern ermöglicht. Die ausschlaggebenden Messparameter sind das Verhältnis ψ von Belichtungszeit zu Modulationsperiode und die Modulationsfrequenz ν_{ex} .

In Abb. 6.1 ist der entwickelte Aufbau schematisch dargestellt. Dabei wurde die Lumineszenz eines Farbstoffes in der Küvette vermessen. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Aufbaus vorgestellt.

6.1.1 Anregung der Lumineszenz

Die Anregung der Lumineszenz erfolgte mit einem modulierbaren Diodenlaser RGB NOVA^{PRO}-445 (Laserklasse IIIb) mit einer Wellenlänge von (445 ± 5) nm. Die Laserleistung konnte im analogen Modulationsmodus anhand der angelegten Spannung bis 5 V moduliert werden. Friedl [42] hat die Ausgangsleistung dieses Lasers vermessen und festgestellt, dass die Laserleistung erst ab einer Spannung von 257 mV ansteigt. Die maximale Ausgangsleistung bei einer Spannung von 5 V betrug 440 mW. Da der Verlauf der Laserleistung in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für kleine Spannungen nicht linear verlief, wurde zur Modulation die Spannung zw. 500 mV und 5 V variiert.

Der Strahldurchmesser betrug ca. 1,5 mm und wurde für die Messungen mithilfe eines Linsensystems (siehe Abb. 6.1) auf ca. 100 μm verkleinert. Dafür wurde der Strahl zunächst anhand der Linse (L1) mit der Brennweite von $f_1 = 8$ cm und dem Durchmesser von 25 mm so aufgeweitet, dass

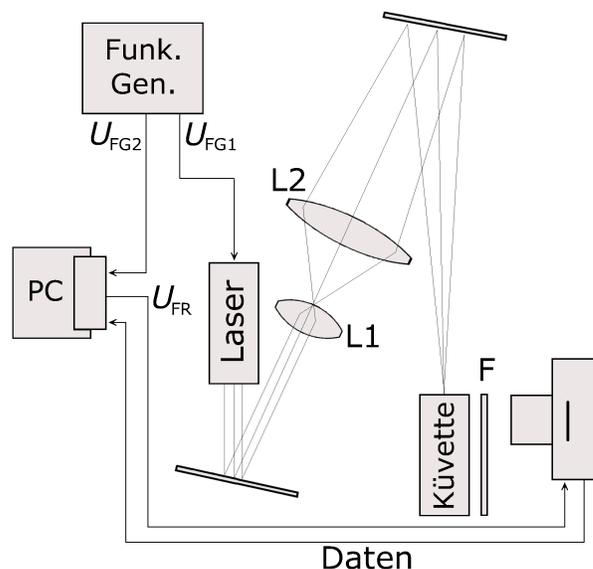


Abb. 6.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zu Messung der Lumineszenzlebensdauer in der Küvette: Diodenlaser, Linsen (L1) und (L2), Kantenfilter (F), Zeilenkamera BASLER SPL2048-70KM, Triggersignal des Framegrabbers U_{FR} , Signale des Funktionsgenerators U_{FG1} und U_{FG2} .

die größere zweite Linse (L2) mit einem Durchmesser von 50 mm ungefähr bis zum halben Radius ausgeleuchtet war. Die Linse (L2), die sich in einer Entfernung von 34 cm von (L1) befand, hatte eine Brennweite von $f_2 = 20$ cm und gewährleistete eine relativ geringe Konvergenz des Laserstrahls. Die geringe Konvergenz ist für eine (relativ) konstante Bestrahlungsstärke in Abhängigkeit von der Tiefe im Farbstoff-Wasser-Gemisch notwendig. Die Entfernung zwischen der Linse (L2) und der Oberfläche des Farbstoff-Wasser-Gemisches betrug 1,2 m. Es wurde darauf geachtet, dass der Laserstrahl senkrecht auf die Oberfläche trifft.

Der Modulationskontrast des Diodenlasers wurde in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz mit der 400 MHz Si-PIN-Photodiode HCA-S-400M-SI der Fa. FEMTO untersucht. Es wurde festgestellt, dass die Laserleistung bis zu 250 kHz ohne einen signifikanten Verlust an Modulationskontrast variiert werden kann.

6.1.2 Lumineszierende Proben

Als Farbstoff wurde ein MLC, *Sodium tris(4,7-diphenyl-1,10-phenanthroline disulfonic acid) ruthenate(II)* ($\text{Na}_4[\text{Ru}^{\text{II}}(\text{dpp ds})_3]$), mit der Summenformel $\text{Na}_4[\text{Ru}(\text{C}_{24}\text{H}_{14}\text{N}_2\text{O}_6\text{S}_2)_3]$ und der molaren Masse von $M = 1710,6$ g/mol verwendet [38]. Dieser Farbstoff wurde in einer Küvette mit dem voll-entsalzenen Wasser in der Konzentration ca. 320 mg/l gemischt. Die Phosphoreszenzlebensdauer des Farbstoffes sollte im ungequenchten Zustand $3,7 \mu\text{s}$ betragen [38].

Zur Referenzierung wurde ein *1-Hydroxypyrene-3,6,8-trisulfonic acid trisodium salt* (HPTS oder Pyranin) verwendet [50]. Da der Absorptionskoeffizient des HPTS bei höheren pH-Werten ansteigt, wurden zwei Tropfen NaOH 0.1 M der Lösung beigemischt. Die Fluoreszenzlebensdauer

dieses Farbstoffes sollte ca. 5 ns betragen [50]. Die Konzentration betrug 55 mg/l. Aufgrund einer relativ kurzen Lebensdauer (gegenüber Ru-Komplex) konnte dieser Farbstoff als Referenz verwendet werden. Bei Modulationsfrequenzen von max. 250 kHz würde die Phasenverschiebung $\varphi = \arctan(\omega_{\text{ex}}\tau) = 8 \cdot 10^{-3}$ rad und die Amplitudendämpfung¹ $1 - m = 1 - (1/\sqrt{1 + \omega_{\text{ex}}^2\tau^2}) = 3 \cdot 10^{-5}$ betragen. Diese maximale Grenze wurde im Experiment jedoch nicht erreicht, da das Farbstoff-Wasser-Gemisch an der Luft mit Sauerstoff gesättigt war, so dass die gequenchten Farbstoffmoleküle eine geringere Lumineszenzlebensdauer aufweisen sollten.

Die beiden Farbstoff-Wasser-Gemische wurden getrennt in zwei $10 \times 10 \times 45$ mm Küvetten gefüllt und abwechselnd im Strahlengang platziert. Die Absorptions- und Emissionsspektren der beiden Farbstoffe sind z.B. in [38] zu finden.

6.1.3 Detektion der Lumineszenz

Für die Detektion des Lumineszenzsignals wurde die Zeilenkamera BASLER SPL2048-70KM, die in Kap. 2.4.2 charakterisiert wurde, mit einem SILICON SOFTWARE (SISO) μ ENABLE IV Framegrabber und einem entsprechenden IO-TTL Triggerboard verwendet. Für die optische Abbildung wurde ein NIKON MICRO-NIKKOR 513679 Objektiv mit einer Brennweite von 55 mm und Blende 2,8 verwendet. Zusätzlich wurde ein NIKON-Zwischenring PK-13 mit einer Breite von 27,5 mm für die Realisierung einer 1,8:1 Abbildung eingesetzt.

Für die Positionierung der Kamera wurde eine Vorrichtung konstruiert, die es ermöglichte, die Kamera um zwei Achsen zu kippen und in zwei Richtungen zu verschieben. Diese Vorrichtung bestand aus zwei OWIS-Komponenten: einem Miniaturkreuztisch, zur Verschiebung der Kamera in zwei Richtungen, und einem Kipptisch, der die Verkippung um zwei Achsen ermöglichte.

Um das im Farbstoff-Wasser-Gemisch gestreute Laserlicht zu unterdrücken, wurde zwischen der Küvette und der Kamera (siehe Abb. 6.1) ein Kantenfilter (F) mit der Transmission für Wellenlängen größer als 500 nm eingesetzt. Dadurch wurde zwar ein Teil des HPTS-Emissionsspektrums auch unterdrückt, die Fluoreszenzintensität reichte dennoch für eine aussagekräftige Messung aus.

Kamerakonfiguration (BASLER SPL2048-70KM).

Die Kamera wurde im 12 bit-Modus betrieben. Die Acquisition wurde dabei von dem Framegrabber anhand des Triggersignals U_{FR} (siehe Abb. 6.1) gesteuert. Die Belichtungszeit wurde durch das Tastverhältnis des rechteckförmigen Signals U_{FR} gesteuert. Der Verstärkungsfaktor (*Gain*) und Offset wurden auf ihren standardmäßigen Werten belassen. Da die maximale Bildwiederholrate der Kamera von der verwendeten Anzahl der Pixel abhängt, wurde ein AOI mit 1024 Pixeln in der Mitte des Sensors ausgewählt. Somit betrug die maximale Bildwiederholrate $\nu_{\text{cam,max}}$ oder die minimale Periode $t_{\text{cam,min}} = 1/\nu_{\text{cam,max}} = 7,8 \mu\text{s}$. Es wurde jedoch experimentell festgestellt, dass diese Periode mindestens $t_{\text{cam,min}} = 7,83 \mu\text{s}$ sein muss, damit die Kamera zuverlässig über längere Zeit arbeitet. Die minimale Belichtungszeit betrug unabhängig von der Bildwiederholrate $t_{\text{exp,min}} = 2 \mu\text{s}$. Bei der durch t_{cam} festgelegten Bildwiederholrate betrug die maximal einstellbare

¹wegen der sehr geringen Änderung hier als $1 - m$

Belichtungszeit $t_{\text{exp,max}} = t_{\text{cam}} - 1,8 \mu\text{s}$. Die Dunkelsignalkorrektur wurde ausgeschaltet.

Eine weitere wichtige Eigenschaft der Kamera ist eine Verzögerung des Aufnahmebeginns nach dem Einsetzen des Triggersignals U_{FR} (*Line Valid Delay*). Diese liegt zwischen $3,0 \mu\text{s}$ und $3,1 \mu\text{s}$ und erschwerte u.a. die Auswertung (siehe Kap. 6.3). In der nachfolgenden Tabelle sind die Einstellungen der Kamera nochmals zusammengefasst.

Video Data Output Mode	2 tap 12 bit
Camera Link Clock Speed	80 MHz
Line Acquisition Mode	grabber controlled
Exposure time control mode	ExSync Level Controlled
Gain	4096 (entspr. 0 dB, standardmäßig)
Offset	0 (standardmäßig)
Pixel AOI	513 – 1536
Shading correction	aus

Konfiguration des Framegrabbers (SISO $\mu\text{ENABLE IV}$).

Der Framegrabber wurde so konfiguriert, dass er die Kamera zwar steuert, seinerseits aber den Takt von dem Funktionsgenerator erhält (siehe Abb. 6.1). Dazu wurde der Framegrabber auf externe Triggerung eingestellt und das Triggersignal U_{FG2} an den „Input 0“ des Triggerboards (Pin 11 und 15 des SUB-D15) angeschlossen. Die Anzahl der aufgenommenen Bilder/Zeilen wurde auf 10k eingestellt.

Die Konfigurationsparameter sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

FG_GEN_PASSIVE	3600	
FG_GEN_ACTIVE	6400	
FG_GEN_LINE_WIDTH	1028	
FG_GEN_WIDTH	1024	
FG_GEN_HEIGHT	10000	
FG_GEN_FREQ	80	[MHz] Synchronisationsfrequenz des CameraLink
FG_GEN_ACCURACY	10000	
FG_WIDTH	1024	Anzahl der Pixel
FG_HEIGHT	10000	Anzahl der Aufnahmen
FG_CAMERA_TYPE	1	Zeilenkamera
FG_FORMAT	1	16bit Daten
FG_CAMERA_LINK_CAMTYP	112	12 Bit Dual Tap
FG_LINETRIGGERMODE	2	Externer Trigger
FG_LINETRIGGERINSRC	0	Input 0 am Triggerboard für ext. Trigger

6.1.4 Zeitliche Steuerung/Taktgebung

Für die Steuerung des Lasers und der Kamera wurde ein Funktionsgenerator TEKTRONIX AFG3102 eingesetzt. Dabei sind mehrere Konfigurationen denkbar. Eine Möglichkeit ist, den Framegrabber

als Taktgeber zu benutzen. Der Funktionsgenerator würde auf das Signal des Framegrabbers triggern und den Laser mit einem sinusförmigen Signal modulieren. Dabei entsteht aber die Problematik, dass der Funktionsgenerator und der Framegrabber leicht unterschiedliche interne Taktgeber besitzen. Dadurch würden sich die Frequenzen des Lasers und des Framegrabbers auch bei gleich eingestellten Frequenzen unterscheiden. Dieser Unterschied konnte bei einer Abtastung einmal pro Modulationsperiode festgestellt werden. Anstelle eines konstanten Signals entstand nämlich eine Schwebung.

Aus diesem Grund wurde der Funktionsgenerator als Taktgeber verwendet, da die beiden Ausgänge des Funktionsgenerator U_{FG1} und U_{FG2} intern dieselbe Taktfrequenz verwenden. Ein zusätzlicher Vorteil dieser Konfiguration war, dass die Modulationsperiode t_{cam} der Kamera feiner eingestellt werden konnte. In der Software von SILICON SOFTWARE war die Einstellung dieser Periode nur als ganzzahliges Vielfaches von $1 \mu\text{s}$ möglich. Im Funktionsgenerator ließ sich t_{cam} genauer als 1 ns einstellen.

Konfiguration des Funktionsgenerators TEKTRONIX AFG3102.

Die beiden Ausgänge $U_{FG1}(t)$ und $U_{FG2}(t)$ des Funktionsgenerators wurden zur Modulation des Diodenlasers bzw. als Triggersignal (Taktgeber) für den Framegrabber verwendet (siehe Abb. 6.1). Das Spannungssignal $U_{FG1}(t)$ wurde sinusförmig in Bereich 500 mV bis 5 V moduliert. Für den Framegrabber wurde $U_{FG2}(t)$ rechteckförmig, entsprechend LVTTTL zwischen 0 V und $3,3 \text{ V}$, eingestellt. Die Periode des Signals $U_{FG2}(t)$ betrug $15,66 \mu\text{s}$. Somit war die maximal einstellbare Belichtungszeit auf $t_{exp,max} = 13 \mu\text{s}$ festgelegt. Der Funktionsgenerator wurde im so genannten *Gated Burst Mode* mit einer *Gate*-Periode t_{gate} betrieben. Dies bedeutet, dass der Funktionsgenerator intern ein Triggersignal $U_{Gate}(t)$ (siehe Abb. 6.2a) erzeugt, wobei die Signale $U_{FG1}(t)$ und $U_{FG2}(t)$ nur bei $U_{Gate}(t) = 1$ aktiv sind.

Für eine präzise Berechnung der Phasenverschiebung mithilfe der Fouriertransformation wurde die Anzahl der abgetasteten Modulationsperioden auf mindestens 600 festgelegt. Dies entspricht bei der niedrigsten sinnvollen Modulationsfrequenz von 10 kHz einer Zeit von 60 ms . Die *Gate*-Periode musste damit mindestens 120 ms betragen. Für eine zuverlässige Messung wurde diese Periode jedoch auf $t_{Gate} = 136 \text{ ms}$ erhöht (siehe Abb. 6.2a).

