



Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main

Institut für Angewandte Physik

**Charakterisierung und Optimierung  
einer sCMOS-Kamera mit Verstärker  
zur Diagnostik der Ionenstrahlintensitätsverteilung  
für Experimente während Phase-0 und an FAIR**

Bachelorarbeit

vorgelegt von

**Mikhail Gyrdymov**

2019

Betreuerin: Priv.-Doz. Dr. Olga Rosmej (GSI)

Gutachter: Prof. Dr. Joachim Jacoby (IAP)

## Inhaltverzeichnis

<b>Selbstständigkeitserklärung zur Bachelorarbeit .....</b>	<b>2</b>
<b>Danksagungen .....</b>	<b>3</b>
<b>Abkürzungen und Fundamentalkonstanten .....</b>	<b>4</b>
<b>Motivation.....</b>	<b>5</b>
<b>Einleitung.....</b>	<b>7</b>
<b>1. Theoretische Grundlagen.....</b>	<b>8</b>
1.1. Röntgenfluoreszenz und Auger-Emission als Folge der Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie .....	8
1.2. Umwandlung der Röntgenstrahlung in sichtbares Licht im Szintillator .....	9
1.3. Mikrokanalplatte (MCP) als ein Elektronenvervielfacher .....	11
<b>2. Charakterisierung einer sCMOS-Kamera mit Verstärker .....</b>	<b>13</b>
2.1. Bestimmung der Vergrößerung von Objektiven .....	13
2.2. Verzerrung des Bildes im Verstärker .....	17
2.3. Messung und Analyse des Rauschens bei Verdunkelung der Kamera mit Verstärker .....	19
2.4. Detektieren von Einzelphotonensignalen (EPS) .....	21
2.5. Charakterisierung der Aufnahme von einer sCMOS-Kamera mit Verstärker .....	27
2.6. Abhängigkeit der Quanteneffizienz von der MCP-Steuerspannung .....	30
2.7. Abhängigkeit der registrierten Photonenflussdichte von der Kamera-Expositionszeit .....	36
<b>3. Verwendung der optimierten Einstellungen des XCOT-Systems im Experiment mit Au-Ionenstrahl bei GSI (1.-7.03.2019) .....</b>	<b>40</b>
3.1. Aufbau des Experiments .....	40
3.2. Durchführung des Experiments.....	41
3.3. Messergebnisse und Analyse .....	44
<b>Zusammenfassung .....</b>	<b>53</b>
<b>Anhang.....</b>	<b>54</b>
<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>61</b>

## Selbstständigkeitserklärung zur Bachelorarbeit

Erklärung nach § 30 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang.

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht – auch nicht auszugsweise – für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, den 20.05.2019

Mikhail Gyrdymov

## Danksagungen

In erster Linie richtet sich mein besonderer Dank an Frau PD. Dr. Olga Rosmej, die mich in das Projekt zur Entwicklung der Plasmadiagnostik mit Hilfe einer sCMOS-Kamera mit Verstärker eingeladen hat. Ich danke ihr auch für die hilfreichen Ratschläge sowie die Koordination meiner Bachelorarbeit durch Fragen und Aufgabenstellungen, die mich zur Forschung motiviert haben. Als Betreuerin hat sie mich sehr unterstützt und meine Teilnahme an Experimenten an GSI organisiert, wo ich wertvolle Erfahrungen sammeln konnte, wofür ich sehr dankbar bin.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Sero Zähler, Doktoranden an der Goethe-Universität, dafür, dass er immer freundlich und hilfreich meine Arbeit begleitet und mir viele nützliche Ratschläge gegeben hat.

In besonderer Weise danke ich Herrn Prof. Dr. Joachim Jacoby, der während einer Exkursionsveranstaltung für Studienanfänger mir einen ersten Einblick in die Plasmaphysik gewährt und dadurch das Interesse an Plasmaforschung bei mir geweckt hat. Einige Zeit später hat er mich in die Arbeitsgruppe der Plasmaphysik an der Goethe-Universität aufgenommen.

Ein großes Dankeschön möchte ich ebenso den Kollegen aus Russland (Moskau, ITEP): Aleksej Kantsyrev, Vsevolod Panyushkin, Anton Bogdanov und Aleksej Skobliakov aussprechen, die alle Experimente mit der Diagnostik-Apparatur während Strahlzeit am 1.-7. März 2019 in GSI begleitet und viele wichtige Vorschläge bezüglich der nachfolgenden Realisation gemacht haben.

Auch danke ich Mats Nicolai für eine harmonische Mitarbeit mit der Diagnostik-Apparatur während Vorbereitungsphase vor der Strahlzeit.

Zum Schluss danke ich sehr meiner Familie, welche mich immer unterstützt hat.

Abkürzungen und Fundamentalkonstanten

○ **Abkürzungen**

<i>Vollname</i>	<i>Bezeichnung</i>
Facility for Antiproton and Ion Research in Europe	FAIR
Heavy Ion Heating and Expansion	HIHEX
Universal Linear Accelerator	UNILAC
X-ray Conversion to Optical Radiation and Transport	XCOT
scientific Complementary Metal-Oxide Semiconductor	sCMOS
Microchannel Plate	MCP
Einzelphotonensignal	EPS
Image Plate	IP
Full Width at Half Maximum	FWHM
Modulation Transfer Function	MTF
Signal-to-Noise Ratio	SNR

○ **Fundamentalkonstanten**

<i>Größe</i>	<i>Bezeichnung</i>	<i>Wert</i>
Elementarladung	e	$1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Avogadro Konstante	$N_A$	$6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Rydberg Energie	$R_y$	13.6 eV

## Motivation

Die Entwicklung der Messdiagnostik der Ionenstrahlintensitätsverteilung am Target spielt eine wichtige Rolle in der Vorbereitung zu plasmaphysikalischen Experimenten an FAIR. Zurzeit läuft „FAIR-Phase-0“, in der neue Diagnostiken auf schon existierenden Anlagen weiterentwickelt und erprobt werden. Im Folgenden sollen diese Diagnostiken für die höheren Teilchenintensitäten angepasst werden. Im Jahr 2025 ist geplant, das Schwerionensynchrotron SIS-100 an der GSI in Betrieb zu nehmen, das in der Lage sein soll, Uran-Ionen auf bis zu 2 GeV/u zu beschleunigen.

Unter der Leitung von PD. Dr. Olga Rosmej wird ein XCOT(X-ray Conversion to Optical Radiation and Transport)-System für Röntgenfluoreszenzdiagnostik der Ionenstrahlintensitätsverteilung entwickelt. In März 2019 wurde das System erfolgreich in Experimenten am linearen Beschleuniger UNILAC bei GSI erprobt. Das Hauptziel der betrachteten Diagnostik ist die Untersuchung sowohl der Ionenstrahlintensitätsverteilung als auch des Energieverlustes und der Ausdehnung des Targets in den HIHEX-Experimenten der Plasmaphysik an FAIR. Bei dieser Diagnostik wird ein Röntgenbild, das durch die Wechselwirkung von Ionenstrahl mit dem Targetmaterial entsteht, durch ein Pinhole auf einem Szintillator abgebildet und danach im Szintillator in sichtbares Licht umgewandelt. Im Folgenden wird das Licht durch einen Verstärker vervielfacht und mit der optischen sCMOS-Kamera detektiert. Hierbei spielt die Verstärkung der registrierten Strahlung eine wichtige Rolle. Schon theoretische Abschätzungen der Wechselwirkung des Uranstrahls bei einer Intensität von  $10^{10}$  bis  $5 \cdot 10^{11}$  Teilchen pro Puls mit dem Target zeigen, dass eine 10 – 100-fache Verstärkung notwendig ist [BMBF].

Um die Strahlungsschäden an der Apparatur zu minimieren, wird die sCMOS-Kamera mit Verstärker außerhalb der Target-Kammer platziert. Das ist wichtig für die Sicherheit der Messapparatur insbesondere während einer hochenergetischen und intensiven Strahlung.

Die vorgeschlagene Diagnostik hat mehrere Vorteile gegenüber der bekannten Image Plate-Diagnostik (IP-Diagnostik):

- ✓ Die Fernsteuerung der Kamera und des Verstärkers lässt eine Reihe von Strahlschüssen ohne Umstellungen innerhalb der Vakuumkammer durchführen.
- ✓ Die sCMOS-Kamera kann mit dem Strahlpuls synchronisiert werden.

- ✓ Durch die Einstellung der Parameter für eine Aufnahme, bzw. die Expositionszeit und die MCP-Steuer Spannung kann man das Signal entweder verstärken oder abschwächen.

## Einleitung

Im Fokus dieser Arbeit steht das XCOT-System, das aus einem Pinhole mit einem Szintillator und einer sCMOS-Kamera mit Verstärker und Teleobjektiv besteht. Die wichtigsten Funktionen dieses Systems sind die Umwandlung der Röntgenstrahlung in sichtbares Licht und das Verstärken des Signals durch den Verstärker.

Die Hauptaufgabe dieser Arbeit ist die Analyse der Parameter des genannten XCOT-Systems bzw. der sCMOS-Kamera mit Verstärker, um die Apparatur für die Messungen am Z6-Experimentierplatz der GSI zu optimieren. In Kapitel 1 werden die theoretischen Grundlagen der Röntgenfluoreszenz und Szintillation sowie die Spezifikationen der Mikrokanalplatte dargestellt. In Kapitel 2 wird das Rauschniveau in der sCMOS-Kamera, Signale von schwachen Lichtquellen und von einem beleuchteten Test-Target untersucht. Dabei wird die Aberration im inneren Objektiv des Verstärkers beschrieben, infolgedessen die Abbildung auf der Kante der Sensorfläche der Kamera unscharf ist. Ein wichtiger Parameter des Systems ist die Vergrößerung des inneren Objektivs, die durch eine indirekte Messung gefunden wird. Die Auflösung des Systems wird durch die Auflösung der MCP-Kanäle des Verstärkers abgeschätzt, da nämlich der Verstärker stärker als die anderen Komponenten des XCOT-Systems die Messungen verschlechtert. Dabei wird eine Methode der Unterscheidung zweier Kanäle der MCP entwickelt. Es wird auch das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) für verschiedene MCP-Steuerspannungen analysiert. Mit Hilfe einer Glühbirne wird die empirische Abhängigkeit der Quanteneffizienz der sCMOS-Kamera mit Verstärker von der MCP-Steuerspannung erhalten. Es wird ebenfalls die Linearität der Photonenflussdichte von der Expositionszeit gezeigt.

Im 3. Kapitel werden die Schritte zur Optimierung der Messergebnisse sowie der daraus folgenden analytischen Ergebnisse der Experimente, die vom 1.-7. März mit dem Au-Ionenstrahl am Z6-Experimentierplatz der GSI stattfanden, gezeigt:

- ✓ Automatische Aufnahme der sCMOS-Kamera mit Hilfe eines Programms. Dafür wurde ein Skript geschrieben.
- ✓ Synchronisation der sCMOS-Kamera und des Verstärkers mit dem Ionenpuls.
- ✓ Wahl der MCP-Steuerspannung für das beste Auflösungsvermögen des Systems.
- ✓ Einsparung von Bestrahlungszeit durch Addition der Abbildungen von einzelnen Pinholes in einem Multipinhole.



## 1. Theoretische Grundlagen

### 1.1. Röntgenfluoreszenz und Auger-Emission als Folge der Wechselwirkung schwerer Ionen mit Materie

Falls das zu untersuchende Material mit schweren Atomen bzw. Ionen beschossen wird, wird ein Elektron bei einer Kollision aus einem niedrigen Energieniveau eines Material-Atoms herausgelöst (Abb. 1.1A). Dabei entsteht ein Loch, das durch ein Elektron aus einer höheren Schale innerhalb von 100 fs wieder aufgefüllt wird. Beim Übergang des Elektrons aus dem höherenergetischen zum niedrigerenergetischen Niveau wird der Überfluss der Energie entweder für die Erzeugung eines Röntgenquants genutzt (*Röntgenfluoreszenz*, Abb. 1.1B) oder an ein Atom-Elektron (*Auger-Effekt*, Abb. 1.1C), das bei einer genug großen Energie das Atom verlassen kann, abgegeben. [TLan08]

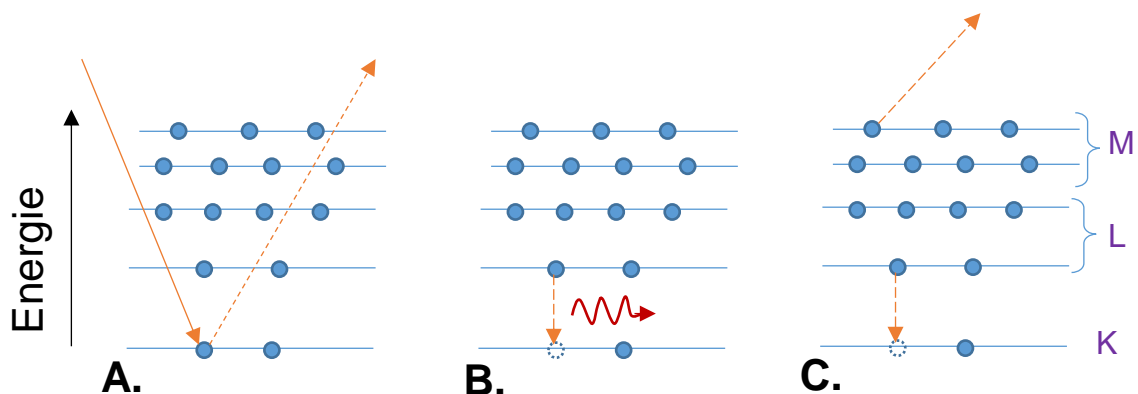


Abb. 1.1. Wechselwirkung eines schweren Ions mit Materie: **A.** Auslösung eines Elektrons aus dem Atom, **B.** Röntgenfluoreszenz, **C.** Auger-Emission.

Die Röntgenfluoreszenz und die Auger-Emission sind die konkurrierenden Auger-Vorgänge. Es gibt eine Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit beider Vorgänge von der Ordnungszahl des Elementes, siehe Abb. 1.2.

Im Fall der Röntgenfluoreszenz kann man die Energie von einem Röntgenquant durch das Moseleysche Gesetz abschätzen:

$$E = R_y \cdot (Z - a)^2 \cdot \left( \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right), \quad (1.1)$$

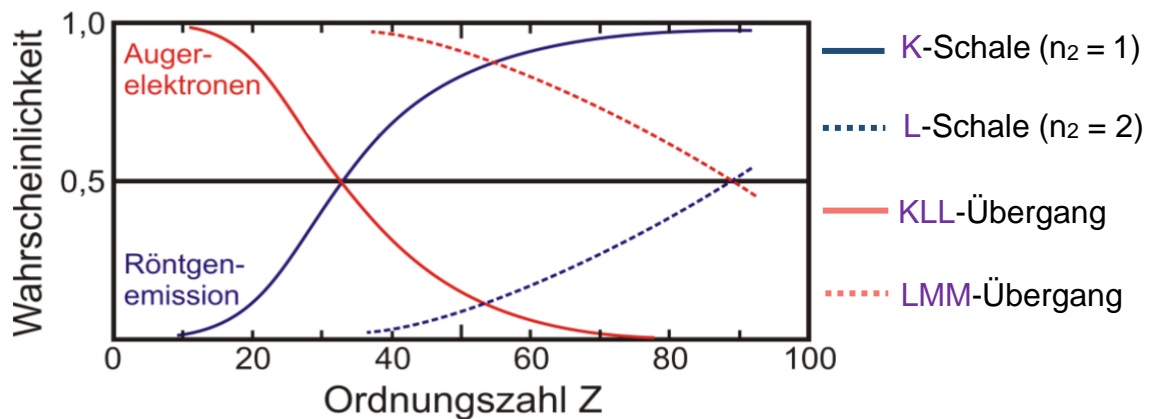


Abb. 1.2. Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Röntgenquants und Wahrscheinlichkeit einer Auger-Emission in Abhängigkeit von der Ordnungszahl  $Z$  eines Elementes von Material. [TLan08]

wobei  $R_y = 13.61 \text{ eV}$  die sogenannte Rydberg-Energie,  $Z$  die Ordnungszahl des Elements,  $a$  die Abschirmzahl (wird empirisch bestimmt),  $n_1$ ,  $n_2$  die Hauptquantenzahl vor bzw. nach dem Übergang des Elektrons ist.

### 1.2. Umwandlung der Röntgenstrahlung in sichtbares Licht im Szintillator

Mit Hilfe von anorganischen Szintillationskristallen kann Röntgenstrahlung nachgewiesen werden. Der Szintillationsmechanismus bei anorganischen Kristallen hängt wesentlich von den Eigenschaften der Bandstruktur ab. Die Bandlücke in Szintillationskristallen liegt bei ungefähr  $4 - 12 \text{ eV}$ , was deutlich größer als bei Halbleitern ist. Um zu szintillieren, muss ein Kristall Lumineszenzzentren besitzen, die eine Energieniveaudifferenz kleiner als die Energielücke haben und damit kann Strahlung im sichtbaren Bereich entstehen. Lumineszenzzentren können z.B. durch Dotierung erzeugt werden. [KWT16]

In unserem Experiment wurde ein Szintillator aus Cäsiumiodid mit Thallium Dotierung  $\text{CsI(Tl)}$  von der Firma Hamamatsu verwendet (Abb. 1.3). Zuerst trifft die Röntgenstrahlung eine Kohlenstoffplatte. Die Transmission der Röntgenstrahlung wird in Abb. 1.4 dargestellt.

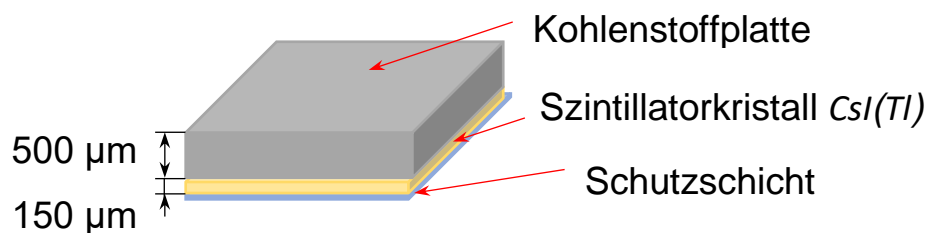


Abb. 1.3. Aufbau eines Szintillators. [hACS]

In der *CsI*-Schicht wird die Röntgenstrahlung entsprechend dem Emissionsspektrum in Abb. 1.5 in sichtbares Licht konvertiert.

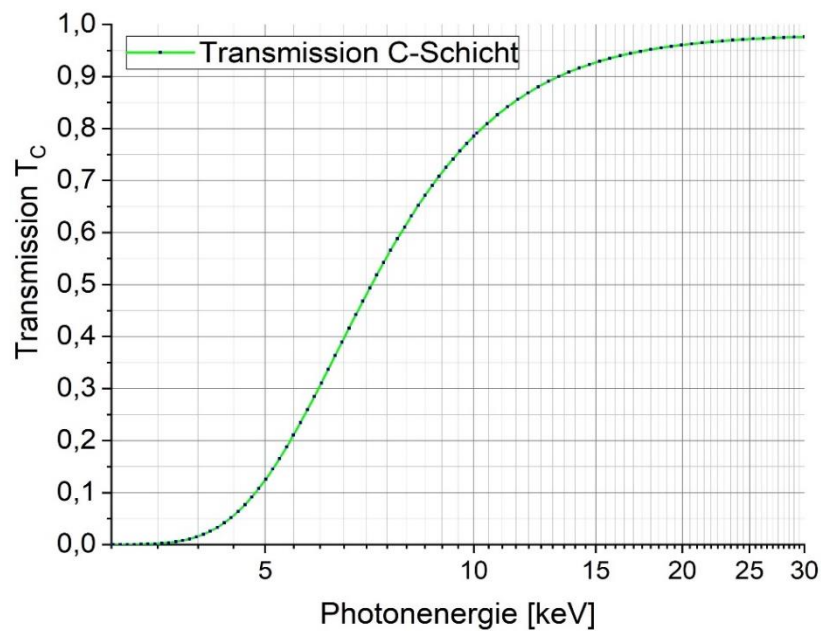


Abb. 1.4. Transmission von Kohlenstoff bei 500  $\mu\text{m}$  Dicke (vom Center for X-Ray Optics: Lawrence Berkeley National Laboratory, [FT]).