Aufgrund der relativ langen Lebensdauer des Ru-Komplexes, würde das Phosphoreszenzsignal bei einer höheren Modulationsfrequenz nicht sofort die volle Intensität erreichen. Deshalb sollte die Abtastung des Signals mit einer Verzögerung von mindestens 10 Modulationsperioden erfolgen (siehe Abb. 6.2b). Dies entspricht bei der niedrigsten Frequenz von 10 kHz einer Zeit von 1 ms . Die Phase des Anregungssignals wurde um -90° verschoben, um einerseits während der Auswertung den Bezugspunkt finden zu können, und andererseits eine gleichzeitige Messung des Offsets im Anregungssignal zu ermöglichen. In dieser Konfiguration sind am Ende einer Messreihe 64 Messwerte, bei denen die Modulation des Lasers bereits abgeschaltet ist (siehe Abb. 6.2b).

Der verwendete Funktionsgenerator ermöglicht prinzipiell eine sinusförmige Modulation mit Frequenzen im Bereich $1 \mu\text{Hz} - 100 \text{ MHz}$. Andere Signalformen sind mit Frequenzen bis maximal 50 MHz möglich. In einer Untersuchung wurde jedoch festgestellt, dass die Amplitude des Ausgangssignals sich bei einer in der Software fest eingestellten Amplitude mit der Modulations-

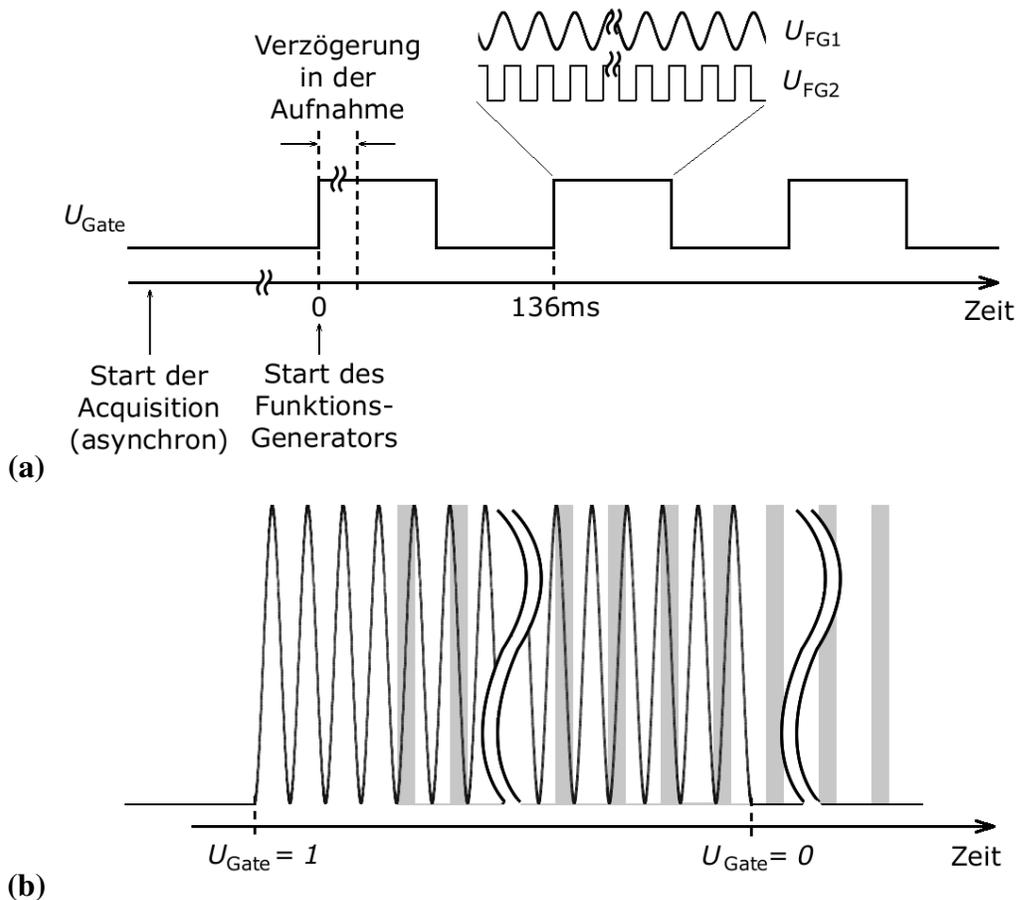


Abb. 6.2: Konfiguration des Funktionsgenerators: **a)** *Gated Burst Mode* und **b)** Ausgangssignale $U_{FG1}(t)$ (Anregung der Lumineszenz) und $U_{FG2}(t)$ (Belichtungszeit der Kamera) im Intervall mit $U_{Gate}(t) = 1$.

frequenz ändert. Die Änderung betrug über einen Bereich von 1 kHz bis 20 MHz etwa 9%. Dies bedeutet, dass vor der eigentlichen Messung die Amplitude des Anregungssignals bei jeder eingestellten Modulationsfrequenz gemessen werden sollte, falls man an der Berechnung der Lumineszenzlebensdauer aus der Amplitudendämpfung interessiert ist.

Der am Funktionsgenerator eingestellte Spannungsbereich von 334 mV bis 2,46 V entspricht in der Realität dem Spannungsbereich 500 mV bis 5 V. Diese Differenz stammt aus dem Unterschied der Ausgangsimpedanz des Funktionsgenerators und der Eingangsimpedanz des Diodenlasers (für den zweite Kanal analog zu der Eingangsimpedanz des Framegrabbers).

Die Steuerung des Funktionsgenerators erfolgte mit der HEURISKO-Software und seine Konfiguration ist im Folgenden nochmals zusammengefasst.

```
*RST
:SOURCE1:FUNCTION SIN
:SOURCE2:FUNCTION SQU
:SOURCE2:FREQUENCY 63.856960409E3
```

```
:SOURCE1:VOLT:LEVEL:HIGH 2.46V; LOW 334mV
:SOURCE2:VOLT:LEVEL:HIGH 1.40V; LOW 0.0mV
:SOURCE1:BURST:STATE ON
:SOURCE2:BURST:STATE ON
:SOURCE1:BURST:MODE GAT
:SOURCE2:BURST:MODE GAT
:TRIGGER:SEQ:SLOPE POS
:TRIGGER:SEQ:TIMER 136ms
:SOURCE1:BURST:TDELAY 0.0us
:SOURCE2:BURST:TDELAY 1.0ms
:SOURCE1:PHASE:ADJUST -90 DEG
```

6.2 Ablauf der Messung

Vor der eigentlichen Messung musste die Sensorzeile auf den Laserstrahl ausgerichtet werden. Eine grobe Einstellung erfolgte zunächst mit einem gut beleuchteten periodischen Streifenmuster bekannter örtlicher Frequenz, das anstelle der Küvette positioniert wurde. Seine Oberfläche lag dabei parallel zum Laserstrahl. Nach dieser Justage, die nur die Entfernung der Kamera von dem Laserstrahl richtig einstellt, musste die Verkippung um die zwei Achsen justiert werden. Dazu wurde das Streifenmuster entfernt und die Küvette mit HPTS im Strahlengang platziert, da seine Lumineszenz deutlich intensiver als bei Ru-Komplex war. Durch das Vergrößern und Verkleinern der Entfernung zwischen dem Laserstrahl und der Kamera kann anhand des „Wandern“ des Signals über die Pixelebene die Verkippung in diese Richtung abschätzen und korrigieren werden. Ähnlich verfährt man in der Sensorebene. Durch das abwechselnde mehrfache Wiederholen dieser Schritte nähert man sich der optimalen Ausrichtung.

Die Steuerung und die Bildaufnahme wurde mit der Software HEURISKO implementiert, so dass die Messung völlig automatisch ablief. Im Folgenden wird der Ablauf einer Messung erläutert. Nach dem Einstellen der gewünschten Modulationsfrequenz im Signal $U_{FG1}(t)$ wurde die Kamera im asynchronen Aufnahmemodus gestartet (siehe Abb. 6.2a). So befand sie sich in Bereitschaft und wartete auf das entsprechende Triggersignal, hier $U_{FG2}(t)$. Um sicherzustellen, dass die Kamera sich tatsächlich im Bereitschaft befindet, wurde eine Wartezeit von einer Sekunde eingebaut. Anschließend wurden die beiden Kanäle des Funktionsgenerators $U_{FG1}(t)$ und $U_{FG2}(t)$ eingeschaltet. Nach einer geringen zeitlichen Verzögerung (*Line Valid Delay*) sollte die Kamera mit der Aufnahme der Bilder starten. Es trat jedoch eine zusätzliche Verzögerung, die in Abb. 6.2a angedeutet ist, auf. Diese Verzögerung variierte von Messung zu Messung im Bereich von einigen 10 ms und resultierte vermutlich aus der Kommunikation zwischen Soft- und Hardware. Der Beginn der Aufnahme legt aber den Zeitpunkt fest, der als Bezugspunkt für die Phasenverschiebung im Signal dient. Die Variation dieses Bezugspunktes k_0 verursachte eine Variation in der Phasenverschiebung von Messung zu Messung. Zur Bestimmung von k_0 wurden die Messpunkte verwendet, die bei der ausgeschalteten Modulation des Anregungssignals aufgenommen wurden (siehe Abb. 6.2b).

Die Messprozedur wurde für die jeweils eingestellte Modulationsfrequenz für HPTS und für Ru-Komplex wiederholt. Die so gemessenen Grauwerte/Abtastwerte für ein Pixel sind also nach Gl. (2.2)

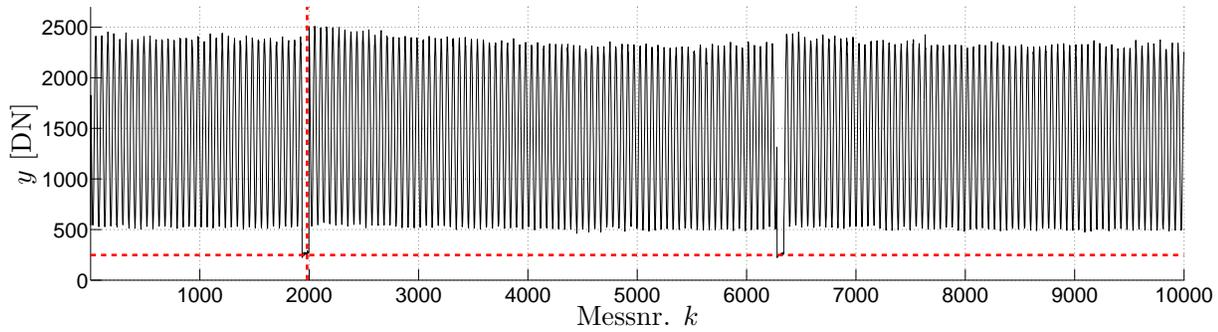


Abb. 6.3: Das Signal $y_k[i]$ eines Pixels i bei $t_{\text{exp}} = 13 \mu\text{s}$ und $\nu_{\text{ex}} = 30,8 \text{ kHz}$. Die waagerechte gestrichelte Linie stellt den Offset des Anregungslichtes $y_{\text{low}}[i]$ und die senkrechte gestrichelte Linie (bei $k \approx 2000$) den Bezugspunkt k_0 dar.

und (2.4):

$$y_k = K\eta(\lambda) \frac{\lambda A}{hc} \int_{k \cdot t_{\text{cam}}}^{k \cdot t_{\text{cam}} + t_{\text{exp}}} I_{\text{fl}}(t) dt + y_{\text{dark}} \quad \text{für } k = [0, \dots, 10k - 1], \quad (6.1)$$

mit der Quantenausbeute des Sensors η , dem Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K , der Pixelfläche A , dem planckschen Wirkungsquantum h , der Lichtgeschwindigkeit c und dem Dunkelsignal y_{dark} . Alle ortsabhängigen Größen in dieser Gleichung beziehen sich dabei auf ein Pixel.

Nach der Aufnahme von 10k Zeilen wurde bei dem ausgeschalteten Laser ($U_{\text{FG1}}(t) = 0$) eine Dunkelmessung y_{dark} durchgeführt. Damit wurde einerseits das Restlicht in der abgedunkelten Kammer gemessen. Andererseits war die Laserdiode auch bei $U_{\text{FG1}}(t) = 0$ nicht komplett aus, so dass diese Restintensität ebenfalls mitgemessen wurde.

In Abb. 6.3 ist ein typisches Signal eines Pixels für 10k Messungen ($k = 1, \dots, 10k$) dargestellt. Die waagerechte gestrichelte Linie stellt die Höhe des Signals bei ausgeschalteter Modulation des Anregungslichtes und die senkrechte gestrichelte Linie den Bezugspunkt k_0 dar.

6.3 Auswertung

Die Auswertung ist für die Messdaten der beiden Farbstoffe gleich. Nur die Korrekturfaktoren für PRNU unterscheiden sich, da das Maximum im Emissionsspektrum von HPTS eher im grünen Bereich liegt und das von Ru-Komplex eher der roten Farbe entspricht. Nach der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Aufnahme mit einem der Farbstoffe liegen die 10k Abtastungen eines Signals und die entsprechenden Daten der Dunkelmessung vor:

$$\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2, \dots, \mathbf{y}_{10000} \quad \text{und} \quad \mathbf{y}_{\text{dark},1}, \mathbf{y}_{\text{dark},2}, \dots, \mathbf{y}_{\text{dark},10000} \quad (6.2)$$

Zur Bestimmung des Bezugspunktes k_0 (siehe Abb. 6.3) wird ein über alle Pixel gemitteltes Signal

$$\mu_{y,k} = \sum_{i=0}^{N_{\text{px}}} y_k[i] \quad (6.3)$$

verwendet, da k_0 für alle Pixel gleich ist. Die Anzahl der Null-Punkte (Messpunkte bei abgeschalteter Modulation) zwischen den Messungen war konstant $N_{\text{low}} = 64$. Deshalb wurden die Messpunkte $\mu_{y,k}$ (theoretisch gesehen) mit einem Vektor $\mathbf{0} \in \mathbb{N}_0^{N_{\text{low}}}$ gefittet:

$$\chi^2[k] = \sum_{l=k}^{k+N_{\text{low}}} (\mu_{y,l} - 0)^2 = \sum_{l=k}^{k+N_{\text{low}}} \mu_{y,l}^2 \quad (6.4)$$

mit $k = 1, \dots, N_{\text{Gate}}$, da sich das Signal alle $N_{\text{Gate}} = 4343$ Messwerte wiederholte. Anschließend ergab sich der Bezugspunkt k_0 aus

$$\chi^2[k'_0] = \min. \quad \text{als} \quad k_0 = k'_0 + N_{\text{low}}. \quad (6.5)$$

Für die weitere Analyse wurden also für jedes Pixel i Datenpunkte

$$(y_{k_0}[i], y_{k_0+1}[i], \dots, y_{k_1}[i]) \quad (6.6)$$

mit $k_1 = k_0 + N_{\text{Gate}} - N_{\text{low}} - 1$ selektiert.