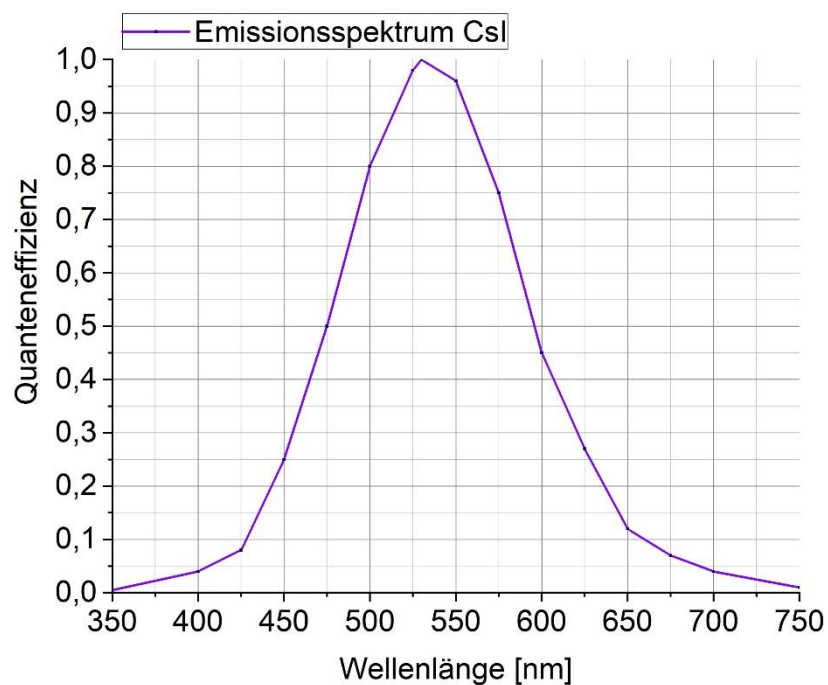


Abb. 1.5. Emissionsspektrum CsI. [CISM]

### 1.3. Mikrokanalplatte (MCP) als ein Elektronenvervielfacher

Während der Herstellung von MCPs werden dünne Glasröhrchen zuerst zusammen in einer hexagonalen Anordnung gestapelt und bei der Schmelztemperatur hinausgezogen (Abb. 1.6). Danach wird die erzeugte Kanalgruppe zusammen angeschmolzen und wieder hinausgezogen. Durch senkrecht schneiden wird schließlich eine dünne Platte erhalten. Der Luftdruck wird in den Kanälen auf bis zu  $10^{-3}$  Pa reduziert [dMCP], damit die Anzahl der Stöße von Elektronen mit Luftteilchen verringert wird.

Als Ergebnis dieses Herstellungsverfahrens wird eine MCP erhalten, die einer dünnen Bleiglasplatte ( $L = 0.5 - 3$  mm Dicke, siehe Abb. 1.7B) entspricht, die von vielen Kanälen mit einem Durchmesser  $d$  von etwa  $5 - 15 \mu\text{m}$  durchzogen ist und Abstände zwischen den Zentren der Kanäle von ungefähr  $6 - 18 \mu\text{m}$  besitzt. [dMCP]

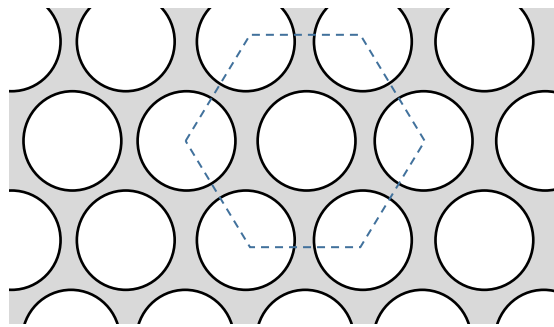


Abb. 1.6. Hexagonale Anordnung der Kanäle in MCP.

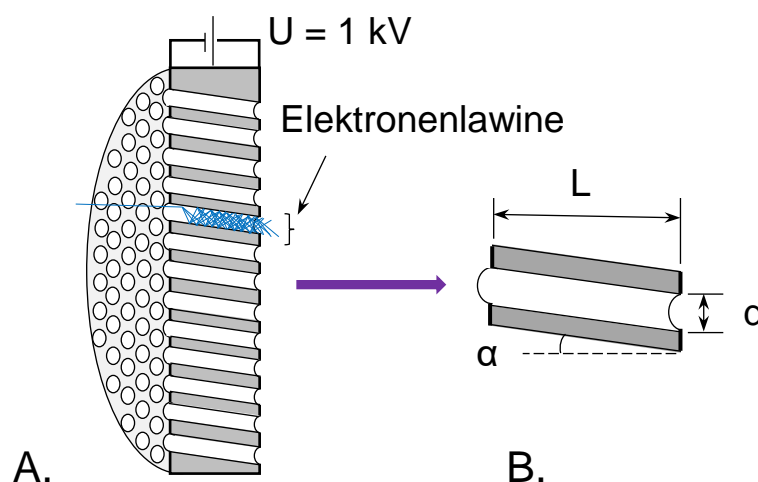


Abb. 1.7. Struktur einer MCP: A. Ein Schnitt der MCP. B. Ein einzelnes MCP-Kanal.

Die Kanalwände der MCP sind mit einem Material geringer Leitfähigkeit und Austrittsarbeit beschichtet. Beide Seiten der Platte sind hingegen mit einem Material hoher Leitfähigkeit beschichtet. So kann über alle Kanäle die gleiche Spannung im einstelligen kV-Bereich angelegt werden. Elektronen (Ionen), die von außen auf die Platte gelangen, können beim Auftreffen auf eine Kanalwand Sekundärelektronen auslösen, wenn ihre Energie schon mehr als 50 eV beträgt. Dabei werden bei einem Stoß 3 – 5 freie Elektronen erzeugt. Um die Elektronemission aus den Kanalwänden zu optimieren, wird die Achsenrichtung der Kanäle etwa  $6 - 12^\circ$  gegen die Scheibennormale geneigt (der Winkel  $\alpha$  in Abb. 1.7). [GIDS] Durch diese Maßnahme treffen die Elektronen auf ihrem Weg zwangsläufig auf die Wände. Die ausgelösten Elektronen werden durch die an die Platte angelegte Spannung im elektrischen Feld beschleunigt und werden wiederum weitere Elektronen auslösen.

Die entstehende Elektronenlawine führt zu einer Verstärkung der ursprünglichen Ladung um den Faktor  $10^3$  bis  $10^4$ . Um diesen Effekt noch zu verstärken, können mehrere MCP übereinander verbaut werden. Im Fall zwei hintereinandergeschalteter MCPs kann das Signal um  $10^6 - 10^8$  stärker als das ursprüngliche Signal sein. [dMCP] „Ein einzelner MCP-Kanal kann als eine Dynodenstruktur einer Photomultiplieröhre verstanden werden“. [GIDS]

Noch ein paar Anmerkungen bzgl. MCP:

- ✓ Je kleiner der MCP-Kanaldurchmesser ist, desto größer kann die Auflösung der Abbildung durch die MCPs sein.
- ✓ Im Kapitel 2 gezeigt werden wird, entspricht die Elektronenlawine von einem einzelnen MCP-Kanal annähernd einer zweidimensionalen Gauß-Verteilung mit einer Rotationssymmetrie.
- ✓ Ein zusätzlicher Elektronenschauer kann in einer MCP entstehen, wenn ein Teilchen der Untergrundstrahlung in die MCP eindringt oder ein nuklearer Zerfall im Bleiglas stattfindet. [Jan14]
- ✓ Wenn eine Ladungsträgerlawine austritt, wird die MCP kurzzeitig positiv geladen. Der Zeitpunkt dieser Potentialänderung kann sowohl auf der Vorder- als auch auf der Rückseite der MCP gemessen werden.
- ✓ Wenn zwei oder mehr MCP verwendet werden, wird das Vorzeichen der Winkel zwischen der Kanalachse und Normalrichtung zur Platte (von einer MCP zu einer nächsten MCP) gewechselt. Diese Maßnahme lässt die Anzahl von Stößen der Elektronen mit Kanalwänden erhöhen.

## 2. Charakterisierung einer sCMOS-Kamera mit Verstärker

Für das Erproben wurde eine sCMOS-Kamera mit Verstärker und zwei Test-Targets verwendet (Abb. 2.1: Kamera ohne Verstärker, Abb. 2.2: Kamera mit Verstärker):

- ✓ Target 1 – Ein auf einem Blatt Papier mit Hilfe eines Laserdruckers ausgedrucktes Rechteck mit Seitenlängen:  $d_0 = 10$  mm,  $h_0 = 8$  mm (Abb. 2.3: Abbildung auf der Sensorfläche der sCMOS-Kamera);
- ✓ Target 2 – Das 1951 USAF Test-Target ( $\varnothing 25.4$  mm), das mit der Vergrößerung auf Abb. 2.4 dargestellt ist. In Tabelle 2.1 werden die Daten der Linienbreiten angegeben;
- ✓ Objektiv – Linos,  $f = 35$  mm;
- ✓ Verstärker – ProxiKit System PKS 2584 BZ-V 5N, welcher schematisch auf Abb. 2.5 dargestellt ist; im Anhang 6 wurde die Abhängigkeit der an der MCP angelegten Spannung von der MCP-Steuerspannung angegeben;
- ✓ sCMOS-Kamera – Zyla 5.5 mit der Sensorfläche  $2560 \times 2160$  Pixel, was  $16.6 \times 14.0$  mm entspricht. Die Kamera-Expositionszeit kann im Intervall von 10 ms bis 30 s eingestellt werden.

**Tabelle 2.1.** Linienbreite in  $\mu\text{m}$  auf dem 1951 USAF Test-Target vom Hersteller [USAF]

Untergruppe	Gruppennummer					
	2	3	4	5	6	7
1	125	62,50	31,25	15,63	7,81	3,91
2	111,36	55,68	27,84	13,92	6,96	3,48
3	99,21	49,61	24,80	12,40	6,20	3,10
4	88,39	44,19	22,10	11,05	5,52	2,76
5	78,75	39,37	19,69	9,84	4,92	2,46
6	70,15	35,08	17,54	8,77	4,38	2,19

### 2.1. Bestimmung der Vergrößerung von Objektiven

Das Ziel dieses Abschnitts ist, die Vergrößerung sowohl des äußeren Objektivs der sCMOS-Kamera (Linos,  $f = 35$  mm) als auch des inneren Objektivs des Verstärkers zu finden.

Das äußere Objektiv der sCMOS-Kamera (Abb. 2.1), das nur eine Linse enthält, lässt sich in zwei Grenzzuständen verwenden, mit der maximalen, bzw. minimalen Vergrößerung. Deswegen werden beide Grenzzustände des äußeren Objektivs der sCMOS-Kamera zum Vergleich verwendet.

## Messmethode und Ergebnisse

1) *Experiment mit dem Target 1 (Abb. 2.3).* Für die höchste Genauigkeit wurde das Rechteck so ausgewählt, dass seine Abbildung etwa 95% der Sensorfläche der Kamera abdeckt, siehe Abb. 2.3A.

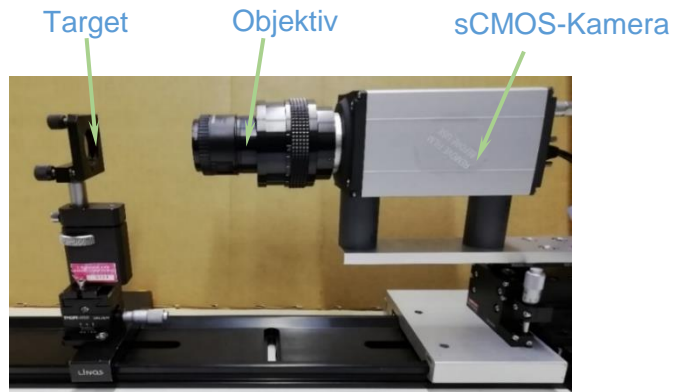


Abb. 2.1. Aufbau des Experiments mit einem Test-Target, wenn die sCMOS-Kamera ohne Verstärker verwendet wird.

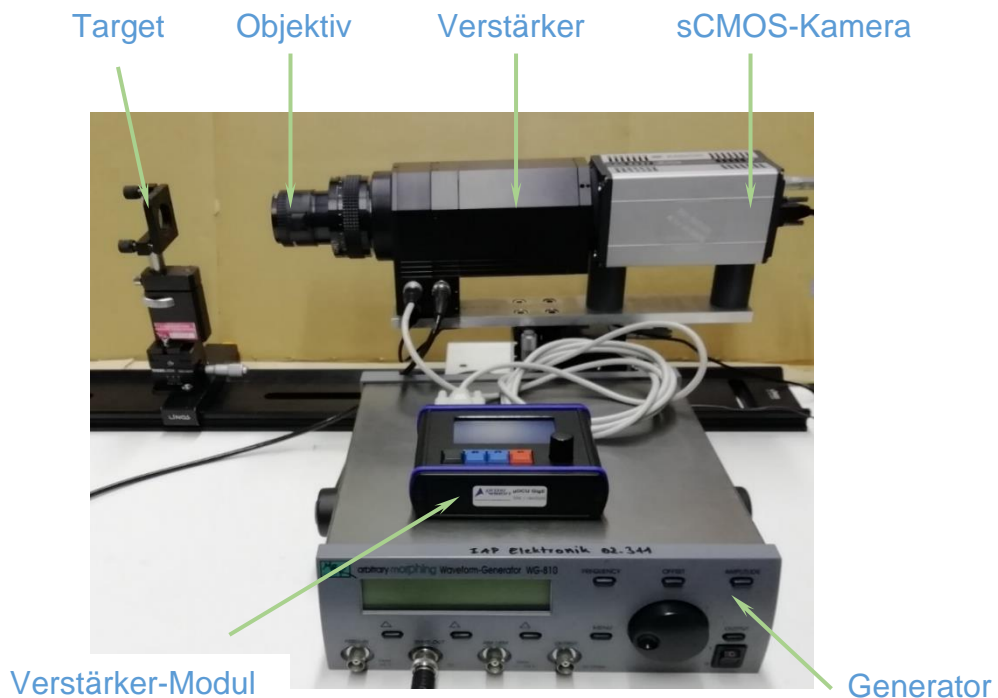


Abb. 2.2. Aufbau des Experiments mit einem Test-Target, wenn die sCMOS-Kamera mit Verstärker verwendet wird.

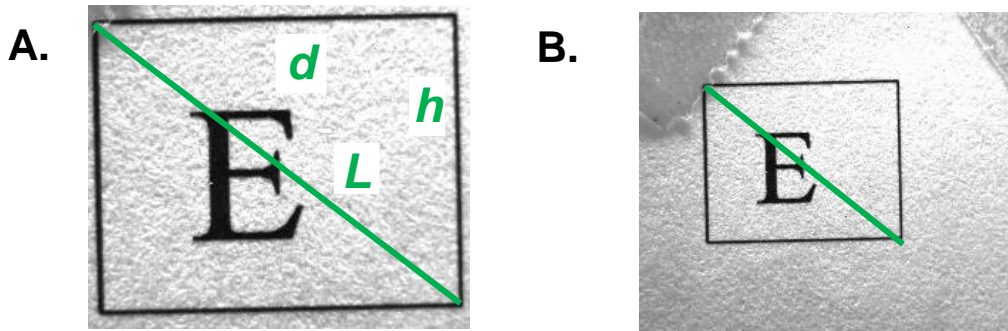


Abb. 2.3. Abbildung des ausgedruckten Rechtecks auf der Sensorfläche der sCMOS-Kamera: **A.** für das Objektiv mit der maximalen Vergrößerung, **B.** für das Objektiv mit der minimalen Vergrößerung (Messung ab 23.11.18).

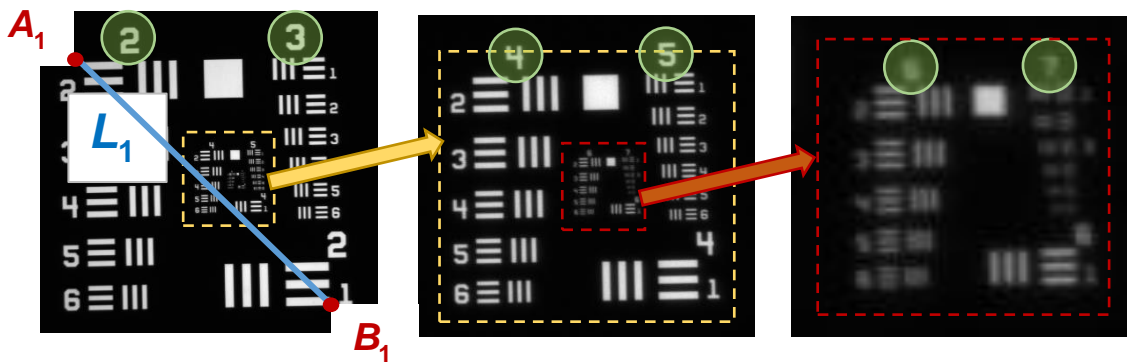


Abb. 2.4. 1951 USAF Test-Target mit Markierung der Nummer der Liniengruppe, siehe Tabelle 2.1.

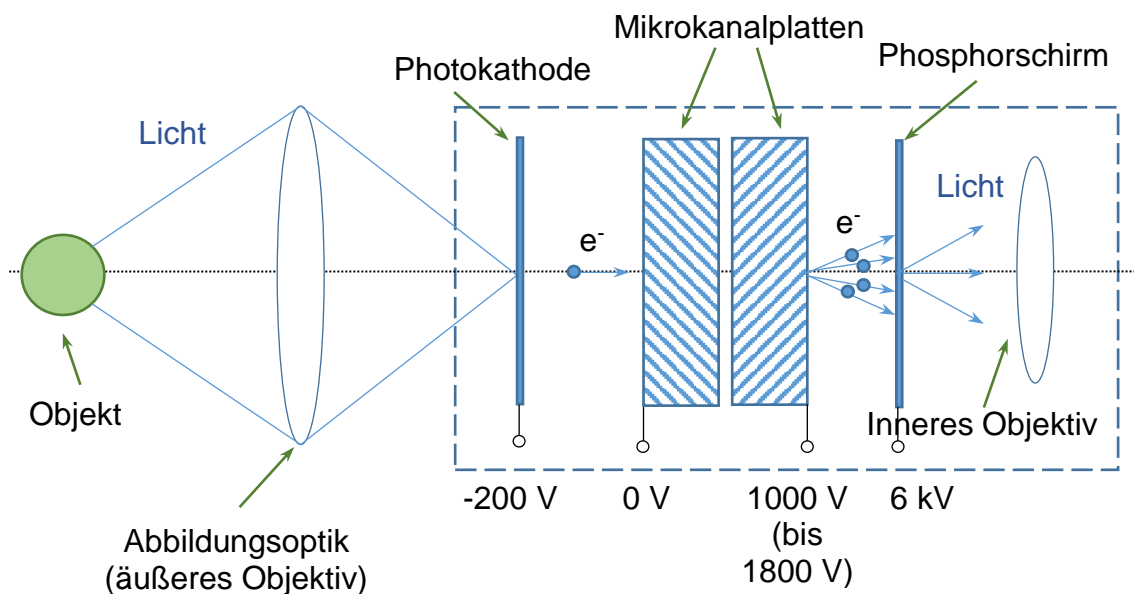


Abb. 2.5. Schema des Bildverstärkers – ProxiKit System PKS 2584 BZ-V 5N. [wikBV], [PKS]



Bei der vergrößerten Betrachtung des Bildes kann man die äußere und innere Grenze der Linie des Rechtecks unterscheiden. Die Messungen werden für verschiedene Diagonalen des Rechtecks durchgeführt. Gemäß der folgenden Formel (2.1) lässt sich die Vergrößerung des Objektivs berechnen,

$$\Gamma = \frac{L}{L_0} = \frac{L}{\sqrt{a_0^2 + h_0^2}}, \quad (2.1)$$

wobei  $L_0[\mu m]$ ,  $L[\mu m] = L[px] \cdot x_{px}$  die Länge der Diagonale des Rechtecks, bzw. die Länge der Diagonalabbildung auf dem Kamera-Sensor und

$$x_{px} = \frac{1}{2} \left( \frac{16.6 \text{ mm}}{2560 \text{ px}} + \frac{14.0 \text{ mm}}{2160 \text{ px}} \right) = 6.483 \frac{\mu m}{px} \quad (2.2)$$

die durchschnittliche Größe eines Pixels der Sensorfläche ist.

In Tabelle 2.2. ist  $\Delta\Gamma_1$ , bzw.  $\Delta\Gamma_2$  der statistische Fehler für die Messreihe.

Man kann durch die mit Formel (2.1) berechneten Vergrößerungen die Vergrößerung des inneren Objektivs im Gehäuse des Verstärkers ( $\Gamma_{inn}$ ) berechnen:

$$\Gamma_2 = \Gamma_1 \cdot \Gamma_{inn} \quad (2.3)$$

Aus den Ergebnissen in Tabelle 2.2. lässt sich die Vergrößerung des inneren Objektivs im Gehäuse des Verstärkers mit Hilfe der Formel (2.3) finden:  $\Gamma_{inn} = 0.88 \pm 0.02$ , wobei die Rechnung für die maximale Vergrößerung bzw. für die minimale Vergrößerung des äußeren Objektivs durchgeführt wurde.

**Tabelle 2.2.** Vergrößerung des äußeren Objektivs (Linos, 35 mm f): Die Ergebnisse des Experimentes mit dem ausgedruckten Rechteck

#	Ohne Verstärker		Mit Verstärker	
	$\langle\Gamma_1\rangle \pm \Delta\Gamma_1$	$\frac{\Delta\Gamma_1}{\langle\Gamma_1\rangle}$ [%]	$\langle\Gamma_2\rangle \pm \Delta\Gamma_2$	$\frac{\Delta\Gamma_2}{\langle\Gamma_2\rangle}$ [%]
Maximale Vergrößerung	$1.547 \pm 0.019$	1.2	$1.365 \pm 0.032$	2.3
Minimale Vergrößerung	$0.853 \pm 0.012$	1.4	$0.763 \pm 0.017$	2.2

2) *Experiment mit dem Target 2 (Abb. 2.4).* Zuerst werden die visuellen Messungen der Breite der Linienabbildung der 2. Gruppe 1. Untergruppe ( $x_{01} = 125 \mu m$ , Tabelle 2.1) des Test-Targets ohne Verstärker mit der maximalen Vergrößerung des Kamera-Objektivs  $x_1$  durchgeführt. Die Ergebnisse entsprechen den Messungen des 1. Experiments ( $\Gamma = 1.561 \pm 0.024$ , mit einem relativen Fehler von 1.6 %). Deswegen werden diese Messungen als Referenzmessungen genommen, um die Länge der Linie  $L_{01}$  auf dem Test-Target (Abb. 2.4) aus px in mm umzurechnen. Also,

$$\frac{L_1[px]}{L_{01}[mm]} = \frac{x_1[px]}{x_{01}[mm]} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \text{d.h. } L_{01}[mm] &= \frac{L_1[px]}{x_1[px]} \cdot x_{01}[mm] = \frac{(1216 \pm 2)px}{(30.1 \pm 0.5)px} \cdot 0.125 \text{ mm} = \\ &= (5.05 \pm 0.08) \text{ mm} \quad (\pm 1.7 \%). \end{aligned}$$

Dann wird die Vergrößerung der Länge  $L_{01}$  für die anderen in Tabelle 2.3 betrachteten Fälle laut der Formel:

$$\Gamma = \frac{L'_1[mm]}{L_{01}[mm]} = \frac{L'_1[px] \cdot x_{px}}{L_{01}[mm]} \quad (2.5)$$

berechnet und in Tabelle 2.3 dargestellt. Dabei ist  $L'_1[px]$ ,  $L'_1[mm]$  die Länge  $A_1B_1$  auf der Abbildung des Test-Targets (Abb. 2.4) in px bzw. in mm.