Zunächst wurde das zeitlich gemittelte Dunkelsignal

$$\bar{\mathbf{y}}_{\text{dark}} = \frac{1}{N_{\text{Gate}}} \sum_{k=k_0}^{k_0+N_{\text{Gate}}-1} \mathbf{y}_{\text{dark},k} \quad (6.7)$$

und der mittlere Offset des Lasers

$$\bar{\mathbf{y}}_{\text{low}} = \frac{1}{N_{\text{low}}} \sum_{k=k_1+1}^{k_1+N_{\text{low}}} \mathbf{y}_k - \bar{\mathbf{y}}_{\text{dark}} \quad (6.8)$$

berechnet. Nach der Subtraktion dieser Werte wird DSNU und der Modulationskontrast des Lasers korrigiert. Anschließend wurde PRNU mithilfe der in Kap. 2.4.2, Gl. (2.54), berechneten Korrekturfaktoren korrigiert:

$$\mathbf{y}'_k = \mathbf{C}_{\text{PRNU}}(\lambda) \cdot (\mathbf{y}_k - \bar{\mathbf{y}}_{\text{dark}} - \bar{\mathbf{y}}_{\text{low}}) \quad \text{mit} \quad k = [k_0, \dots, k_1], \quad (6.9)$$

wobei für HPTS Korrekturfaktoren bei $\lambda = 529$ nm und für Ru-Komplex bei $\lambda = 629$ nm verwendet wurden. Mithilfe der Fourieranalyse wurde anschließend die Phasenverschiebung berechnet. Die Fouriertransformation wurde für jedes Pixel i berechnet:

$$(y'_{k_0}[i], \dots, y'_{k_1}[i]) \circ \bullet \hat{\mathbf{y}}'_i. \quad (6.10)$$

Durch die Abtastung des Signals mit einer Abtastfrequenz von rund $\nu_{\text{cam}} = 63,9$ kHz werden nur Frequenzen kleiner als ν_{cam} in der Fouriertransformierten direkt sichtbar. Bei Modulationsfrequenzen ν_{ex} höher als ν_{cam} (also im Aliasing-Bereich) werden diese im Spektrum der FT anstelle der Frequenz

$$\nu'_{\text{ex}} = \nu_{\text{ex}} \bmod \nu_{\text{cam}} \quad (6.11)$$

sichtbar [70]. Die Phasenlage $\varphi[i]$ ergibt sich als Argument der Fouriertransformierten $\hat{y}'_i[\nu'_{\text{ex}}]$ an der Stelle der Frequenz ν'_{ex} . Zu beachten ist, dass die Frequenzen, die in der zweite Hälfte des Spektrum liegen, eine negative Phasenverschiebung aufweisen.

6.4 Ergebnisse

Für die Bestimmung der optimalen Parameter $\nu_{\text{ex,opt}}$ und ψ_{opt} wurden Messungen sowohl bei einem konstanten Verhältnis ψ als auch bei einer konstanten Modulationsfrequenz ν_{ex} durchgeführt.

Die Wahl der Modulationsfrequenzen für die Messung beim konstanten Verhältnis ψ wurde durch die einstellbaren Belichtungszeiten beschränkt. Da die Bildwiederholperiode auf $t_{\text{cam}} = 15,66 \mu\text{s}$ eingestellt wurde, waren nur 12 Belichtungszeiten

$$t_{\text{exp}} \in \{2 \mu\text{s}, 3 \mu\text{s}, 4 \mu\text{s}, \dots, 13 \mu\text{s}\} \quad (6.12)$$

möglich. Um die im vorherigen Kapitel beschriebene theoretische Vorhersage (Gl. (5.56)) prüfen zu können, muss $\psi \approx 0,5$ betragen. Dies würde bedeuten, dass der Diodenlaser bei der maximal möglichen Frequenz von $\nu_{\text{ex}} = 0,5/2 \mu\text{s} = 250 \text{ kHz}$ moduliert werden müsste. Nach Möglichkeit sollte aber das Betreiben der elektronischen Geräte am Limit vermieden werden. Als eine angemessene Frequenz wurde deshalb $\nu_{\text{ex}} = 230 \text{ kHz}$ festgelegt. Bei dieser Frequenz ist aber $\psi = 0,46$. Nach Gl. (5.47) ist das Rauschen in der Lumineszenzlebensdauer proportional zu $|\text{sinc } \psi|^{-1}$, deshalb könnte sich hiermit bei der Berechnung des theoretischen Rauschens ein um 7% höherer Wert ergeben. Die für die Messung verwendeten Frequenzen berechnen sich aus den Belichtungszeiten (6.12):

$$\nu_{\text{ex}} = 0,46/t_{\text{exp}} \in M_{\nu} = \{230 \text{ kHz}, 153,3 \text{ kHz}, 115 \text{ kHz}, \dots, 35,4 \text{ kHz}\}. \quad (6.13)$$

Für die Untersuchung des Rauschens der Lumineszenzlebensdauer in Abhängigkeit von dem Faktor ψ wurde der Diodenlaser mit einer Frequenz von 230 kHz moduliert. Der Faktor ψ wurde dabei anhand der Änderung der Belichtungszeit t_{exp} variiert, dessen Werte sich aus Belichtungszeiten (6.12) zu

$$\psi = 230 \text{ kHz} \cdot t_{\text{exp}} \in M_{\psi} = \{0,46, 0,69, 0,92, \dots, 2,99\} \quad (6.14)$$

ergeben.

Für die Kalibrierung der Apparatur wurden zunächst Messungen mit HPTS ausgewertet. Es ergaben sich Phasenverschiebungen φ_{ref} , die von den eingestellten experimentellen Parametern abhängen. Es konnte jedoch ein linearer Zusammenhang

$$\varphi_{\text{ref}}(\omega_{\text{ex}}, t_{\text{exp}}) = \omega_{\text{ex}}(a \cdot t_{\text{exp}} + t_{\text{cam},0}(\nu_{\text{cam}})) \quad (6.15)$$

gefunden werden. Dabei ist a die Steigung und $t_{\text{cam},0}$ eine kameraspezifische Verzögerungszeit, die i.A. von der eingestellten Bildwiederholrate ν_{cam} abhängt. Für die maximale Bildwiederholrate bei der im vorherigen Kapitel beschriebenen Kamerakonfiguration ergab sich bspw. für diese Parameter

$$a = 0,4920 \pm 0,0074, \quad (6.16)$$

$$t_0 = (0,628 \pm 0,031) \mu\text{s}. \quad (6.17)$$

Die Berechnung der angegebenen Fehler ist in der Softwarebeschreibung von MATLAB zu finden [113, Gl. (34),(35)]. Da sich aus der Fourieranalyse nur Phasenverschiebungen zwischen $-\pi$

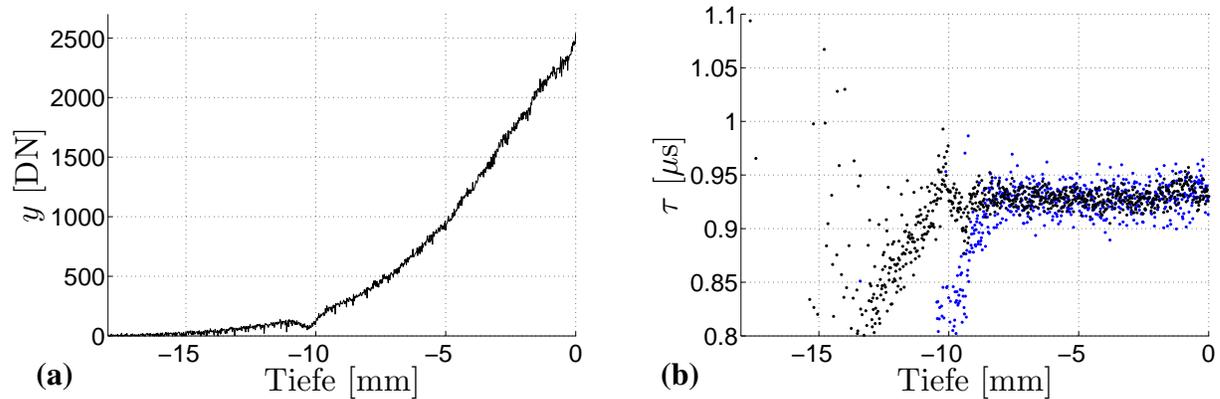


Abb. 6.4: **a)** Die Extinktion des Signals im Farbstoff-Wasser-Gemisch. Die Oberfläche liegt bei der Tiefe gleich Null. Die Abszisse entspricht den 1024 Pixeln ($0 \text{ mm} \hat{=} \text{Pixel } 1024$); **b)** Lebensdauer τ_φ bei Modulationsfrequenzen 92 kHz (schwarz) und 230 kHz (blau) mit $\psi = 0,46$.

und π ergeben, die tatsächliche zeitliche Verzögerung aber Phaseverschiebungen größer als 2π entspricht, wurden die berechneten Phaseverschiebungen für den linearen Fit um das Vielfache von π erweitert. Der maximale Fehler in der Kalibrierung der Phaseverschiebung beträgt somit

$$\Delta\varphi_{\text{ref}} = 5\% . \quad (6.18)$$

In Abb. 6.4a ist der DSNU- und PRNU-korrigierte Grauwertverlauf für Ru-Komplex an der Stelle des maximalen Signals in Abhängigkeit von der Tiefe in der Küvette dargestellt. Die Tiefe berechnet sich aus der Pixelgröße und dem Abbildungsmaßstab. Die Lumineszenzlebensdauer wurde nach Gl. (5.43) mit der gemessenen Phaseverschiebung φ für Ru-Komplex und den Referenzwerten aus der Gl. (6.15) berechnet. In Abb. 6.4b ist das Ergebnis für zwei Modulationsfrequenzen von 92 kHz und 230 kHz dargestellt. Hier ist bei kleineren Tiefen ($> -8 \text{ mm}$) eine relativ konstante Lumineszenzlebensdauer erkennbar. Bei größeren Tiefen tritt jedoch eine systematische Abweichung auf. Bei der Charakterisierung nach EMVA 1288 wurde bereits erwähnt, dass der Sensor zwei Auslesenkanäle (*Taps*) aufweist. Die Kante zwischen diesen beiden Auslesekanälen ist bei der Tiefe von -9 mm . Hier ist bei 92 kHz ein leichtes absinken der Lumineszenzlebensdauer zu erkennen. Interessanterweise fallen diese systematischen Abweichungen des „linken“ Auslesekanals in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz unterschiedlich aus. Da die Kalibrierung der systematischen Abweichungen nicht das Ziel dieser Arbeit war, wurden für die Untersuchung des Rauschens der Lumineszenzlebensdauer nur die Punkte im Tiefenbereich -8 mm bis $-0,5 \text{ mm}$ verwendet. Dies entspricht auf dem Sensor dem Pixelbereich 580–996.

Für die Messung des zeitlichen Rauschens wären viele Messungen notwendig. Aufgrund der Tatsache, dass es sich bei dem Farbstoff-Wasser-Gemisch um kein starrs Objekt handelt (wie das Target bei Entfernungsmessungen), ist eine Mittelung über mehrere Sekunden, die für die Aufnahme von einigen 100 Datenreihen notwendig wären, kritisch. In einigen Voruntersuchungen wurde das zeitliche und räumliche Rauschen in der Phaseverschiebung untersucht. Hierzu wurden u.a. zwei bis 10 Datenreihen für die Mittelung verwendet. Änderungen in der berechneten Varianz der

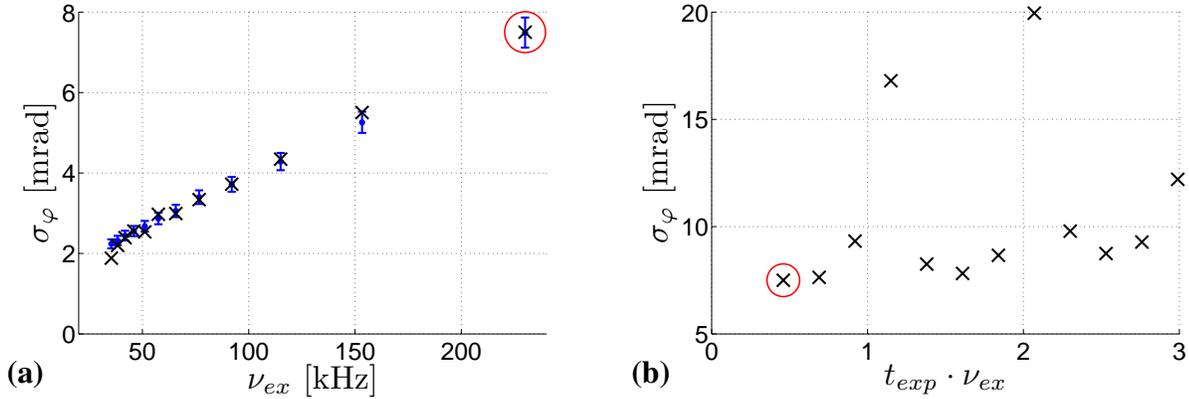


Abb. 6.5: Das gemessene (schwarze Kreuze) bzw. theoretische (blaue Punkte) Rauschen der Phasenverschiebung **a)** in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz ν_{ex} bei einem konstanten Verhältnis $\psi = 0,46$ und **b)** in Abhängigkeit von dem Verhältnis ψ bei einer konstanten Modulationsfrequenz $\nu_{ex} = 230$ kHz.

Phasenverschiebung war kleiner als die Unsicherheit in der Kalibrierung der Phasenverschiebung. Deshalb wurde die Varianz in der Phasenverschiebung aus der räumlichen Mittelung berechnet

$$\mu_\varphi = \frac{1}{996 - 580 + 1} \sum_{i=580}^{996} \varphi[i] \quad \text{und} \quad (6.19)$$

$$\sigma_\varphi^2 = \frac{1}{996 - 580} \sum_{i=580}^{996} (\varphi[i] - \mu_\varphi)^2. \quad (6.20)$$

In Abb. 6.5a ist die nach Gl. (6.20) berechnete Standardabweichung der gemessenen Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz ν_{ex} als schwarze Kreuze dargestellt. Zusätzlich ist die theoretische Standardabweichung, die sich nach Gl. (5.53) aus der Varianz der Grauwerte ergibt, als blaue Punkte aufgetragen. Dabei ergab sich das Grauertrauschen als

$$\sigma_y^2 = K(\mu_y - \mu_{y,dark}) = K \cdot \frac{I_{DC} + I_{AC}}{2}, \quad (6.21)$$

berechnet aus dem gemessenen (zeitlich) mittleren Grauwert $(I_{DC} + I_{AC})/2$. Der Grund für das Verwenden dieses mittleren Grauwertes ist die Tatsache, dass bei der Herleitung der Formel (5.53) in [40] angenommen wurde, dass der Modulationskontrast der Beleuchtung gleich Eins ist. Hier ist das nicht der Fall. Bereits bei der Verifizierung mit phasenbasierten Laufzeitkameras musste analog ein mittleres Grauertrauschen verwendet werden (siehe Kap. 3.1.2, Gl. (3.27)). Die Fehlerbalken für die theoretischen Werte in Abb. 6.5a resultieren aus der Unsicherheit in dem Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor K von 4,1 %. Das gemessenen Rauschen stimmt mit den theoretisch vorhergesagten Werten innerhalb der Fehlergrenzen überein.