**Tabelle 2.3.** Vergrößerung des äußeren Objektivs (Linos,  $f = 35 \text{ mm}$ ): Die Ergebnisse des Experiments mit dem 1951 USAF Test-Target

#	Ohne Verstärker		Mit Verstärker	
	$\langle \Gamma_1 \rangle \pm \Delta \Gamma_1$	$\frac{\Delta \Gamma_1}{\langle \Gamma_1 \rangle}$ [%]	$\langle \Gamma_2 \rangle \pm \Delta \Gamma_2$	$\frac{\Delta \Gamma_2}{\langle \Gamma_2 \rangle}$ [%]
Maximale Vergrößerung	$1.561 \pm 0.024$	1.6	$1.375 \pm 0.024$	1.7
Minimale Vergrößerung	$0.851 \pm 0.015$	1.7	$0.767 \pm 0.013$	1.7

Analog wie beim ersten Target (ausgedrucktes Rechteck) wird die Vergrößerung des inneren Objektivs im Gehäuse des Verstärkers berechnet:  $\Gamma_{inn} = 0.89 \pm 0.01$

## 2.2. Verzerrung des Bildes im Verstärker

In Tabelle 2.4 wird die Breite der Linienabbildung auf dem Kamera-Sensor für die Linie der 2. Gruppe 1 Untergruppe vom 1951 USAF Test-Target angegeben (Messung ab 30.11.18):

- Der Erwartungswert der Breite der Linienabbildung wird durch die Vergrößerung ohne Verstärker, d.h.  $\frac{x_{01}}{x_{px}} \cdot \Gamma_1$  und mit Verstärker, d.h.  $\frac{x_{01}}{x_{px}} \cdot \Gamma_2$  berechnet. Die Daten für  $\Gamma_1$  und  $\Gamma_2$  sind in Tabelle 2.2 dargestellt.
- Die Breite der Linienabbildung wird durch das Zählen der Pixel auf der Sensorfläche der Kamera direkt gemessen.

- Die Breite der Linienabbildung wird als FWHM der Gaußkurve abgeschätzt (nur im Fall des Verstärkers). D.h.

$$FWHM = \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot w, \quad (2.6)$$

wobei der Parameter  $w$  aus Abb. 2.6 genommen wurde.

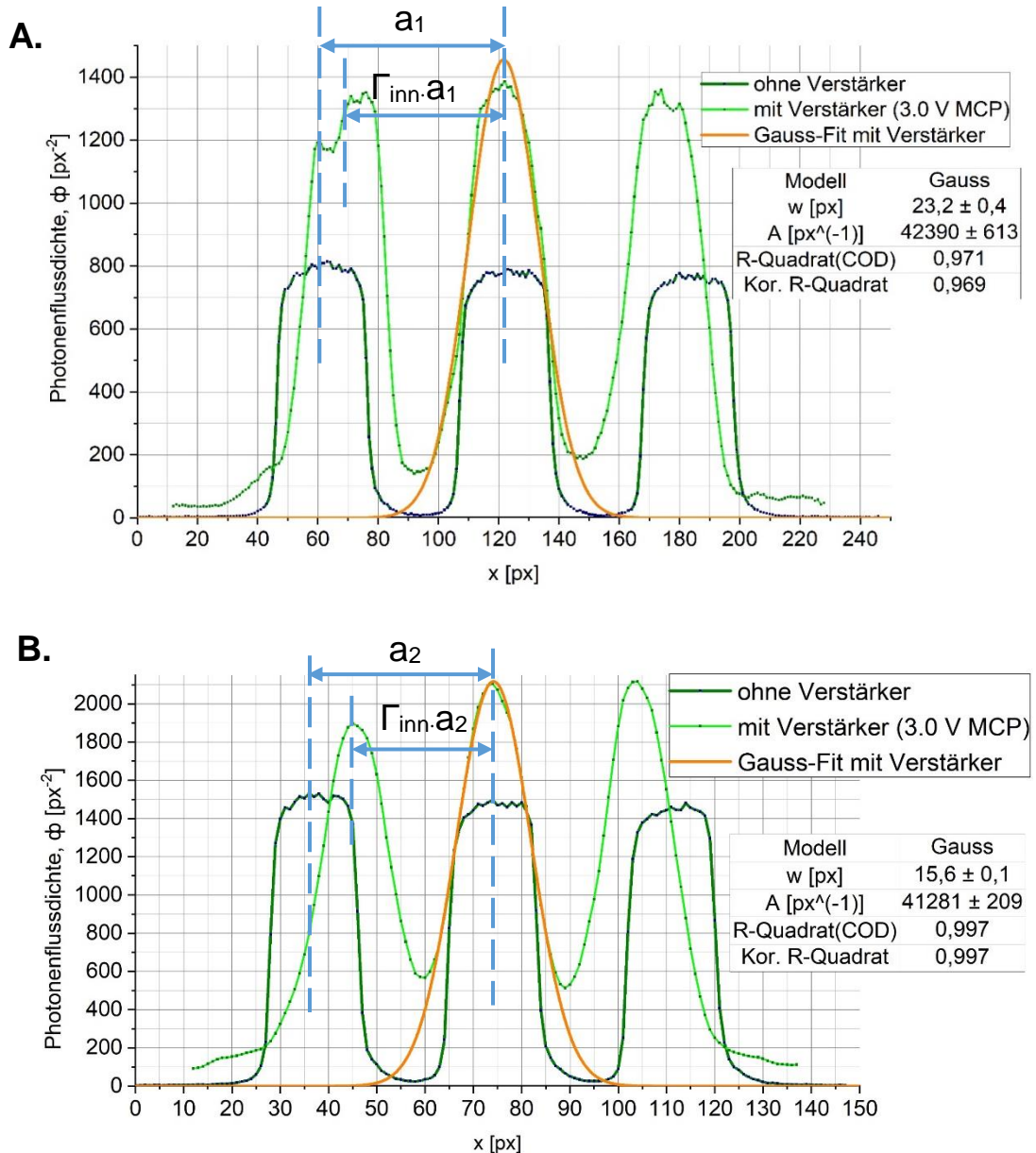


Abb. 2.6. Die Linienabbildung der 2. Gruppe 1. Untergruppe (125  $\mu\text{m}$ ) des Test-Targets. Die Vergrößerung des äußeren Objektivs (Linos, 35 mm f) ist: **A.** maximal ( $\Gamma = 1.55$ ), **B.** minimal ( $\Gamma = 0.85$ ). Für Gauss-Verteilung gilt die Gleichung:  $\phi = \frac{A}{w} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \exp\left(-2 \left(\frac{x-x_c}{w}\right)^2\right)$ .

**Tabelle 2.4.** Die Breite der Linienabbildung auf der Sensorfläche der Kamera für die Linie der 2. Gruppe 1 Untergruppe vom 1951 USAF Test-Target

#	Erwartungswert [px]	Direkte Messung [px]	FWHM der Gaußpeaks [px]
Maximale Vergrößerung des äußeren Objektivs ohne/mit Verstärker	30.1/26.5	30/29.5	-/27.4
Minimale Vergrößerung des äußeren Objektivs ohne/mit Verstärker	16.4/14.8	16/17	-/18.3

Aus Tabelle 2.4 folgt, dass direkte Messungen der Breite der Linienabbildung im Fall mit dem Verstärker verfälscht sind, insbesondere bei der minimalen Vergrößerung des äußeren Objektivs. Zum Vergleich wird die Abhängigkeit der Photonenflussdichte von der Position des Pixels auf Abb. 2.6 dargestellt. Man kann schließen, dass die Profile der Kurven im Fall mit Verstärker deutlich verzerrt werden, und das Maximum lässt sich mit einer Gaußkurve interpolieren.

Auch man kann bemerken, dass der Abstand zwischen Nachbarpeaks im Fall ohne Verstärker und mit Verstärker unterschiedlich ist. Das ist eine Folge von der Vergrößerung in innerem Objektiv des Verstärkers.

### 2.3. Messung und Analyse des Rauschens bei Verdunkelung der Kamera mit Verstärker

- **Messung des Rauschniveaus der verdunkelten sCMOS-Kamera gegenüber Null**

In elektronischen Geräten entsteht sogenanntes Digitalrauschen oder der Dunkelstrom, deswegen wird das Rauschniveau in der Kamera auf 100 Ereignisse pro Pixel automatisch kalibriert (Abb. 2.7). Bzw. fällt dieses Niveau mit der Verlängerung der Expositionszeit bis auf 94 ab, siehe Abb. 2.8, dabei wird das Rauschen geglättet. In folgenden Rechnungen wird das Rauschniveau überall als  $100 \text{ px}^{-2}$  angenommen.

- **Inneres Leuchten der MCP-Kanäle im Fall der verdunkelten Kamera mit Verstärker**

Während Verdunkelung der Kamera mit Verstärker ist das innere Leuchten der MCP-Kanäle vernachlässigbar. Man kann für die ganze Sensorfläche der sCMOS-Kamera nur ein paar kreisförmige Signale registrieren, die durch das innere Leuchten der MCP-Kanäle entstehen.