In Abb. 6.5b ist das gemessene Rauschen der Phasenverschiebung in Abhängigkeit von dem Faktor $\psi = t_{exp} \nu_{ex}$ dargestellt. Der mit einem roten Kreis markierte Punkt ist derselbe Messpunkt, wie in Abb. 6.5a. Der Verlauf der Messpunkte korrespondiert im Prinzip zu dem erwarteten Verlauf. Da

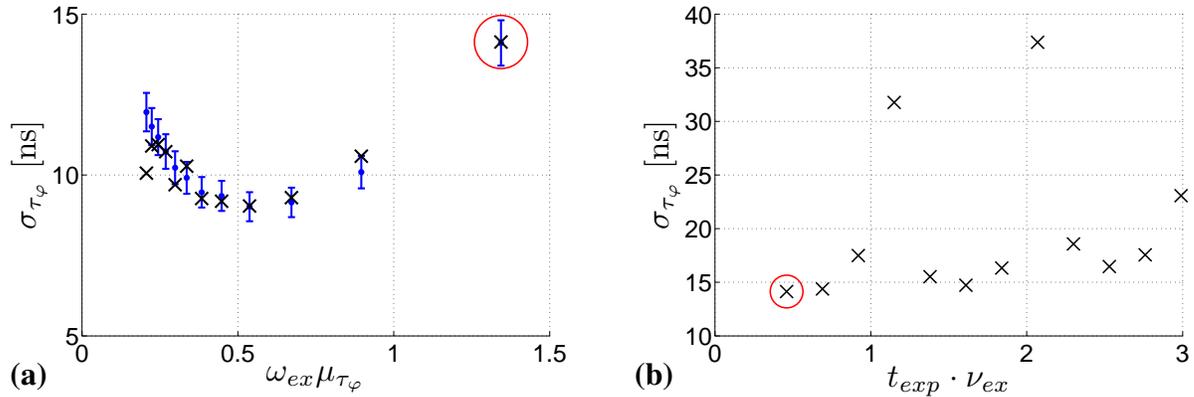


Abb. 6.6: Das gemessene (schwarze Kreuze) bzw. theoretische (blaue Punkte) Rauschen der Lumineszenzlebensdauer τ_φ **a)** in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz ν_{ex} (hier als dimensionslose Größe $\omega_{\text{ex}}\mu_{\tau_\varphi}$) bei einem konstanten Verhältnis $\psi = 0,46$ und **b)** in Abhängigkeit von dem Verhältnis ψ bei einer konstanten Modulationsfrequenz $\nu_{\text{ex}} = 230$ kHz.

an den ganzzahligen Werten für ψ der Modulationskontrast drastisch absinkt, steigt das Rauschen der Phasenverschiebung an.

Das gemessene Rauschen in der Lumineszenzlebensdauer τ_φ wurde analog zu der Phasenverschiebung aus dem räumlichen Mittelwert bestimmt:

$$\mu_{\tau_\varphi} = \frac{1}{996 - 580 + 1} \sum_{i=580}^{996} \tau_\varphi[i] \quad \text{und} \quad (6.22)$$

$$\sigma_{\tau_\varphi}^2 = \frac{1}{996 - 580} \sum_{i=580}^{996} (\tau_\varphi[i] - \mu_{\tau_\varphi})^2. \quad (6.23)$$

In Abb. 6.6a ist σ_{τ_φ} als Funktion von $\omega_{\text{ex}}\mu_{\tau_\varphi}$ dargestellt. Hier liegen nur 3 von 12 Messpunkten (schwarze Kreuze) nicht innerhalb der Fehler für die theoretischen Werte (blaue Punkte). Der Kurvenverlauf entspricht dem in der Literatur beschriebenen Verlauf (siehe auch Abb. 5.5a). Andererseits haben die gemessenen Punkte ebenfalls einen Fehler von 5% aus der Unsicherheit in der Referenzierung (siehe Gl. (6.18)), so dass nur ein Punkt nicht mit den theoretischen Werten übereinstimmt. Das Minimum der gemessenen Kurve, also der optimale Betriebspunkt für die verwendete Apparatur, ist

$$\omega_{\text{ex,opt}}\mu_{\tau_\varphi} \approx 0,6. \quad (6.24)$$

Dieser Wert liegt in der selben Größenordnung, wie der in der Literatur beschriebene Wert von 0,7. Damit ergibt sich die optimale Modulationsfrequenz für die mittlere Lebensdauer von $\mu_{\tau_\varphi} \approx 0,93$ μs zu

$$\nu_{\text{ex,opt}} \approx 103 \text{ kHz}. \quad (6.25)$$

In Abb. 6.6b ist das gemessene Rauschen der Lumineszenzlebensdauer τ_φ in Abhängigkeit von dem Parameter ψ bei einer konstanten Modulationsfrequenz von $\nu_{\text{ex}} = 230$ kHz dargestellt. Der mit dem roten Kreis markierte Punkt ist derselbe, wie in Abb. 6.6a. Der Kurvenverlauf entspricht dem theoretischen Verlauf in Abb. 5.5b. Diese theoretische Kurve gilt jedoch nur für einen Modulationskontrast in der Beleuchtung gleich Eins. Da in dem vorgestellten Experiment der Modulationskontrast kleiner Eins war und bei dieser Messung nicht die optimale Modulationsfrequenz verwendet wurde, ist das gemessene Rauschen höher als das theoretisch vorhergesagte Rauschen. Eine weitere Messung bei einer Modulationsfrequenz von 100 kHz und $0,12 < \psi < 0,5$ ergab, dass σ_{τ_φ} in diesem Bereich in etwa auf dem gleichen Niveau bleibt. Da in diesem Parameterbereich das zeitliche Rauschen aber deutlich reduziert ist, dominiert das stationäre räumliche Rauschen. Aus diesem Grund ließ sich für $\psi < 0,5$ keine genauere Aussage treffen. Der optimale Parameter ψ konnte jedoch auf

$$\psi_{\text{opt}} < 0,5 \tag{6.26}$$

beschränkt werden.

Kapitel 7

Abschließende kritische Diskussion der Ergebnisse

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des BMBF Verbundprojektes *Fluorescence Lifetime Imaging Camera* (FLICAM) durchgeführt. In diesem Verbundprojekt wird ein neuartiges Kamerasystem zur Messung der Lumineszenzlebensdauer nach dem Funktionsprinzip phasenbasierter Laufzeitkamarasysteme entwickelt. Gegenstand dieser Dissertation war die Entwicklung eines entsprechenden physikalischen Modells und der Aufbau eines Test- und Kalibrierstandes, mit dem die Parameter phasenbasierter Laufzeitkamarasysteme vermessen werden sollten. Aufgrund von Verzögerungen im Sensor-Herstellungsprozess stand das neue Kamerasystem während dieser Arbeit noch nicht zur Verfügung. Die entwickelten Charakterisierungsprozeduren wurden anhand von zwei Laufzeitsensoren verifiziert. Die Methoden zur Charakterisierung wurden aus dem neuen EMVA Standard 1288 übernommen und an die spezifische Sensorarchitektur einer Laufzeitkamera angepasst.

7.1 Charakterisierung von Bildsensoren

7.1.1 EMVA 1288

In Kapitel 2.3 wurden das lineare Sensormodell des EMVA Standards 1288 und die mathematischen Grundlagen analysiert. Es konnte gezeigt werden, dass neben den Inhomogenitätsparametern das Signal-Rausch-Verhältnis als wichtigste Größe für die Sensorqualität nur von der Quantenausbeute und dem Dunkelrauschen abhängt, falls das Quantisierungsrauschen vernachlässigt werden kann. Im Rahmen des Verbundprojektes FLICAM wurden zwei Apparaturen aufgebaut und eingesetzt, die sich zur radiometrischen und spektralen Vermessungen von Bildsensoren bzw. Kameras nach EMVA 1288 eignen. Diese Apparaturen und Auswertemethoden wurden zur Validierung auf verschiedene (2D) Kameratypen angewandt, u.a. auf die Hochgeschwindigkeits-Zeilenkamera BASLER SPL2048-70KM und die Flächenkamera BASLER SCA1400-17FM. Die Charakterisierung einer Flächenkamera ist für die Anwendung auf Laufzeitsensoren mit zweidimensionalen Pixelmatrizen relevant. Die charakterisierte Zeilenkamera wurde für die Messungen der Fluoreszenzlebensdauer verwendet. Außerdem wurden hiermit Schwierigkeiten bei der Charakterisierung der räumlichen Inhomogenitäten für Zeilenkameras aufgrund der fehlenden Statistik aufgezeigt.

Im Rahmen der Initiative zur Performanzanalyse der gesamten Bildverarbeitungskette wird eine umfangreiche, öffentlich zugängliche Datenbank aufgebaut, in der Messergebnisse aller untersuchten Kameras verfügbar sein werden.

7.1.2 Entwicklung eines Verfahrens zur Charakterisierung von Laufzeitsensoren basierend auf EMVA 1288

Zur Charakterisierung der Rohdaten von phasenbasierten Laufzeitsensoren wurde das lineare Sensormodell des EMVA 1288 auf zwei Rohkanäle (mit der „Ladungsschaukel“) erweitert. Die Charakterisierung der radiometrischen und spektralen Sensitivitäten und des Rauschverhaltens konnte nach den Methoden des Standards basierend auf dem erweiterten Sensormodell durchgeführt werden. Die meisten in EMVA 1288 definierten Parameter – mit Ausnahme der Quantenausbeute – konnten für die zwei Rohkanäle getrennt bestimmt werden. Zur Validierung der Methoden wurden zwei Kameras MESA SR3101 und PMD CAMCUBE 2 verwendet. Die beiden Sensoren wiesen eine nicht-lineare Kennlinie auf. Da das erweiterte Sensormodell aber (analog zu EMVA 1288) ein lineares Modell ist, ergaben sich Abweichungen zwischen dem theoretischen und dem gemessenen Signal-Rausch-Verhältnis. Da die beiden Kameras eine Eigenschaft besitzen das Hintergrundlicht zu unterdrücken, konnten diese Messungen jedoch nur für kleine Intensitäten durchgeführt werden. Dadurch konnten solche Parameter wie die Sättigungskapazität, der maximale Dynamikbereich und das maximale Signal-Rausch-Verhältnis nicht bestimmt werden. Die räumlichen Inhomogenitäten wurden nach den Methoden des EMVA 1288 für jeden Rohkanal getrennt durchgeführt. Nach einer Messung bei $\lambda = 629 \text{ nm}$ ergaben sich für PMD CAMCUBE 2 in den beiden Rohkanälen unterschiedliche Werte für die Quantenausbeute: $\eta_A = (9,1 \pm 0,4) \%$ und $\eta_B = (8,1 \pm 0,3) \%$. Dies könnte ein Hinweis auf eine nicht symmetrische Referenzfunktion („Ladungsschaukel“) sein. Außerdem unterschieden sich die beiden Gesamtsystem-Verstärkungsfaktoren: $K_A = (2,26 \pm 0,09) \cdot 10^{-3} \text{ DN/e}^-$ und $K_B = (2,68 \pm 0,11) \cdot 10^{-3} \text{ DN/e}^-$. In den räumlichen Inhomogenitäten (DSNU und PRNU) wurden ebenfalls Unterschiede zwischen den beiden Rohkanälen festgestellt. Für MESA SR3101 lagen die Unterschiede in den Parametern innerhalb der Kalibrierunsicherheit. Die Quantenausbeute* mit $\eta = (6,85 \pm 0,42) \%$ lag zwar unter der von PMD CAMCUBE 2, der Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor* war aber mit $K = (22,79 \pm 1,32) \text{ DN/e}^-$ deutlich höher. Die Parameter der räumlichen Inhomogenitäten stimmten ebenfalls innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Die Charakterisierung der Entfernungsinformation konnte aus technischen Gründen (unterschiedliche Synchronisation zw. Kamera und Lichtquelle) nicht in einem identischen experimentellen Aufbau durchgeführt werden. Die mit PMD CAMCUBE 2 gemessene Entfernung wurde anhand von verschiedenen Entfernungen zu einem planaren Target charakterisiert. Das Original-Objektiv der Kamera ist ein Weitwinkelobjektiv, wodurch einerseits die Beleuchtung auf dem Sensor sehr inhomogen war und andererseits bei größeren Entfernungen die Größe des verwendeten Targets nicht ausreichte, um den kompletten Sensor zu erfassen. Deshalb wurde für die Vermessungen anstelle des Original-Objektivs eine einfache telezentrische Optik eingesetzt. Für MESA SR3101 wurde die Entfernung in einer speziellen Lichtquelle, bestehend aus einem LED-Feld, anhand der relativen Phasenverschiebung im intensitätsmodulierten Licht simuliert. Deshalb wurde hier nicht direkt die gemessene Entfernung, sondern die gemessene Phasenverschiebung charakteri-

*gemittelt über die Werte für A und B.

siert. Da der relative Fehler in der gemessenen Entfernung dem relativen Fehler in der gemessenen Phasenverschiebung entspricht, sind die Charakterisierungen äquivalent. Für PMD CAMCUBE 2 wurde die gemessene Entfernung in Abhängigkeit von der eingestellten Entfernung aufgetragen. Abgesehen von dem Wiggling-Fehler konnte ein linearer Zusammenhang festgestellt werden. Das zeitlichen Rauschen der gemessenen Entfernung in Abhängigkeit von der eingestellten Entfernung stimmte dabei mit den nach einer existierenden theoretischen Vorhersage [40] berechneten Werten überein. Für MESA SR3101 wurde die gemessene Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der in der Lichtquelle eingestellten relativen Phasenverschiebung aufgetragen. Aufgrund einer deutlich nicht-linearen Kennlinie des Sensors wurden auch in der Phasenverschiebung Nicht-Linearitäten (zusätzlich zu dem Wiggling-Fehler) festgestellt. Trotz dieser Abweichungen stimmte das Rauschen in der gemessenen Phasenverschiebung mit der theoretischen Vorhersage [40] überein. Ein Nachteil bei dieser Vermessung war sicherlich die Wellenlänge des Lichtes. Mit $\lambda = 470 \text{ nm}$ entsprach diese nicht dem Bereich der maximalen Quantenausbeute.

Die räumlichen Inhomogenitäten in der gemessenen Entfernung bzw. Phasenverschiebung wurden analog zu EMVA 1288 untersucht, wobei hier anstelle der Grauwertbilder die gemessenen Entfernungs- bzw. Phasenverschiebungsbilder verwendet wurde. Anhand eines Histogramms konnte bei PMD CAMCUBE 2 festgestellt werden, dass die räumliche Verteilung der Entfernungsinformation im Wesentlichen einer Gauß-Verteilung mit einer relativen räumlichen Standardabweichung von 6,8 % entsprach. An dieser Stelle sollte erwähnt werden, dass hier die verwendete telezentrische Optik durch eine weniger scharfe Abbildung zusätzliches räumliches Rauschen verursachte. Bei MESA SR3101 wurde eine großräumige Variation der Phasenverschiebungen beobachtet, die bereits von Schmidt [89] festgestellt wurde. Die berechnete relative räumliche Standardabweichung betrug 1 %. Hierbei ist kritisch anzumerken, dass die Beleuchtung, bestehend aus einem LED-Feld, sicherlich Inhomogenitäten aufweist, die die Messergebnisse beeinflussen könnten.

Die Ergebnisse der Vermessungen mit PMD CAMCUBE 2 und MESA SR3101 lassen sich aufgrund von unterschiedlichen experimentellen Komponenten und Techniken nur bedingt vergleichen. Hier würde eine Charakterisierung in einem experimentellen Aufbau deutlich aussagekräftiger sein.