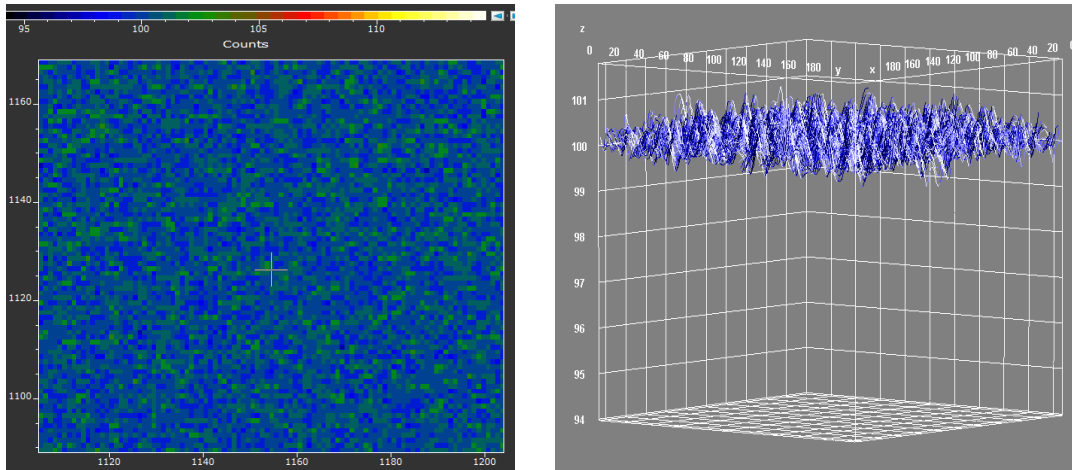


Abb. 2.7. Das Rauschniveau der sCMOS-Kamera bei der Expositionszeit 0.2 s (Messung ab 18.01.19).

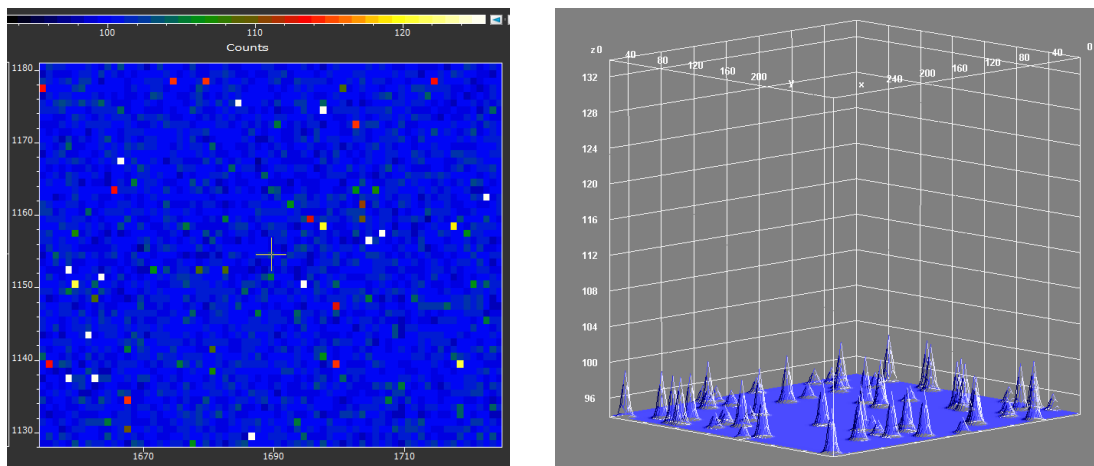


Abb. 2.8. Rauschniveau der sCMOS-Kamera bei der Expositionszeit 30 s (Messung ab 28.12.18).

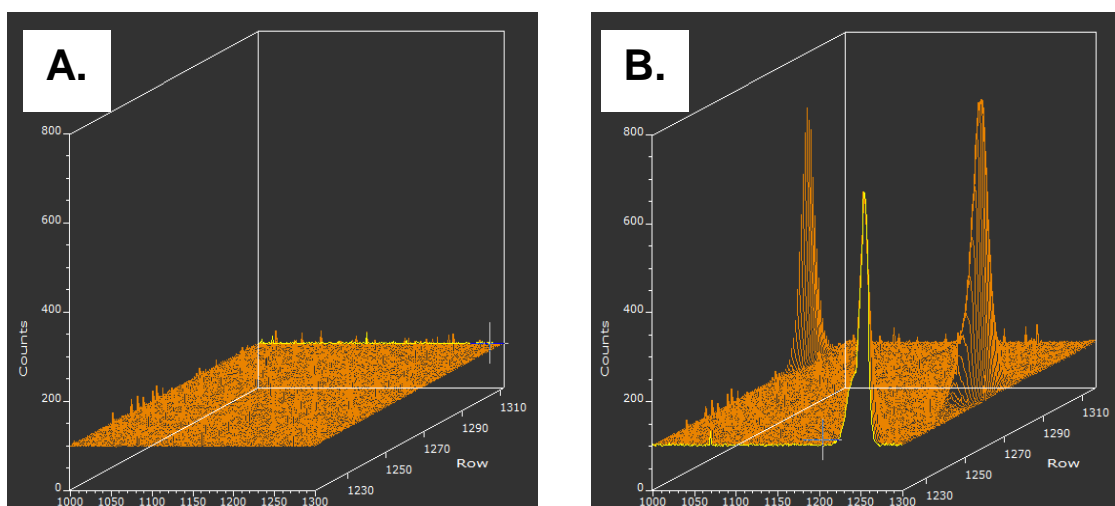


Abb.2.9. Messung inneres Leuchten von MCP-Kanälen bei der Verdunkelung der Kamera mit Verstärker: **A.** Der Verstärker ist ausgeschaltet. **B.** MCP-Steuerspannung 5.0 V. In beiden Fällen beträgt die Expositionszeit der Kamera 30 s. (Messung ab 28.12.18).

Nur bei der MCP-Steuerspannung von 4.0 bis 5.0 V sind diese Signale deutlich vom Rauschen zu unterscheiden (bis zu 800 Ereignisse pro Pixel, siehe Abb. 2.9), aber ihre Anzahl bleibt niedrig.

## 2.4. Detektieren von Einzelphotonensignalen (EPS)

- **Registrierung des Einzelphotonensignals in der sCMOS-Kamera mit Verstärker**

Hierbei versteht man unter einem Einzelphotonensignal (EPS) den in einer sCMOS-Kamera registrierten Photonenfluss, der eine Folge der Wechselwirkung eines einzelnen äußeren Photons mit dem Verstärker ist.

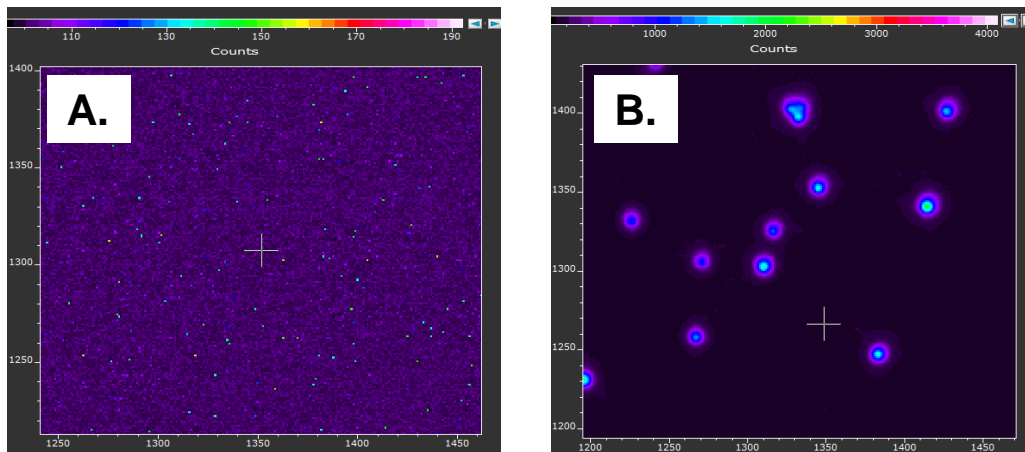


Abb.2.10. Die gleichen Messbereiche im Fall sehr schwachen äußeren Lichts: **A.** Der Verstärker ist ausgeschaltet (äußeres Licht wird nicht registriert). **B.** MCP-Steuerspannung 5.0 V. In beiden Fällen beträgt die Expositionszeit der sCMOS-Kamera 30 s (Messung ab 28.12.18).

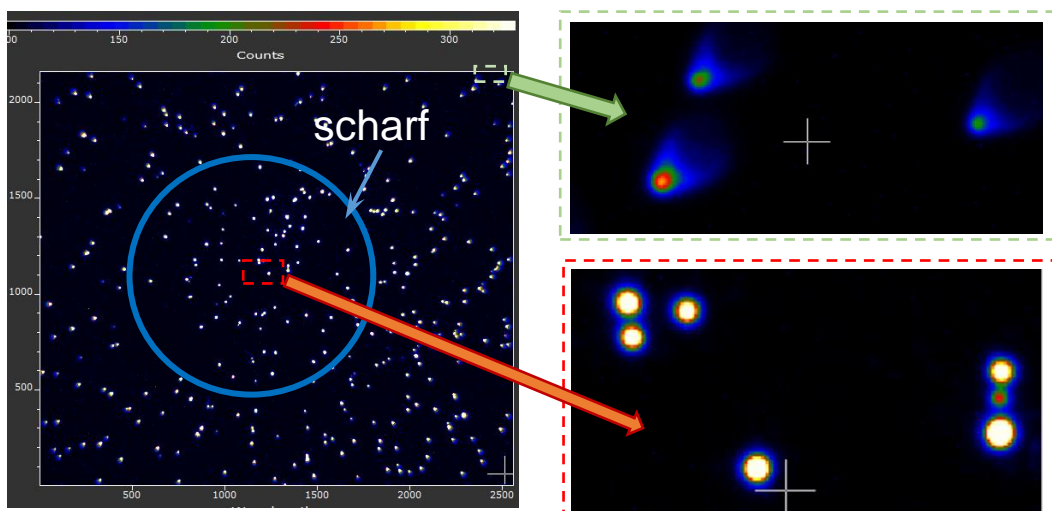


Abb.2.11. Registrierung des schwachen gestreuten Lichts bei der MCP-Steuerspannung 5.0 V. Dabei beträgt die Expositionszeit der sCMOS-Kamera 30 s. (Messung ab 28.12.18).



Da das kommende im Verstärker Licht im Fall auf Abb. 2.10B schwach ist und meistens werden kreisförmige Photonenflussverteilungen registriert, kann man behaupten, fast jedes solches Signal ist das Resultat von einem einzelnen einfallenden auf den Verstärker primären Photon, d.h. ein EPS.

Falls die gesamte Sensorfläche der sCMOS-Kamera betrachtet wird, kann man die Aberrationen vom inneren Objektiv im Verstärker auf der Kante der Sensorfläche beobachten (Abb. 2.11). Das äußere Objektiv spielt hier keine Rolle, da nur einzelne Photonen im Eingang des Systems registriert werden, die keine Aberrationen aufgrund des äußeren Objektivs verursachen können.