Bei PMD CAMCUBE 2 wurden zusätzlich räumliche Inhomogenitäten in der Unterdrückung des Hintergrundlichtes festgestellt. Dabei wurde ein stark unterschiedliches Verhalten der Pixel nach dem Einsetzen der Hintergrundlichtunterdrückung festgestellt. Das Funktionsprinzip der Hintergrundlichtunterdrückung wurde von Schmidt [90] untersucht und kann anhand eines physikalischen Modells erklärt werden. Außerdem wurde die gemessene Entfernung pixelweise in Abhängigkeit von der Intensität des Hintergrundlichtes untersucht. Hier wurde ebenfalls ein deutliches Ansteigen der räumlichen Inhomogenität mit zunehmender Intensität des Hintergrundlichtes festgestellt. Da sich die Unterdrückung des Hintergrundlichtes nicht abschalten ließ, konnte das Kamerasystem nicht für Lumineszenzlebensdauermessungen verwendet werden.

Bei MESA SR3101 konnte die Modulationsfrequenz von 20 MHz bis zu einigen kHz variiert werden. Da die Kamera aber für hohe Frequenzen (MHz) optimiert wurde, trat bei Frequenzen unter einem MHz ein sehr unregelmäßiges, zeitlich instabiles Dunkelsignal auf. Da für diese Änderungen leider keine systematische Beschreibung gefunden werden konnte, ließ sich auch diese Kamera

nicht für Lumineszenzlebensdauermessungen einsetzen.

7.1.3 Standardisierte Charakterisierung von Laufzeitsensoren

Die in dieser Arbeit durchgeführten Charakterisierungen der phasenbasierten Laufzeitkamaras dienten u.a. als erste Untersuchungen für eine standardisierte Charakterisierung von Laufzeitkamarasystemen. Dabei konzentrierte man sich auf die Untersuchung sowohl des zeitlichen als auch des räumlichen Rauschverhaltens. Die systematischen Abweichungen, wie der belichtungszeitabhängige Phasenversatz, „Fliegende Pixel“, Bewegungsartefakte oder Wiggling-Fehler, der sich teilweise aus der Kennlinie des Sensors ergibt, können korrigiert werden und wurden deshalb nicht untersucht. Diese Fehler wurden in der Literatur bereits ausführlich behandelt.

Um einen objektiven Vergleich zu ermöglichen, sollte ein möglicher Standard oder eine mögliche Erweiterung des EMVA Standards 1288 für Systeme, die Entfernungsbilder gewinnen, alle bildgebenden Verfahren für die Entfernungsmessung umfassen. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit auch ein pulsbasiertes Laufzeitkamarasystem vermessen. Die Untersuchung des pulsbasierten Laufzeitkamarasystems TRIDICAM zeigte sehr viele Fehlerquellen auf, die bei einer Charakterisierung auftreten können. Die Messungen wurden gemeinsam mit TRIDICAM GmbH an einem Testsystem durchgeführt. Der Sensor bestand aus zwei Zeilen und als Beleuchtung diente ein gepulster Diodenlaser, der zu einer Linie aufgeweitet wurde. Der Dynamikbereich des Sensors war leider durch eine zu große Pulsbreite des Diodenlasers limitiert. Die Pulsform entsprach nicht einer rechteckigen Form, wodurch eine deutlich nicht-lineare Sensorantwort erkennbar war. Die zeitliche Stabilität der Pulsform war ebenfalls nicht gegeben. Die Sensitivität in der Entfernungsinformation wurde in der ersten Zeile zu $0,018 \text{ m}^{-1}$ und in der zweiten Zeile (erwartungsgemäß) zu $0,035 \text{ m}^{-1}$ gemessen. Somit entsprach die erste Zeile der theoretischen Berechnung, die zweite Zeile weichte um den Faktor drei ab. Der Sensor verfügte ebenfalls über die Eigenschaft Hintergrundlicht zu unterdrücken. Die Untersuchung der Hintergrundlicht-Unterdrückung bzgl. der gemessenen Entfernung war aufgrund der geringen Leistung der IR-LED, die als konstante Hintergrundbeleuchtung verwendet wurde, gegenüber der deutlich höheren Peak-Leistung der gepulsten Laserdiode nicht möglich. Da die Hintergrundlichtmessung direkt im Anschluss an die eigentliche Messung erfolgte, war die radiometrische und spektrale Charakterisierung der einzelnen Rohkanäle ebenfalls nicht möglich. Aufgrund der Tatsache, dass das verwendete Testsystem nicht optimal eingestellt und die Beleuchtung inhomogen war, wurden die Messergebnisse negativ beeinflusst.

Bei einem Laufzeitkamarasystem kann es sich um ein System, bestehend aus einer Kamera (mit Objektiv) und einer Lichtquelle, aber auch nur um einen Laufzeitsensor handeln. Eine standardisierte Charakterisierung kann also entweder sensor- oder systembasiert definiert werden. Bei einer systembasierten Charakterisierung sind zunächst Spezifikationen für die verwendete Lichtquelle notwendig (falls nicht fest in das System eingebunden). Die Vermessung der mittleren Entfernung und des Rauschens muss in Abhängigkeit von der realen Entfernung zu einem planaren Target durchgeführt werden. Dabei ist das Verwenden eines Standardtargets erforderlich, z.B. mit einer Reflektivität von 18% (Standard in der Fotografie). Die Auswertung der gemessenen Entfernung in Abhängigkeit von der eingestellten Entfernung würde dabei analog zu den Grauwerten in Abhängigkeit von der Photonenzahl in EMVA 1288 erfolgen können. Das Rauschverhalten könnte als Varianz der Entfernung in Abhängigkeit von der realen Entfernung untersucht werden. Eine Charakterisierung der Inhomogenitäten in der gemessenen Entfernung und Statistiken

zu den „Ausreißern“ würden nach den Methoden des EMVA Standards 1288 durchgeführt werden können, wie es bereits im Rahmen dieser Arbeit geschehen ist. Eine weitere Schwierigkeit stellt die Definition der Entfernung, bei der die Charakterisierung der Inhomogenitäten durchgeführt werden soll, dar.

Zu beachten ist, dass Kamerasysteme (z.B. TRIDICAM) existieren, bei denen die Nicht-Linearität des Entfernungssignals von vorne herein gegeben ist. Einige der Kamerasysteme verfügen über Methoden das Gleichlichtanteil zu unterdrücken, deren Qualität ebenfalls charakterisiert werden sollte. Eine Schwierigkeit stellt hier die Spezifikation der Hintergrundbeleuchtung dar.

Optional könnte die Spezifikation nach dem existierenden EMVA Standard 1288 für die einzelnen Rohkanäle (Grauwerte) durchgeführt werden, wie bereits in dieser Arbeit geschehen. Solche Spezifikationen sind essentiell für die Entwicklung von Laufzeitsensoren und deren Modellierung [91].

Vor einer Definition eines Standard für Laufzeitkamarasysteme müssen die generellen experimentellen Parameter, wie das Material des zur Entfernungsmessung verwendeten Targets, geklärt werden. Aussagekräftige graphische Darstellungen und/oder spezifische Größen, die die Qualität der gemessenen Entfernung für alle Bildgebungstechnologien gleich quantifizieren, müssen definiert werden.

7.2 Lumineszenzlebensdauermessungen in der Frequenz-Domäne

Eine Untersuchung des Rauschverhaltens der aus der Phasenverschiebung berechneten Lumineszenzlebensdauer und die Optimierung der verfahrensspezifischen Parameter wurden anhand eines Modellsystems, bestehend aus einer Zeilenkamera, der entsprechenden Beleuchtung und einem passenden Farbstoff, durchgeführt. Da die Steuerung der Kamera und der Beleuchtung anhand eines Funktionsgenerators erfolgte, musste ein Verfahren entwickelt werden, um aus den zeitlichen Abtastungen des Signals die während der Lumineszenz auftretende Phasenverschiebung zu bestimmen. Dazu musste zunächst eine passende Konfiguration der einzelnen Hardwarekomponenten gefunden werden.

Messparameter, die das Rauschen der gemessenen Lumineszenzlebensdauer beeinflussen, sind das Verhältnis von Belichtungszeit zu Modulationsperiode und die Modulationsfrequenz. Aus diesem Grund wurden zunächst Messungen mit verschiedenen Modulationsfrequenzen bei einem konstanten Verhältnis von Belichtungszeit zu Modulationsperiode durchgeführt. Das gemessene zeitliche Rauschen der Phasenverschiebung entsprach dabei der existierenden theoretischen Vorhersage, die bereits bei den Laufzeitsensoren verwendet wurde. Anhand dieser theoretischen Vorhersage und der Herleitung von Lin [70] wurde anschließend ein Zusammenhang zwischen dem Sensorrauschen und dem Rauschen der Lumineszenzlebensdauer entwickelt. Das so berechnete zeitliche Rauschen entsprach den experimentell bestimmten Werten. Der Bereich der optimalen Modulationsfrequenz bei der verwendeten Apparatur und dem verwendeten Farbstoff lag mit $\omega_{\text{ex}}\tau_{\varphi} \approx 0,6$ nahe der theoretischen Vorhersage von ca. 0,7. Die Abweichung kam aufgrund von idealisierten Annahmen in der theoretischen Studie zustande.

In der zweiten Messreihe wurde das Verhältnis von Belichtungszeit zu Modulationsperiode bei einer konstanten Modulationsfrequenz variiert. Das dabei gemessene zeitliche Rauschen in der Lumineszenzlebensdauer entsprach qualitativ dem von Lin [70] gefundenen theoretischen Verlauf. Die absoluten Werte für das Rauschen konnten jedoch aufgrund von idealisierten Annahmen in der theoretischen Herleitung nicht verglichen werden. Dennoch stimmte der Bereich des optimalen Verhältnisses von Belichtungszeit zu Modulationsperiode mit der Theorie überein ($\psi < 0,5$).

Kritisch betrachtet werden sollte an dieser Stelle die Tatsache, dass das zeitliche Rauschen der Lumineszenzlebensdauer aus der räumlichen Mittelung berechnet wurde. Dabei wurde das räumliche Rauschen deutlich kleiner als das zeitliche Rauschen angenommen. Dies traf für die oben genannten Bereiche der optimalen Messparameter jedoch nur teilweise zu, da an dieser Stelle das zeitliche Rauschen deutlich reduziert war. Hier änderte sich das Rauschen nicht, obwohl das Verhältnis von Belichtungszeit zu Modulationsperiode verändert wurde. Dennoch konnten die Bereiche optimaler Messparameter eindeutig lokalisiert werden.

Kapitel 8

Ausblick

Eine mögliche Fortsetzung dieser Arbeit wäre die Erweiterung des EMVA Standards 1288 auf nicht-lineare Sensoren. Gängige nicht-lineare Sensoren weisen entweder eine logarithmische, linear-logarithmische oder stückweise lineare Kennlinie auf. Die in dem EMVA Standard 1288 definierten Algorithmen könnten auf die linearisierte spezifische Sensitivität angewandt werden und alle nachfolgend bestimmten Spezifikationen würden sich auf den linearisierten Sensor beziehen. Hierzu könnte ein Nicht-Linearitäts-Modul, in dem der mittlere Grauwert μ_y nicht-linear modifiziert wird, zum linearen Sensormodell hinzugefügt werden: $\mu'_y = f(\mu_y)$. Dieses Verfahren ist aber nur dann anwendbar, wenn sich die nicht-linearen Kennlinien nicht zu sehr von Pixel zu Pixel unterscheiden. Daher muss erst detailliert untersucht werden, ob die Methoden des EMVA Standards 1288 auf einen linearisierten Sensor anwendbar sind. Der Dynamikbereich müsste in den Eingangs- IDR und den Ausgangs-Dynamikbereich ODR unterschieden werden. Unklar ist noch, wie die Photon-Transfer-Methode bei logarithmischen Sensoren mit intensitätsabhängiger Integrationszeit angewendet werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nur die Lumineszenzlebensdauer, die aus der Phasenverschiebung berechnet wurde, für die Untersuchungen des Rauschverhaltens verwendet. Sie kann aber auch aus der Amplitudendämpfung berechnet werden. In der Literatur wird diese „Amplituden-Lebensdauer“ jedoch als sehr fehleranfällig beschrieben. Elder et al. [33] stellte z.B. fest, dass die systematische Abweichung in der Amplituden-Lebensdauer proportional zu dem Offset im Anregungssignal ist. Deshalb muss dieser Offset in Messungen korrigiert werden.

Das optische Verfahren (FLIM) zur Bestimmung des Sauerstoffgehalts anhand der Lumineszenzlebensdauer eliminiert die verfahrensbedingten Nachteile traditioneller elektrochemischer Messmethoden. Bei geeigneter Wahl eines Farbstoffes und der Wellenlänge des anregenden Lichtes ist sowohl die Intensität als auch das zeitliche Abklingverhalten des Lumineszenzsignals abhängig von der Sauerstoffkonzentration möglich. Da die Lumineszenzlebensdauer des Ru-Komplexes weitgehend unabhängig von dem pH-Wert ist, sind kombinierte Messungen mit Farbstoffen, wie HPTS, von besonderem Interesse. Außerdem könnten die Signale dieser zwei Farbstoffe, deren Emissionsspektren sich überlagern, mithilfe der Lumineszenzlebensdauer einfacher als mit der konventionellen intensitätsbasierten Technik getrennt werden. Die Voraussetzung für eine Messung der Sauerstoffkonzentration ist jedoch, dass die Stern-Volmer-Gleichung erfüllt ist. Deshalb ist die Bestimmung der Sauerstoffkonzentration nur mit einem mono-exponentiell zerfallenden Farbstoff möglich. Im Fall von multi-exponentiellen Zerfällen sollte nur eine Lebensdauerkomponente

durch das Quenchen signifikant beeinflusst werden. Dies betrifft z.B. Farbstoffe mit einer relativ kurzen (n_s) und einer relativ langen (μ_s) Lebensdauerkomponenten. Auftretende Reabsorption kann während der Messung aber auch einen multi-exponentiellen Zerfall vortäuschen. Dies kann anhand der Darstellung der Messergebnisse in der komplexen Ebene (siehe Abb. 5.4 auf S. 110) analysiert werden.

Anhang A

Ergänzende Informationen

A.1 Fouriertransformation

Die diskrete Fouriertransformation (DFT) eines Vektors \boldsymbol{x} der Länge N berechnet sich nach

$$\hat{x}[\nu] = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x[n] \cdot e^{-\frac{2\pi i n \nu}{N}} \quad \text{für } 0 \leq \nu \leq N. \quad (\text{A.1})$$

Das Leistungsspektrum kann anschließend als

$$p[\nu] = \hat{x}[\nu] \hat{x}^*[\nu] \quad (\text{A.2})$$

berechnet werden. Die Amplitude I_{AC} eines räumlich periodischen Musters ist die Fläche unter dem Peak im Leistungsspektrum p :

$$I_{\text{AC}} = \left(\frac{1}{N_\nu} \sum_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} p[\nu] \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{A.3})$$

wobei über die geeigneten räumlichen Frequenzen ν_{\min} bis ν_{\max} summiert wird und N_ν die Anzahl solcher Frequenzen darstellt.

Die in dieser Arbeit verwendeten Eigenschaften der Fouriertransformation sind:

$$f(t) = e^{i\omega_0 t} \circ \bullet \hat{f}(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0), \quad (\text{A.4})$$

$$f(t) = e^{-\frac{|t|}{\Delta t}} \circ \bullet \hat{f}(\omega) = \frac{2\Delta t}{1 + (\omega\Delta t)^2}. \quad (\text{A.5})$$

A.2 Herleitung der Amplitudendämpfung für ein Zwei-Komponentensystem

Im Folgenden ist die ausführliche Herleitung der Gl. (5.40) beschrieben.