- **Sichtbare Größe eines MCP-Kanals durch Einzelphotonensignal**

Aus einer Aufnahme bei der MCP-Steuerspannung 5.0 V und Expositionszeit 30 s wurde die stärksten EPSs ausgewählt. Zum Anpassen der Daten der Photonenflussdichteverteilung wurde ein Gauss-fit verwendet (Abb. 2.12B: Korr. R-Quadrat beträgt 0.997, d.h. Gaußkurve passt für Interpolation der Daten). Weiterhin wird das Rauschniveau der sCMOS-Kamera in Höhe von 100 Ereignisse von jedem Pixel abgezogen. Die sichtbare Größe des einzelnen Kanals auf der Sensorfläche der sCMOS-Kamera kann man als FWHM der Gaußkurve mithilfe der Formel (2.6) abschätzen (Abb. 2.12B). Während des maximalen Leuchtens eines MCP-Kanals nimmt die sichtbare Größe des Kanals fast einen konstanten Wert an, da diese Größe sowohl von dem Winkel zwischen dem Kanal und der Richtung zur Phosphorplatte als auch von dem Abstand zwischen der MCP und Phosphorplatte abhängt. Auf der Phosphorplatte bildet sich ein kreisförmiges Bild, das durch das innere Objektiv auf der Sensorfläche der Kamera abgebildet wird.

- **Abschätzung der maximalen Quanteneffizienz von einer sCMOS-Kamera mit Verstärker für ein äußeres Photon**

Man kann die Quanteneffizienz  $Q$  von einer sCMOS-Kamera mit Verstärker für ein äußeres Photon als das Verhältnis der Anzahl von registrierten sekundären Photonen ( $\Phi_{aus}$ ) im EPS zu einem primären Photon ( $\Phi_{ein}$ ) abschätzen, d.h.

$$Q = \frac{\Phi_{aus}}{\Phi_{ein}} \quad (2.7)$$

Also, in unserem Fall (Abb. 2.12):  $\Phi_{ein} = 1$ ,

$$\Phi_{aus} = \int_0^{+\infty} d(\pi r^2) \cdot \phi(r) = \pi \int_0^{+\infty} d(r^2) \cdot \frac{A}{w} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) =$$

$$= \frac{\pi A}{w} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) \cdot \left(-\frac{w^2}{2}\right) \Big|_0^{+\infty} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} Aw. \quad (2.8)$$

Für das in Abb. 2.12B gezeigte Beispiel ( $A \approx 1.9 \cdot 10^4 \text{ px}^{-1}$ ,  $w \approx 7.0 \text{ px}$ ) folgt, dass die maximale Quanteneffizienz der sCMOS-Kamera mit Verstärker für ein äußeres Photon  $Q \approx 1.7 \cdot 10^5$  beträgt.

Man kann  $\Phi_{aus}$  auch direkt durch Anzahl der Ereignisse für das EPS auf der Sensorfläche der Kamera rechnen, dabei muss man den Abzug des Rauschniveaus der Kamera berücksichtigen, d.h. aus Abb. 2.12A:

$$\Phi_{aus} = (\text{"Total Counts"} - 100 \cdot \text{"Widht"} \cdot \text{"Height"}), \quad (2.9)$$

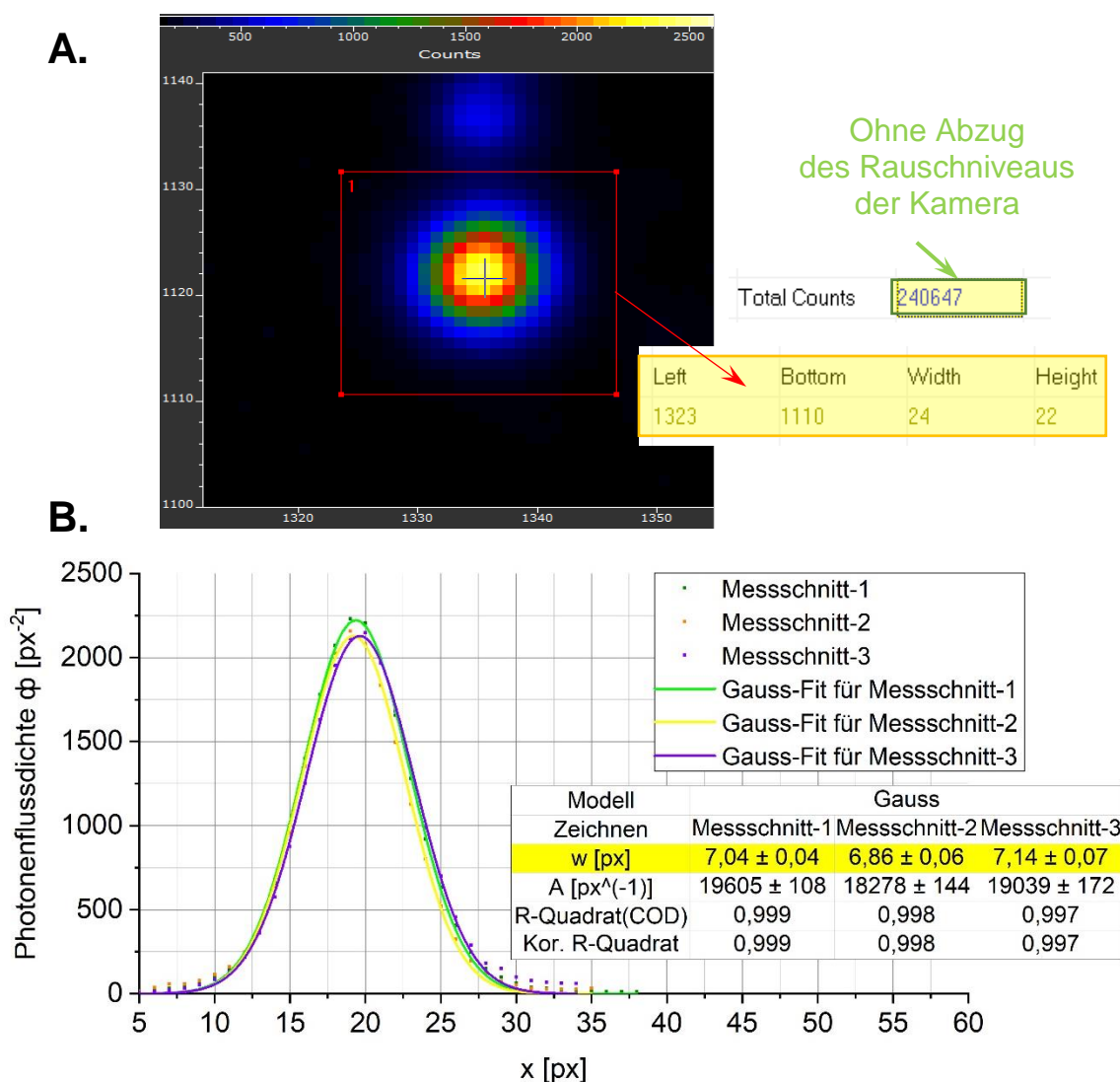


Abb. 2.12. Auflösung des Einzelphotonensignals bei der MCP-Steuer Spannung 5.0 V.

Für Gauss-Verteilungen gilt die Gleichung:  $\phi = \frac{A}{w} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \exp\left(-2 \left(\frac{x-x_c}{w}\right)^2\right)$ .



Daraus folgt  $Q = 240647 - 100 \cdot 24 \cdot 22 \approx 1.9 \cdot 10^5$ .

Wenn man davon ausgeht, dass ein Photon in der Lage ist,  $10^3$  Elektronen in einer MCP auszulösen, dann kann im Fall des Verstärkers mit zwei MCP auf dem Ausgang vor dem Phosphor-Schild eine Elektronenlawine entstehen, die ca.  $10^3 \cdot 10^3 = 10^6$  Elektronen enthält. Mit der Vermutung, dass nur ein Photon der entsprechenden Energie bei der Wechselwirkung eines Elektrons mit der Phosphorplatte abgestrahlt wird, sollten im idealen Fall (ohne Verluste) in einem EPS ca.  $10^6$  Ereignisse registriert werden. Durch Verluste im Gesamtsystem verringert sich die Anzahl der detektierten Photonen um einen Faktor 5.

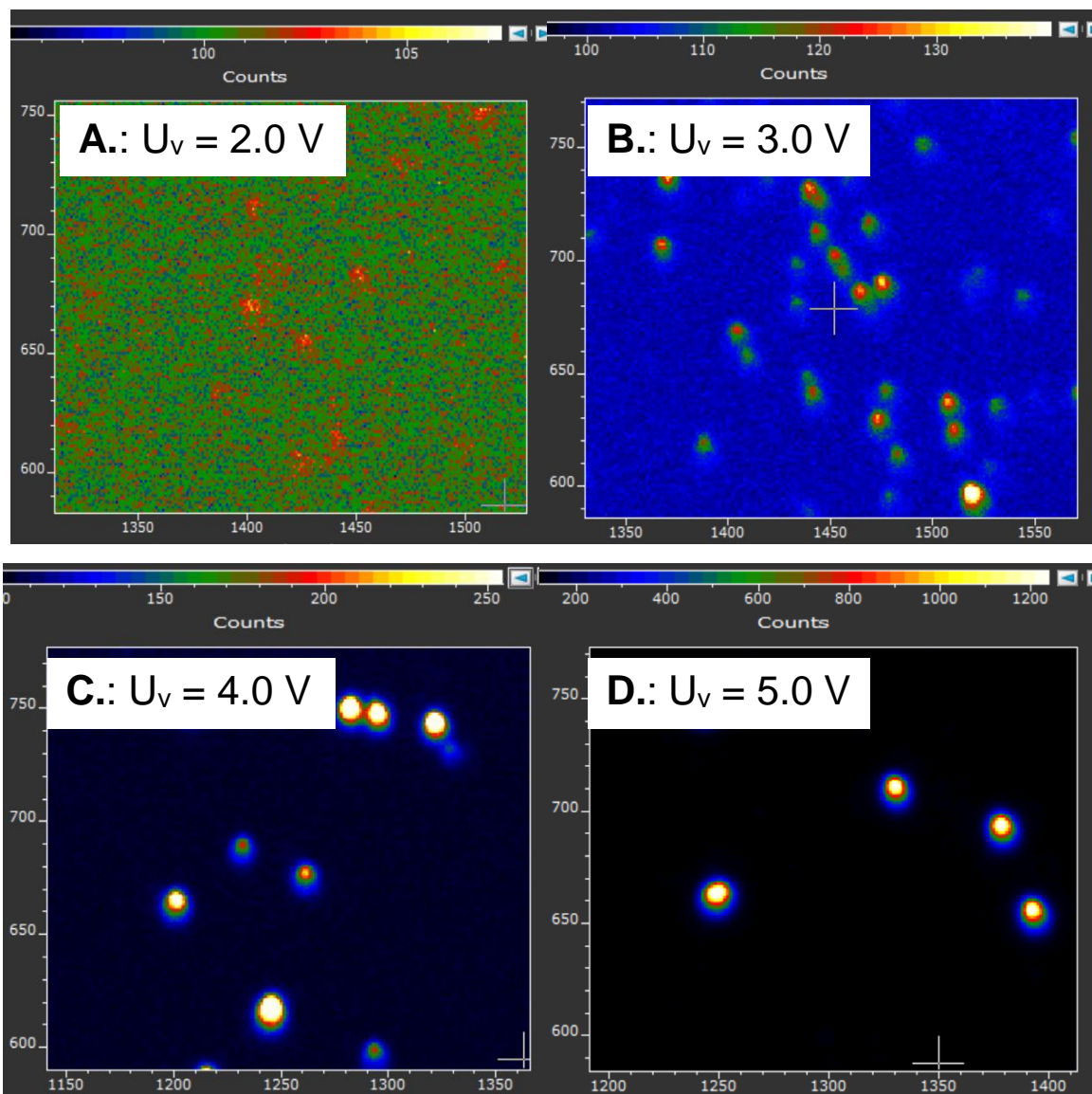


Abb. 2.13. Das Leuchten der MCP-Kanäle bei einer schwachen Lichtquelle. Die Bilder wurden bei der Expositionszeit 0.2 s und der MCP-Steuerspannung: **A.** 2.0 V, **B.** 3.0 V **C.** 4.0 V **D.** 5.0 V aufgenommen (Messungen ab 14.12.18).