Die Amplitudendämpfung $m(\omega)$ ergibt sich mit der Substitution $\alpha_2 = 1 - \alpha_1$ und Gl. (5.26) zu

$$\begin{aligned}
 m &= |\hat{I}_{\text{lum},\delta}(\omega)| = \sqrt{\frac{\omega^2\tau_2^2\alpha_1^2 + 2\omega^2\alpha_1\tau_1\tau_2 - 2\omega^2\alpha_1^2\tau_1\tau_2 + \omega^2\tau_1^2 - 2\alpha_1\omega^2\tau_1^2 + \omega^2\alpha_1^2\tau_1^2 + 1}{(1 + \omega^2\tau_1^2)(1 + \omega^2\tau_2^2)}} \\
 &= \sqrt{\frac{\alpha_1^2\omega^2\tau_2^2 + \alpha_1^2\omega^2\tau_1^2 - 2\alpha_1^2\omega^2\tau_1\tau_2 + 2\alpha_1\omega^2\tau_1\tau_2 - 2\alpha_1\omega^2\tau_1^2 + \omega^2\tau_1^2 + 1}{(1 + \omega^2\tau_1^2)(1 + \omega^2\tau_2^2)}} \\
 &= \sqrt{\frac{\omega^2(\alpha_1^2\tau_2^2 + \alpha_1^2\tau_1^2 - 2\alpha_1^2\tau_1\tau_2 + 2\alpha_1\tau_1\tau_2 - 2\alpha_1\tau_1^2 + \tau_1^2) + 1}{(1 + \omega^2\tau_1^2)(1 + \omega^2\tau_2^2)}} \\
 &= \sqrt{\frac{\omega^2(\alpha_1^2(\tau_2^2 + \tau_1^2 - 2\tau_1\tau_2) + 2\alpha_1\tau_1(\tau_2 - \tau_1) + \tau_1^2) + 1}{(1 + \omega^2\tau_1^2)(1 + \omega^2\tau_2^2)}} \\
 &= \sqrt{\frac{\omega^2(\alpha_1^2(\tau_2 - \tau_1)^2 + 2\alpha_1\tau_1(\tau_2 - \tau_1) + \tau_1^2) + 1}{(1 + \omega^2\tau_1^2)(1 + \omega^2\tau_2^2)}} \\
 &= \sqrt{\frac{\omega^2(\alpha_1(\tau_2 - \tau_1) + \tau_1)^2 + 1}{(1 + \omega^2\tau_1^2)(1 + \omega^2\tau_2^2)}} \\
 &= \sqrt{\frac{\omega^2(\alpha_1\tau_2 + (1 - \alpha_1)\tau_1)^2 + 1}{(1 + \omega^2\tau_1^2)(1 + \omega^2\tau_2^2)}}
 \end{aligned}$$

A.3 Ruthenium-Ligand-Komplexe

Komplex	Lösungsmittel	Lebensdauer	Ref.
$[\text{Ru}(\text{dpp})_3]^{2+}$			[110]
$[\text{Ru}(\text{ph}_2\text{phen})_3]^{2+}$	GE RTV 118 Silikon	5 μs	[64, S.637]
$[\text{Ru}(\text{phen})_3]^{2+}$	GE RTV 118 Silikon	500 ns	[64]
$[\text{Ru}(\text{bpy})_3]^{2+}$ ($[\text{Ru}(\text{bpy})_3]\text{Cl}_2$)	O_2 -freie Lösung	600 ns	[118, 8]
$[\text{Ru}(\text{deabpy})(\text{bpy})_2]^{2+}$ (Säure)		380 ns	[64]
$[\text{Ru}(\text{deabpy})(\text{bpy})_2]^{2+}$ (Base)		235 ns	[64]

bpy	2,2'-bipyridine
dpp	4,7-diphenyl-1,10-phenanthroline
phen	1,10-phenanthroline
ph ₂ phen	4,7-diphenyl-1,10-phenanthroline

Tab. A.1: Lebensdauern der Ru-Ligand-Komplexe in verschiedenen Lösungen.

Komplex	Lösungsmittel	Quantenausbeute	Ref.
Ru(bipy) ₃ Cl ²	Wasser,RT,Luft	0,36 ± 0,01	[24]
Ru(bipy) ₃ Cl ²	Methanol,RT,Luft	0,31 ± 0,01	[24]
Ru(bipy) ₃ (ClO ₄) ₂	Wasser,RT,Luft	0,80 ± 0,01	[24]
Ru(bipy) ₃ (ClO ₄) ₂	Methanol,RT,Luft	0,80 ± 0,01	[24]

Tab. A.2: Quantenausbeuten der Ru-Ligand-Komplexe in verschiedenen Lösungen (RT = Raumtemperatur).

Anhang B

Technische Details

B.1 Der Aufbau zur radiometrischen Vermessung

In diesem Abschnitt werden zusätzliche Details zu dem in Kap. 2.3.2 beschriebenen Aufbau aufgeführt.

Bestimmung der Bestrahlungsstärke mit der absolut kalibrierten Photodiode.

Die absolut kalibrierte Photodiode PD-9306 (mit dem Optometer PD 9710-2) liefert Stromstärken c_{PD} [A], die anhand der spektralen Sensitivität $s(\lambda)$ [A/W] in die Bestrahlungsstärke umgerechnet werden können. Bei dem eingestellten LED-Strom c_{LED} ist die Bestrahlungsstärke somit gleich

$$E_{cal}(\lambda, c_{LED}) = \frac{c_{PD}}{s(\lambda)} \cdot \frac{1}{A_{PD} t_{exp,PD}} \quad (B.1)$$

mit der Fläche $A_{PD} = 1 \text{ cm}^2$ und der Belichtungszeit $t_{exp,PD} = 500 \text{ ms}$ der Photodiode. Nach dem Kalibrierungsdatenblatt (Nr. 7950) beträgt die spektrale Sensitivität

$$s(470 \text{ nm}) = 0,2497 \text{ A/W} , \quad (B.2)$$

$$s(529 \text{ nm}) = 0,2845 \text{ A/W} , \quad (B.3)$$

$$s(629 \text{ nm}) = 0,3376 \text{ A/W} . \quad (B.4)$$

$E_{p,cal}(\lambda, c_{LED})$ kann anschließend nach Gl. (2.2) berechnet werden.

Gepulste Beleuchtung.

Die LED-Steuerungselektronik wird mit einem seriellen Anschluss gesteuert. Von den 16 bit Datenpaketen sind nur 11 bit für die Einstellung der Pulsbreite verfügbar, da die anderen 5 bit für anschlussinterne Parameter reserviert sind. Mit der in der Software HEURISKO eingestellte Pulsbreite $t'_{puls} \in \{1, 2, \dots, 2048\}$ erzeugt die Steuerungselektronik Pulse mit einer Breite von

$$t_{puls} = \frac{25}{8} \cdot 1 \mu\text{s} \cdot t'_{puls} \in \{3,13 \mu\text{s}, \dots, 6,4 \text{ ms}\} . \quad (B.5)$$

Die interne Frequenz der LED-Steuerungs elektronik, mit der die LEDs angesprochen werden, beträgt $\nu_3 = 166,66$ Hz (kann bei Bedarf geändert werden). Somit ergibt sich die durch ν_3 festgelegte maximale Pulsbreite zu 6,0 ms. Die einstellbaren Parameter sind also

$$t'_{\text{puls}} \in \{0, \dots, 1920\} \quad \text{entspricht} \quad t_{\text{puls}} \in \{3,13 \mu\text{s}, \dots, 6,0 \text{ ms}\}. \quad (\text{B.6})$$

Bemerkung: Mit der Einstellung $t'_{\text{puls}} = 2000$ kann also die kontinuierliche Beleuchtung sichergestellt werden.

Die Lichtquelle im gepulsten Betrieb wird anhand des „integrate enable“- oder „strobe out“-Signals mit der Kamera synchronisiert. So wird sichergestellt, dass nur ein Puls pro Belichtungszeit ausgesandt wird. Bei der Kalibrierung ist das nicht möglich, da die Photodiode keinen Synchronisationseingang aufweist. Deshalb muss die Photonenzahl pro Pixel μ_p mit mehreren Pulsen pro Belichtungszeit der Photodiode $t_{\text{exp,PD}}$ kalibriert werden. Die Bestrahlungsstärke ergibt sich bei der eingestellten Pulsbreite t'_{puls} als

$$E_{\text{cal}}(\lambda, t'_{\text{puls}}) = \frac{c_{\text{PD}}}{s(\lambda)} \cdot \frac{1}{A_{\text{PD}} t_{\text{exp,real}}} \quad (\text{B.7})$$

mit der tatsächlichen Belichtungszeit $t_{\text{exp,real}}$ [μs], die sich aus der Anzahl der Pulse N_{puls} als

$$t_{\text{exp,real}} = N_{\text{puls}} \cdot t_{\text{puls}} = \nu_3 \cdot t_{\text{exp,PD}} \cdot t_{\text{puls}} \quad (\text{B.8})$$

ergibt. $E_{p,\text{cal}}(\lambda, t'_{\text{puls}})$ kann anschließend nach Gl. (2.2) berechnet werden. Die mittlere Anzahl der Photonen resultiert schließlich zu

$$\mu_p(\lambda, t'_{\text{puls}}) = E_{p,\text{cal}}(\lambda, t'_{\text{puls}}) \cdot A \cdot t_{\text{puls}}. \quad (\text{B.9})$$

Da die Belichtungszeit der Photodiode ($t_{\text{exp,PD}} = 500$ ms) groß gegenüber der Pulsbreite von maximal 6 μs ist, wird der durch die fehlende Synchronisation verursachte Fehler vernachlässigbar sein.

B.2 Der Aufbau zur spektralen Vermessung

In Abb. B.1 ist der detaillierte Aufbau des Kamera-Zweiges dargestellt. Als Basis dienen drei Elemente des LINOS Tubussystems C mit der Länge von jeweils 50 mm. Im Inneren sind die einzelnen Optikkomponenten einbaut.

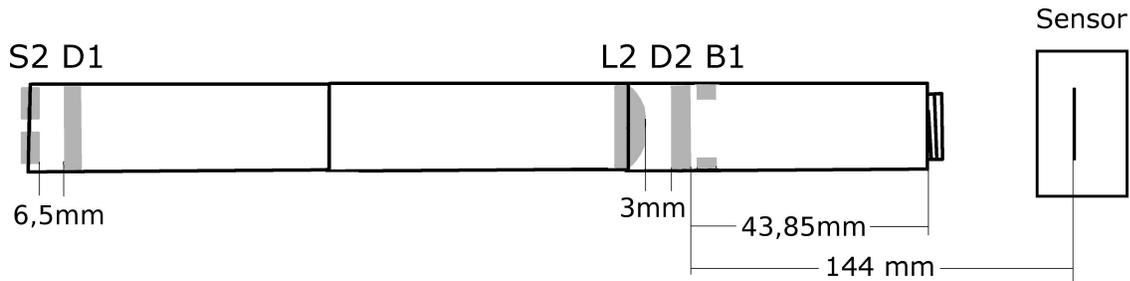


Abb. B.1: Der schematische Aufbau des Kamera-Zweiges in dem spektralen Aufbau.

Im Folgenden werden alle in dem spektralen Aufbau verwendeten Komponenten aufgelistet. Die Bezeichnungen richten sich nach Abb. 2.5a in Kap. 2.3.2.

- Lichtquelle: LOT LSB511 75W Xe-Lampe OF
Lampengehäuse: LOT LSH102
Netzteil: LOT Arc Lamp Power Supply LSN150
Hinweis: das Netzteil auf den konstanten Strom einstellen, die Einstellung „konstante Leistung“ ist nur für die Quecksilberdampfampe geeignet.
- Kantenfilter (F): 50 × 50 mm, 590 nm
- Linse (L1): LINOS Plan+; 150/50; G312 243 000; ANR: 301267; Material: Quarz;
- Drehtisch (24 V).
Konkaves Gitter (G): ZEISS Concave grating 517 (ist nicht symmetrisch)
Hinweis: die Optik nicht mit den Fingern berühren, da der Schmutz sich wegen der UV-Strahlung festbrennt;
- Spalt (S2): LINOS 1,0 mm/gef.; G040 176 000; ANR: 312865
- Diffusor (D1): LINOS Ø22,4 mm; G390 002 000; ANR: 276074
- Linse (L2): LINOS Plan+; 100/22,4; G312 303 000; ANR: 303624;
- Diffusor (D2): LINOS Ø22,4 mm; G390 002 000; ANR: 276074
- Blende (B1): LINOS 18 mm G065 220 000 ANR: 290014

Literaturverzeichnis

- [1] S.W. Allison and G.T. Gillies. Remote thermometry with thermographic phosphors: Instrumentation and applications. *Rev. Sci. Instrum.*, 68:2615, 1997. URL http://rsi.aip.org/resource/1/rsinak/v68/i7/p2615_s1.
- [2] R.M. Ballew and J.N. Demas. An error analysis of the rapid lifetime determination. *Method. Anal. Chem.*, 61:30–33, 1989.
- [3] V. Balzani and R. Ballardini. New trends in the design of luminescent metal complexes. *Photochem. Photobiol.*, 52(2):409–416, 1990.
- [4] B.G. Barisas and M.D. Leuther. Grid-gated photomultiplier photometer with subnanosecond time response. *Rev. Sci. Instrum.*, 51(1):74–78, 1980.
- [5] W. Becker, A. Bergmann, M.A. Hink, and et al. Fluorescence lifetime imaging by time-correlated single-photon counting. *Microsc. Res. Techn.*, 63:58–66, 2004.
- [6] W. Becker, H. Hickl, C. Zander, and et al. Time-resolved detection and identification of single analyte molecules in microcapillaries by time-correlated single-photon counting (tcspec). *Rev. Sci. Instrum.*, 70:1835–1841, 1999.
- [7] M.L. Bhaumik, G.L. Clark, J. Snell, and L. Ferder. Stroboscopic time-resolved spectroscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, 36(1):37–40, 1965.
- [8] G. Boas. Flim system measures long-lived, oxygen-sensitive probes. *Biophotonics Int.*, pages 59–60, September 2003.
- [9] N. Boens, M. Ameloot, and B. Valeur. *Standardization and Quality Assurance in Fluorescence Measurements I: Techniques*, chapter Practical Time-Resolved Fluorescence Spectroscopy: Avoiding Artifacts and Using Lifetime Standards, pages 215 – 232. Springer, 2008.
- [10] M.J. Booth and T. Wilson. Low-cost, frequency-domain, fluorescence lifetime confocal microscopy. *J. Microsc.-Oxf.*, 214:36–42, 2004.
- [11] M. Born and R. Oppenheimer. Zur quantentheorie der molekeln. *Annalen der Physik*, 389/20:457–484, 1927.
- [12] E.P. Buurman, R. Sanders, A. Draaijer, H.C. Gerritsen, J.J.F. van Veen, P.M. Houpt, and Y.K. Levine. Fluorescence lifetime imaging using a confocal laser scanning microscope. scanning. *14*, pages 155–159, 1992.

- [13] V. Calleja, S.M. Ameer-Beg, and B. Vojnovic. Monitoring conformational changes of proteins in cells by fluorescence lifetime imaging microscopy. *Biochem. J.*, 372:33–40, 2003.
- [14] K. Carlsson and A. Liljeborg. Confocal fluorescence microscopy using spectral and lifetime information to simultaneously record four fluorophores with high channel separation. *J. Microsc.*, 185:37–46, 1997.
- [15] Chemical Physics Laboratory. Homepage. URL <http://www.tau.ac.il/~phchlab/experiments/>.
- [16] R.F. Chen. *Anal. Biochem.*, 57:593, 1974.
- [17] CIPA. DC-003: Resolution Measurements Methods for Digital Cameras. URL http://www.cipa.jp/english/hyoujunka/kikaku/pdf/DC-003_e.pdf.
- [18] CIPA. DC-004 Sensitivity of digital cameras. URL http://www.cipa.jp/english/hyoujunka/kikaku/pdf/DC-004_EN.pdf.
- [19] R.M. Clegg. *Fluorescence imaging spectroscopy and microscopy*, chapter Fluorescence resonance energy transfer, page 180. Wiley, London, 1996.
- [20] R.M. Clegg and P.C. Schneider. *Fluorescence lifetime-resolved imaging microscopy: a general description of lifetime-resolved imaging measurements*. In: *Fluorescence Microscopy and Fluorescent Probes*. Plenum Press, New York., 1996. 15–25 pp.
- [21] C. Coates, B. Fowler, and G. Holst. sCMOS: Scientific CMOS Technology. *White Paper*, 06 2009.
- [22] A. Darmont. Spectral response of silicon image sensors. *White Paper*, 04 2009.
- [23] L. Davenport and P. Targowski. Submicrosecond phospholipid dynamics using a long lived fluorescence emission anisotropy probe. *Biophys. J.*, 71:1837 – 1852, 1996.
- [24] J. Degen, K. Reinecke, and H.H. Schmidtke. *Chem Phys*, 162:419, 1992.
- [25] J.N. Demas and B.A. DeGraff. Applications of highly luminescent transition metal complexes in polymer systems. *Macromol. Chem. Macromol. Symp.*, 59:35–51, 1992.
- [26] W. Demtröder. *Molekülphysik: Theoretische Grundlagen und experimentelle Methoden*. Oldenbourg Verlag, 2003. URL <http://books.google.de/books?id=6F8jghbBriMC&printsec=frontcover#v=onepage&q&f=false>.
- [27] W. Denk, J.H. Strickler, and W.W. Webb. 2-photon laser scanning fluorescence microscopy. *Science*, 248:73–76, 1990.
- [28] K. Dowling, M.J. Dayel, M.J. Lever, P.M.W. French, J.D. Hares, and A.K.L. Dymoke-Bradshaw. Fluorescence lifetime imaging with picosecond resolution for biomedical applications. *Optics Lett.*, 23:810–812, 1998.
- [29] K. Dowling, S.C.W. Hyde, J.C. Dainty, and et al. 2-D fluorescence lifetime imaging using a time-gated image intensifier. *Opt. Commun.*, 135:27–31, 1997.

- [30] A. Draaijer, R. Sanders, and H.C. Gerritsen. *Fluorescence lifetime imaging, a new tool in confocal microscopy*. Plenum, New York, 1995. 491 - 505 pp. Introduction of the F-value.
- [31] R. Dyck and G. Weckler. Integrated arrays of silicon photodetectors for image sensing. *IEEE Trans. Electron Devices ED-15*, 4:196–201, 1968. URL <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=1475068&isnumber=31645>.
- [32] A. Elder, S. Schlachter, and C.F. Kaminski. Theoretical investigation of the photon efficiency in frequency-domain fluorescence lifetime imaging microscopy. *J. Opt. Soc. Am. A*, 25: 452 – 462, 2008.
- [33] A.D. Elder, J.H. Frank, J. Swartling, X. Dai, and C.F. Kaminski. Calibration of a wide-field frequency-domain fluorescence lifetime microscopy system using light emitting diodes as light sources. *Journal of Microscopy*, 224:166 – 180, 2006.
- [34] A.D. Elder, C.F. Kaminski, and J.H. Frank. ϕ^2 FLIM: A technique for alias-free frequency domain fluorescence lifetime imaging. *Optics Express*, 17, No. 25:23181–23203, 2009.
- [35] EMVA. *EMVA Standard 1288 - Standard for Characterization of Image Sensors and Cameras*. European Machine Vision Association, release 3.0 edition, November 2010. URL www.emva.org.
- [36] A. Esposito, H. C. Gerritsen, T. Oggier, F. Lustenberger, and F.S. Wouters. Innovating lifetime microscopy: a compact and simple tool for life sciences, screening, and diagnostics. *Journal of Biomedical Optics*, 11(3):034016–1–8, 2006.
- [37] A. Esposito, H.C. Gerritsen, and F.S. Wouters. *Standardization and Quality Assurance in Fluorescence Measurements II: Bioanalytical and Biomedical Applications*, chapter Fluorescence Lifetime Imaging Microscopy: Quality Assessment and Standards, pages 117 – 142. Springer, 2008.
- [38] A. Falkenroth. *Visualisation of Oxygen Concentration Profiles in the Aqueous Boundary Layer*. Dissertation, Fakultät für Chemie und Geowissenschaften, Univ. Heidelberg, 2007. URL <http://www.ub.uni-heidelberg.de/archiv/7672>.
- [39] J.L.A. Fordham, C.F. Moorhead, and R.F. Galbraith. *Mon Not R Astron Soc*, 312:83, 2000.
- [40] M. Frank, M. Plaue, H. Rapp, U. Köthe, B. Jähne, and F.A. Hamprecht. Theoretical and experimental error analysis of continuous-wave time-of-flight range cameras. *Optical Eng.*, 48:013602, 2009.
- [41] A. Frenkel, M.A. Sartor, and M.S. Wlodawski. *Appl. Opt.*, 36:5288, 1997.
- [42] F. Friedl. Dissertation, IWR, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2012. in preparation.
- [43] T.W.J. Gadella. *Fluorescent and Luminescent Probes*, chapter Fluorescence lifetime imaging microscopy (FLIM): instrumentation and applications, pages 467–479. Academic Press, New York, 1999.

- [44] T.W.J. Gadella, T.M. Jovin, and R.M. Clegg. Fluorescence lifetime imaging microscopy (FLIM) – spatial-resolution of microstructures on the nanosecond time-scale. *Biophys. Chem.*, 48:221–239, 1993.
- [45] E. Gratton and M. Limkeman. A continuously variable frequency cross-correlation phase fluorometer with picosecond resolution. *Biophys J*, 44:315–324, 1983.
- [46] Q.S. Hanley and T.M. Jovin. Highly multiplexed optically sectioned spectroscopic imaging in a programmable array microscope. *Applied Spectroscopy*, 55:1115–1123, 2001.
- [47] H.G. Heinol. *Untersuchung und Entwicklung von modulationslaufzeitbasierten 3D-Sichtsystemen*. PhD thesis, Department of Electrical Engineering and Computer Science, 2001. 157 pp.
- [48] M. Hempel. Validierung der Genauigkeit und des Einsatzpotentials einer Distanzmessenden Kamera. Master's thesis, TU Dresden, 2007.
- [49] P. Herman, B.P. Maliwal, H.J. Lin, and et al. Frequency-domain fluorescence microscopy with the LED as a light source. *J. Microsc.-Oxf.*, 203:176–181, 2001.
- [50] A.G. Herzog, F. Friedl, and B. Jähne. Spatio-temporal fluctuations of water-sided gas concentration fields under wind-induced turbulence. In *6th Int. Symp. Gas Transfer at Water Surfaces, Kyoto, May 17–21, 2010*, 2010. accepted as talk.
- [51] L. Hundley, T. Coburn, E. Garwin, and L. Stryer. Nanosecond fluorimeter. *Rev. Sc. Instrum.*, 38(4):488–492, 1967.
- [52] S. Hunklinger. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2. edition, 2009.
- [53] IEC, 05 1994. URL <http://www.iec.ch/cgi-bin/procgi.pl/www/iecwww.p?wwwlang=e&wwwprog=sea00227.p&progdb=db1&ics=3316040>.
- [54] D.M. Jameson, E. Gratton, and R.D. Hall. The measurement and analysis of heterogeneous emissions by multifrequency phase and modulation fluorometry. *Appl Spectrosc Rev*, 20(1): 55–106, 1984.
- [55] J.R. Janesick. CCD characterization using the photon transfer technique. In K. Prettyjohns and E. Derenlak, editors, *Solid State Imaging Arrays*, volume 570, pages 7–19. SPIE Proc., 1985.
- [56] J.R. Janesick. *Photo Transfer*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers SPIE Press, Bellingham, Washington, USA, 2007.
- [57] Bernd Jähne. *Digital Image Processing*. Springer, Berlin, 6 edition, 2005.
- [58] D. Justen. *Untersuchung eines neuartigen 2D- gestützten 3D-PMD-Bildverarbeitungssystems*. PhD thesis, Department of Electrical Engineering and Computer Science, 2001. 160 pp.
- [59] T. Kahlmann and H. Ingensand. Calibration and improvements of the high-resolution range-imaging camera swissranger. volume 5665, pages 144–155. Proc. SPIE, 2005.

- [60] T. Kahlmann, F. Remondino, and H. Ingensand. Calibration for increased accuracy of the range imaging camera swissranger. *International Archives of Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences*, XXXVI(5):136–141, 2006.
- [61] M. Keller and A. Kolb. Real-time simulation of time-of-flight sensors. *Simulation Practice and Theory*, 17:967–978, 2009.
- [62] W. Knox and G. Mourou. A simple jitter-free picosecond streak camera. *Opt. Commun.*, 37(3):203–206, 1981.
- [63] J.R. Lakowicz. *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York., 2nd edition, 1999.
- [64] J.R. Lakowicz. *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. Springer, 3. edition, 2006.
- [65] J.R. Lakowicz and K.W. Berndt. Lifetime-selective fluorescence imaging using an rf phase-sensitive camera. *Rev. Sci. Instrum.*, 62:1727–1734, 1991.
- [66] R. Lange. *3D Time-of-Flight Distance Measurement with Custom Solid-State Image Sensors in CMOS/CCD-Technology*. PhD thesis, Department of Electrical Engineering and Computer Science at University of Siegen, 2000.
- [67] M. Li and P.R. Selvin. Luminescent polyaminocarboxylate chelates of terbium and europium: the effect of chelate structure. *J. Am. Chem. Soc.*, 117:8132–8138, 1995.
- [68] H.J. Lin, P. Herman, and J.R. Lakowicz. Fluorescence lifetime-resolved ph imaging of living cells. *Cytom. Part A*, 52A:77–89, 2003.
- [69] Z. Lin. Dissertation, IWR, Fakultät für Mathematik und Informatik, Univ. Heidelberg, 2011. in preparation.
- [70] Z. Lin, M. Erz, and B. Jähne. Multi-frequency multi-sampling fluorescence lifetime imaging using a high speed line-scan camera. *Proc. SPIE*, 7723, 2010.
- [71] M. Lindner and A. Kolb. Lateral and depth calibration of pmd-distance sensors. In *International Symposium on Visual Computing (ISVC06)*, volume 2, pages 524–533. Springer, 2006. ISBN 978-3-540-48626-8.
- [72] D. Litwiller. CCD versus CMOS. *Photonics Spectra special issue*, 2001.
- [73] A.C. Mitchell, J.E. Wall, J.G. Murray, and et al. Direct modulation of the effective sensitivity of a ccd detector: a new approach to time-resolved fluorescence imaging. *J. Microsc.-Oxf.*, 206:225–232, 2002.
- [74] J. Nakamura. *Image sensors and signal processing for digital still cameras*. CRC Press, 2006. URL <http://books.google.de/books?id=UY6QzgzgieYC&printsec=frontcover#v=onepage&q&f=false>.
- [75] T.M. Nordlund. *Topics in fluorescence spectroscopy, Vol. 1: Techniques.*, chapter Streak camera for time-domain fluorescence, pages 183–260. Plenum Press, New York., 1991.

- [76] T. Oida, Y. Sako, and A. Kusumi. Fluorescence lifetime imaging microscopy (flimscopy). methodology development and application to studies of endosome fusion in single cells. *Biophys. J.*, 64:676 – 686, 1993.
- [77] T. Pattinson. Quantification and description of distance measurement errors of a time-of-flight camera. *DAGM*, 2010. URL <http://dagm.activityworkshop.net/>.
- [78] A. Periasamy, P. Wodnicki, X.F. Wang, and et al. Time-resolved fluorescence lifetime imaging microscopy using a picosecond pulsed tunable dye laser system. *Rev. Sci. Instrum.*, 67: 3722–3731, 1996.
- [79] M. Peter and S.M. Ameer-Beg. Imaging molecular interactions by multiphoton flim. *Biology of the Cell*, 96:231–236, 2004.
- [80] G. Peters. *Bias of CO₂ surface fluxes estimated by eddy covariance due to adjustment fluxes*. Springer-Verlag, 2007.
- [81] J. Philip and K. Carlsson. Theoretical investigation of the signal-to-noise ratio in fluorescence lifetime imaging. *J. Opt. Soc. Am. A*, 20:368 – 379, February 2003.
- [82] M. Plaue. Analysis of the pmd imaging system. Technical report, Interdisciplinary Center for Scientific Computing, University of Heidelberg, 2006.
- [83] H. Rapp. Experimental and Theoretical Investigation of Correlating TOF-Camera Systems. Diplomarbeit, IWR, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2007.
- [84] H. Rapp, M. Frank, F.A. Hamprecht, and B. Jähne. A theoretical and experimental investigation of the systematic errors and statistical uncertainties of time-of-flight cameras. In *Proc. Dyn3D Workshop, Heidelberg, Sept. 11, 2007*. ZESS, Univ. Siegen, 2007.
- [85] F.S. Richardson. Terbium(III) and europium(III) ions as luminescent probes and stains for biomolecular systems. *Chem. Rev.*, 82:541 – 552, 1982.
- [86] N. Sabbatini, M. Guardigli, and J.-M. Lehn. Luminescent lanthanide complexes as photochemical supramolecular devices. *Coordination Chemistry Reviews*, 123:201–228, 1993.
- [87] M. Schäferling and A. Duerkop. Intrinsically referenced fluorimetric sensing and detection schemes: Methods, advantages and applications. *Springer Ser Fluoresc*, 5:373–414, 2008.
- [88] S. Schlachter, A.D. Elder, A. Esposito, G.S. Kaminski, J.H. Frank, L.K. van Geest, and C.F. Kaminski. mhFLIM: Resolution of heterogeneous fluorescence decays in widefield lifetime microscopy. *Optics Express*, 17:1557 – 1570, 2009.
- [89] M. Schmidt. *Spatiotemporal Analysis of Range Imagery*. Dissertation, IWR, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2008. URL <http://www.uni-heidelberg.de/archiv/8879/>.
- [90] M. Schmidt. Dissertation, IWR, Fakultät für Physik und Astronomie, Univ. Heidelberg, 2011. in preparation.

- [91] M. Schmidt and B. Jähne. A physical model of time-of-flight 3d imaging systems, including suppression of ambient light. In R. Koch and A. Kolb, editors, *3rd Workshop on Dynamic 3-D Imaging*, volume 5742 of *Lecture Notes in Computer Science*, pages 1–15. Springer, 2009.
- [92] B. Schneider. *Der Photomischdetektor zur schnellen 3D-Vermessung für Sicherheitssysteme und zur Informationsübertragung im Automobil*. PhD thesis, Department of Electrical Engineering and Computer Science, 2003. 185 pp.
- [93] P. C. Schneider and R.M. Clegg. Rapid acquisition, analysis, and display of fluorescence lifetime-resolved images for real-time applications. *Rev. Sci. Instrum.*, 68, No.11, 1997.
- [94] S. Schwöpe. 3D 64x2 Pixel Testkamera Dokumentation (preliminary), V0.1, 03 2010.
- [95] J. Sipior, G.M. Carter, J.R. Lakowicz, and G. Rao. Single quantum well light emitting diodes demonstrated as excitation sources for nanosecond phase-modulation fluorescence lifetime measurements. *Rev. Sci. Instrum.*, 67:3795–3798, 1996.
- [96] P.T.C. So, C.Y. Dong, K. Berland, and et al. A 2-photon confocal lifetime microscope. *Biophys. J.*, 66, A276., 1994.
- [97] A. Squire and P.I.H. Bastiaens. Three-dimensional image restoration in fluorescence lifetime imaging microscopy. *J. Microsc.*, 193:36–49, 1999.
- [98] A. Squire, P. J. Verveer, and P. I. H. Bastiaens. Multiple frequency fluorescence lifetime imaging microscopy. *Journal of Microscopy*, 197:136 – 149, February 2000.
- [99] O. J. Steingraber and I. B. Berلمان. Versatile technique for measuring fluorescence decay times in the nanosecond region. *Rev. Sci. Instrum.*, 34(5):524–529, 1963.
- [100] M. Straub and S.W. Hell. Fluorescence lifetime three-dimensional microscopy with picosecond precision using a multifocal multiphoton microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 73:1769–1771, 1998.
- [101] K. Suhling. Fluorescence lifetime imaging. methods express, cell imaging (ed. d. stephens). *Scion publishing, Bloxham, U.K.*, pages 219–245, 2006.
- [102] H. Szmecinski and J.R. Lakowicz. Fluorescence lifetime-based sensing and imaging. *Sens. Actuator B-Chem.*, 29:16–24, 1995.
- [103] E. Terpetschnig, H. Szmecinski, and J.R. Lakowicz. Long lifetime metal-ligand complexes as probes in biophysics and clinical chemistry. *Methods Enzymol.*, 278:295–321, 1997.
- [104] P. Tinnefeld, D.P. Herten, and M. Sauer. Photophysical dynamics of single molecules studied by spectrally resolved fluorescence lifetime imaging microscopy (SFLIM). *J. Phys. Chem. A* 105, 34:7989 – 8003, 2001.
- [105] N.V. Tkachenko and H. Lemmetyinen. *Standardization and Quality Assurance in Fluorescence Measurements I: Techniques*, chapter Time-Resolved Fluorometry: Typical Methods, Challenges, Applications and Standards, pages 195 – 214. Springer, 2008.

- [106] C.J. Van der Oord, K.W. Stoop, and L.K. van Geest. Fluorescence lifetime attachment lifa. *SPIE Proc.*, 4252:115–118, 2001.
- [107] E.B. van Munster and T.W.J. Gadella. ϕ FLIM: a new method to avoid aliasing in frequency-domain fluorescence lifetime imaging microscopy. *Journal of Microscopy*, 213:29 – 38, January 2004.
- [108] J.E.M. Vermeer, E.B. Van Munster, and N.O. Vischer. Probing plasma membrane microdomains in cowpea protoplasts using lipidated gfp-fusion proteins and multimode fret microscopy. *J. Microsc.-Oxf.*, 214:190–200, 2004.
- [109] A. Volkmer, V. Subramaniam, D.J.S. Birch, and et al. One- and two-photon excited fluorescence lifetimes and anisotropy decays of green fluorescent proteins. *Biophys. J.*, 78:1589–1598, 2000.
- [110] C. von Bultzingslowen, A.K. McEvoy, C. McDonagh, and B.D. MacCraith. Lifetime-based optical sensor for high-level pco2 detection employing fluorescence resonance energy transfer. *Anal Chim Acta*, 480:275–283, 2003.
- [111] H.-G. Wagemann and H. Eschrich. *Solarstrahlung und Halbleitereigenschaften, Solarzellenkonzepte und Aufgaben*. Vieweg+Teubner Verlag, 2007. 75 pp. ISBN 3835101684.
- [112] G. Weber. Theory of differential phase fluorometry: Detection of anisotropic molecular rotation. *J. Chem. Phys.*, 66:4081–4091, 1977.
- [113] Wolfram Research, Inc., 1999 – 2010. URL <http://mathworld.wolfram.com/LeastSquaresFitting.html>. Homepage.
- [114] M. Wütschner. Einführung in die kameratechnik. *STEMMER IMAGING GmbH*, 08 2000.
- [115] D. Wueller and B. Jähne. Charakterisierung digitaler Kamerasysteme nach ISO und EMVA 1288, Mai 2010. Workshop.
- [116] Z. Xu. Investigation of 3d-imaging systems based on modulated light and optical rf-interferometry (orfi). *ZESS Forschungsberichte*, 14, 1999.
- [117] W. Yu, P.T.C. So, T. French, and E. Gratton. Fluorescence generalized polarization of cell membranes: a two-photon scanning microscopy approach. *Biophys. J.*, 70:626 – 636, 1996.
- [118] W. Zhong, P. Urayama, and M.A. Mycek. Imaging fluorescence lifetime modulation of a ruthenium-based dye in living cells: the potential for oxygen sensing. *J Phys D App. Phys.*, 36:1689–1695, 2003.

Nomenklatur

A	Fläche eines Sensorelements/Pixels (engl.: pixel pitch), 13
$\alpha(\lambda)$	Absorptionskoeffizient, 7
α_i	Anteil der i -ten Lumineszenzlebensdauerkomponente an dem gesamten Lumineszenzsignal, 107
c	Lichtgeschwindigkeit [m/s], 13
c_{LED}	LED-Strom, 19
D	Durchmesser [m], 18
d	Entfernung [m], 18
d	Entfernung zwischen Laufzeitkamera und Target [m], 58
d_{real}	die am großen Verschiebetisch eingestellte Entfernung zwischen Laufzeitkamera und Target [m], 61
DR_r	Dynamikbereich des Entfernungssignals in pulsbasierten Laufzeitkamerasystemen, 88
DR	Dynamikbereich (EMVA 1288), 15
DSNU_{1288}	Inhomogenität im Dunkelbild (EMVA 1288), 32
δ_y	Abweichung der Sensorkennlinie von einem linearen Fit [%], 30
ΔE	Inhomogenität in der Beleuchtung [%], 18
η	Quantenausbeute, 14
E	Bestrahlungsstärke, entspr. der optischen Intensität, Energieflussdichte [W/m^2], 4
E_p	Photonenflussdichte [$\text{p}/\text{s}/\text{m}^2$], 4
$E_{p,\text{cal}}(\lambda, c_{\text{LED}})$	photometrische Kalibrierwerte für die Beleuchtung [$\text{p}/\text{s}/\text{m}^2$], 20
φ	die mit einer Laufzeitkamera oder in FD-FLIM gemessene Phasenverschiebung [rad], 58

F	<i>Non-Whiteness</i> -Faktor (EMVA 1288), 16
F_d	<i>Non-Whiteness</i> -Faktor für ein Entfernungsbild, 60
F_φ	<i>Non-Whiteness</i> -Faktor für ein Phasenverschiebungsbild, 60
$\delta\varphi_{LS}$	die in der externen Lichtquelle eingestellte relative Phasenverschiebung [rad], 78
FWHM	Full-Width at Half Maximum, 23
H	Energie [J], 7
h	Plancksches Wirkungsquantum [Js], 13
I	optische Intensität, 4
I_{AC}	Modulationsamplitude in einem optischen Signal, 59
I_{DC}	Modulationsoffset in einem optischen Signal, 59
K	Gesamtsystem-Verstärkungsfaktor [DN/e ⁻], 14
k_0	der erste Punkt einer Messdatenreihe, die für die Fourieranalyse verwendet wurde (Bezugspunkt), 127
λ	Wellenlänge des Lichtes [nm], 13
LE	Linearitätsfehler (EMVA 1288), 30
m	Amplitudendämpfung, 107
μ_c	Dunkelstrom [DN/ms], 15
μ_{dark}	mittlere Anzahl der Dunkelektronen [e ⁻], 14
μ_e	mittlere Anzahl an Ladungsträgern/Elektronen [e ⁻], 14
$\mu_{I,AC}$	die über alle Pixel (oder AOI) gemittelte Modulationsamplitude [DN], 60
μ_λ	mittlere (eingestellte) Wellenlänge im Spektrometer [nm], 22
$\mu_{p,min}$	die absolute Sensitivitätsschwelle [p], 15
μ_p	mittlere Anzahl der Photonen pro Pixel [p/Pixel], 13
μ_r	mittleres Entfernungssignal eines pulsbasierten Laufzeitkameranagements, 91
$\mu_{e,sat}$	Sättigungskapazität (EMVA 1288) [e ⁻], 15
$\mu_{p,sat}$	Sättigungskapazität (EMVA 1288) [p], 15
μ_y	mittlerer Grauwert/Digitalwert [DN], 14

$\mu_{y,\text{dark}}$	mittleres Dunkelsignal [DN], 14
ν_{ex}	Modulationsfrequenz des Anregungssignals [Hz], 119
N_{px}	Anzahl der Pixel, 27
N_{τ}	Anzahl der Lumineszenzlebensdauerkomponenten, 107
ω_0	Modulationsgeschwindigkeit der Beleuchtung in Laufzeitkamarasystemen [Hz], 58
5P	5×5 Boxfilter (Tiefpassfilter), 32
PRNU_{1288}	Inhomogenität in der spezifischen Sensitivität (EMVA 1288), 32
R	spezifische Sensitivität [DN/p], 14
$R'(\lambda)$	spezifische Sensitivität pro Zeiteinheit [DN/ms], 36
r	Antwort eines pulsbasierten Laufzeitkamarasystems, die der Entfernungsinformation entspricht, für ein Pixel (oder als Bild \mathbf{R}), 88
r_0	Radius gemäß EMVA 1288 homogener Beleuchtung im Spektrometer [m], 23
$\tilde{\sigma}_{d,0}$	räumliche Varianz im Entfernungsversatz-Bild [m], 61
σ_{dark}^2	Dunkelrauschen (als Varianz) [DN ²], 15
σ_e^2	zeitliche Varianz der Elektronenanzahl (Schrotrauschen) [e ⁻], 14
σ_{φ}^2	zeitliche Varianz im Phasenverschiebungsbild [rad ²], 61
$\tilde{\sigma}_{\varphi}^2$	räumliche Varianz im Phasenverschiebungsbild [rad ²], 61
$\tilde{\sigma}_{\varphi,0}$	räumliche Varianz im Phasenversatz-Bild [rad], 61
σ_{λ}	Standardabweichung der (eingestellten) Wellenlänge im Spektrometer [nm], 22
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis, 15
σ_q^2	Quantisierungsrauschen (als Varianz) [DN ²], 15
σ_r^2	zeitliche Varianz des Entfernungssignals in einem pulsbasierten Laufzeitkamarasystem, 91
σ_y^2	zeitliche(s) Grauwertvarianz/Grauwerttrauschen [DN ²], 15
$\tilde{\sigma}_y^2$	gesamtes räumliches Rauschen in den Grauwerte [DN ²], 16
$\sigma_{y,\text{dark}}^2$	Rauschen/Varianz im Dunkelbild [DN ²], 15
$\tilde{\sigma}_{y,\text{dark}}$	gesamtes räumliche Rauschen im Dunkelbild [DN ²], 17

$\tilde{\sigma}_{y,\text{white}}^2$	weißes räumliche Rauschen in den Grauwerte [DN ²], 16
$\theta_{(n)}$	Phasenlage in der Referenzfunktion $U(t,\theta)$ für die n -te Abtastung [rad], 58
t_{cam}	Zeilenperiode der Zeilenkamera bei Lumineszenzlebensdauermessungen [s], 121
t_{exp}	Belichtungszeit einer Kamera [s], 13
t_{puls}	Pulsbreite in einer gepulsten Beleuchtung [s], 19
t_{sat}	Zeit für die Selbstsättigung eines Sensors (ohne Beleuchtung), 35
$U(t,\theta)$	Referenzfunktion in phasenbasierten Laufzeitkamarasystemen, 56
$U_{\text{FG1}}(t)$	Ausgangssignal am Kanal 2 des Funktionsgenerators; dient zur Modulation des Diodenlasers (Anregungssignal), 123
$U_{\text{FG2}}(t)$	Ausgangssignal am Kanal 2 des Funktionsgenerators; dient als Triggersignal für die Zeilenkamera, 123
U_{FR}	Triggersignals des Framegrabbers zur Steuerung der Zeilenkamera, 122
\bar{Y}_{50}	das zur Auswertung des PRNU verwendete Bild, 31
\bar{Y}_{dark}	das zur Auswertung des DSNU verwendete Bild, 31

Danksagung

Hiermit möchte ich allen danken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Dr. Bernd Jähne danken, der mir die Gelegenheit gab, auf diesem hochinteressanten Gebiet zu arbeiten. Er hatte immer ein offenes Ohr für Probleme, aber auch viele interessante Idee, die man verfolgen könnte. Prof. Dr. Karl-Heinz Brenner danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens. Für die finanzielle Unterstützung danke ich auch BMBF.

Besonders möchte ich mich bei Mirko Schmidt für die intensive Zusammenarbeit bedanken. Für die vielen Diskussion zu allen möglichen Problemen, die während der Arbeit so auftauchen, ob theoretischer oder experimenteller Natur. Danke auch für die ganzen Kameratreiber, die meine Arbeit erst ermöglichten und für das gründliche Korrekturlesen dieser Arbeit. Robert Franke danke ich für die fachliche Unterstützung in Sachen Fluoreszenzlebensdauer, viele interessante Diskussionen dazu, für die tolle Unterstützung bei Problemen mit der Elektronik und für das Korrekturlesen. Bei Zhuang Lin möchte ich mich ebenfalls für interessante Gespräche zur Fluoreszenzlebensdauer und für die Unterstützung der Experimente mit der entsprechenden Theorie bedanken. Bei Martin Schmidt bedanke ich mich für die Einführung in die ToF-Technik. Achim Falkenroth danke ich für die Einführung in die Thematik der Arbeitsgruppe. Bei Alexandra Herzog und René Winter bedanke ich mich für die interessante Zusammenarbeit im Rahmen des Graduiertenkollegs und für die technische Unterstützung. Auch Felix Friedl danke ich für die gute Zusammenarbeit und viele aufschlussreiche Gespräche zu Farbstoffen und Chemie. Roland Rocholz, Uwe Schimpf, Günther Balschbach danke ich für die Beratung bei technischen und physikalischen Fragen. Kerstin Richter danke ich für ihre Geduld bei sehr vielen „wo finde ich das?“ - Fragen und für die vielen Tipps zu den technischen Realisierungen von Experimenten. Bei Wolfgang Mischler bedanke ich mich für den Funktionsgenerator-Treiber und bei Pius Warken für das Versorgen mit technischem Gerät. Für das Korrekturlesen danke ich auch Markus Jehle. Alexander Horn danke ich für die immer aufmunternden Worte: „Du schaffst das!“ Karin Kruljac und Barbara Werner danke ich für die Übernahme manch nerviger administrativen Arbeit. Thomas Seidler danke ich für die moralische Unterstützung und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner ganzen Familie für das Verständnis und die tolle Unterstützung meiner Arbeit bedanken. Mein größter Dank gehört meiner Tochter Vinuella, die mich immer erfolgreich von meiner Arbeit abgelenkt hat, was sicherlich auch gut so war!