Zum Vergleich sind in Abb. 2.13 die EPS bei unterschiedlichen MCP-Steuerspannungen dargestellt. Aus den Bildern kann man schließen, dass die Anzahl der EPS mit steigender MCP-Steuerspannung sinkt, aber die Kanäle leuchten stärker. In Tabelle 2.5 werden einzelne in dem Verstärker einfallende Photonen als Beispiele bei unterschiedlichen MCP-Steuerspannungen betrachtet.

**Tabelle 2.5.** Beispiele einzelner einfallender im Verstärker Photonen bei verschiedenen MCP-Steuerspannungen

MCP-Steuerspannung, $U_v$ [V]	Maximale Photonenflussdichte in einem EPS [ $\text{px}^{-2}$ ] (Abb. 2.10B)	Abschätzung der Halbwertbreite (FWHM) für EPS [px]	Quanteneffizienz für ein äußeres Photon, dass von der Kamera registriert wurde, Formel (2.7), (2.9)
2.5	16	6	$0.9 \cdot 10^3$
3.0	70	6	$7.7 \cdot 10^3$
3.5	158	6	$1.2 \cdot 10^4$
4.0	300	7	$2.1 \cdot 10^4$
4.5	1023	8	$8.3 \cdot 10^4$
5.0	1678	8	$1.8 \cdot 10^5$

- **Abschätzung des Abstandes zwischen zwei unterscheidbaren Kanälen von äußeren Photonen**

Der Abstand zwischen zwei unterscheidbaren Kanälen bestimmt das Auflösungsvermögen des Gesamtsystems aus sCMOS-Kamera und Verstärker. Die Güte der Auflösung der zwei voneinander verschobenen Gauss-Kurven wird definiert als

$$GA = 1 - \frac{Y_1}{Y_{max}} \quad (2.10)$$

mit den Größen, die auf Abb. 2.14 dargestellt sind.

Das Kriterium dafür, dass zwei Gauss-Peaks unterscheidbar sind, ist:  $GA \geq 0.2$ . Für den Gauss-Fit gilt

$$y = y_{max} \cdot e^{-Kr^2}, \quad (2.11)$$

mit dem Parameter  $K = \frac{2}{w^2}$ .

Also, aus den Formeln (2.10), (2.11) folgt

$$GA_{min} = 0.2 = 1 - \frac{2y_{max} \cdot \exp(-Kr_1^2)}{y_{max} + y_{max} \cdot \exp(-K(2r_1)^2)}$$

oder

$$0.4 = \exp(-Kr_1^2) - 0.4 \cdot \exp(-K(2r_1)^2), \quad (2.12)$$

wobei der letzte Term vernachlässigbar ist, deswegen wird der Ausdruck vereinfacht.

Dann gilt die Näherung:

$$r_1 = \sqrt{\frac{1}{K} \cdot \ln\left(\frac{5}{2}\right)} = w \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{5}{2}\right)}. \quad (2.13)$$

Daher wird der minimale auflösbare Abstand  $\Delta_{min}$  zwischen zwei EPS auf der Sensorfläche der Kamera als  $2r_1$  abgeschätzt, d.h.

$$\Delta_{min} = 2r_1 = w \cdot \sqrt{2 \cdot \ln\left(\frac{5}{2}\right)} \cong 1.35 \cdot w \quad (2.14)$$

Dieser Abstand entspricht dem Abstand auf der MCP:

$$x_{MCP\_min} = \frac{\Delta_{min} \cdot x_{px}}{\Gamma_{inn}} \quad (2.15)$$

wobei  $x_{px} = 6.483 \mu m$  aus der Formel (2.2),  $\Gamma_{inn} = 0.89$  genommen wurde.

Für die Daten aus Tabelle 2.5. wird die Auflösung der sCMOS-Kamera mit Verstärker bei verschiedenen MCP-Steuerspannungen abgeschätzt, siehe Tabelle 2.6.

Also, der Parameter  $x_{MCP\_min}$  zeigt, dass direkte Nachbarkanäle nicht auflösbar sind, da der Abstand zwischen den Zentren der MCP-Kanäle weniger als  $20 \mu m$  beträgt. [dMCP]

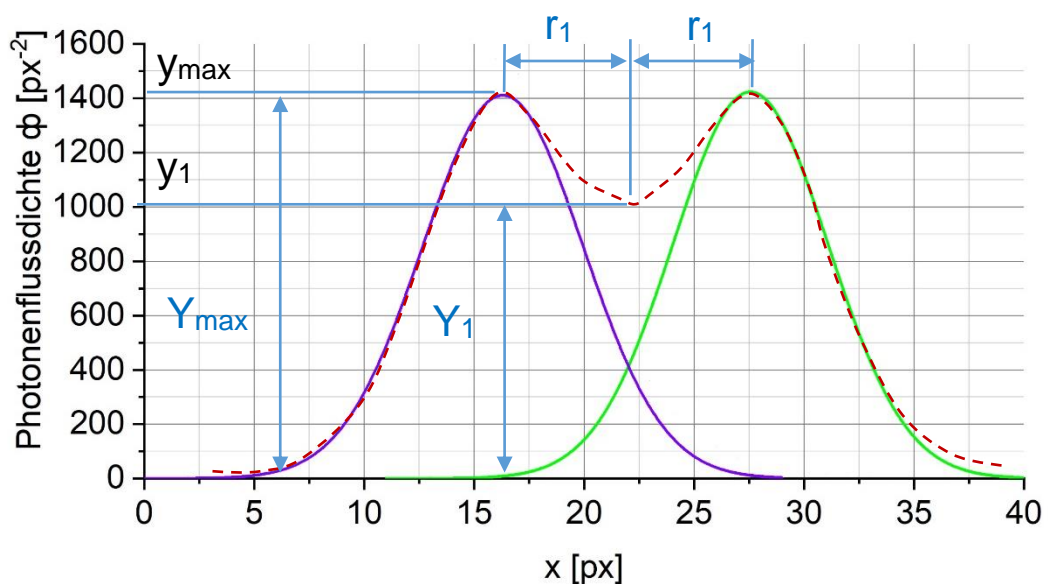


Abb. 2.14. Beispiel der Auflösung zweier Gauss-Peaks mit der gleichen Amplitude.

**Tabelle 2.6.** Auflösung der sCMOS-Kamera mit Verstärker bei verschiedenen MCP-Steuerspannungen

MCP- Steuerspannung, $U_v$ [V]	Abschätzung der Halbwertbreite (FWHM) [px]	w [px]	$\Delta_{min}$ [px], Formel (2.14)	$x_{MCP_{min}}$ [ $\mu\text{m}$ ], Formel (2.15)
2.5	6	5.1	6.9	50
3.0	6	5.1	6.9	50
3.5	6	5.1	6.9	50
4.0	7	5.9	8.0	58
4.5	8	6.8	9.2	67
5.0	8	6.8	9.2	67

## 2.5. Charakterisierung der Aufnahme von einer sCMOS-Kamera mit Verstärker

Mit der Erhöhung der MCP-Steuerspannung leuchten die MCP-Kanäle stärker. Obwohl dabei der absolute Wert des Rauschens steigt (siehe Abb. 2.15B, C), erhöht sich die Qualität der Aufnahme, bzw Modulationsübertragungsfunktion (MTF) und Signal-Rausch-Verhältnis (SNR), siehe Abb. 2.16. Dabei wird für die MTF die folgende Formel verwendet:

$$MTF = \frac{\phi_{max} - \phi_{min}}{\phi_{max} + \phi_{min} - 2\phi_0} \quad (2.16)$$

mit dem Abzug des Untergrundes, d.h.  $\phi_0$ . Die Größen  $\phi_{max}$ ,  $\phi_{min}$  und  $\phi_0$  werden auf Abb. 2.16 gezeigt.

Für das SNR gilt

$$SNR = \frac{\phi_{max} - \phi_0}{\Delta\phi_R} \quad (2.17)$$

mit der Amplitude des Rauschens  $\Delta\phi_R$ . Im idealen Fall sollten  $MTF = 1$  und  $SNR = \infty$  sein.

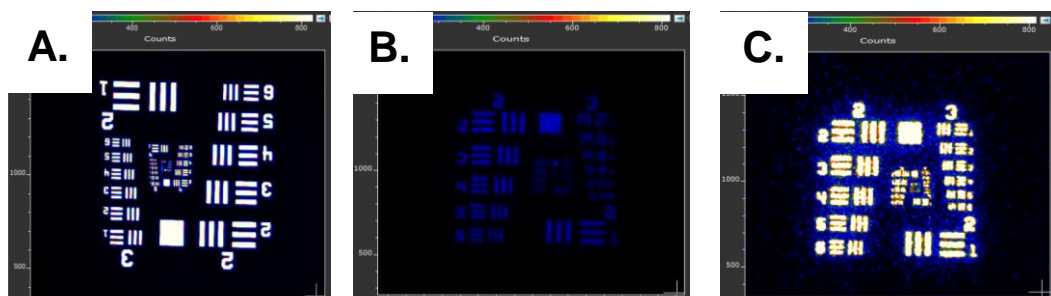


Abb. 2.15. Das 1951 USAF Test-Target wird mit von einem weißen Blatt Papier gestreutem Licht beleuchtet. Ursprüngliche Quelle ist eine Glühbirne bei einer Spannung von 150 V. Alle Bilder wurden mit einer Expositionszeit von 0.2 s bei den gleichen äußeren Bedingungen (der Abstand zwischen Quelle und Target bleibt unverändert) aufgenommen. Der Unterschied zwischen den Bildern ist: **A.** Ohne Verstärker. **B.** Mit Verstärker, MCP-Steuerspannung 2.5 V. **C.** Mit Verstärker, MCP-Steuerspannung 3.5 V (Messung ab 18.01.19).

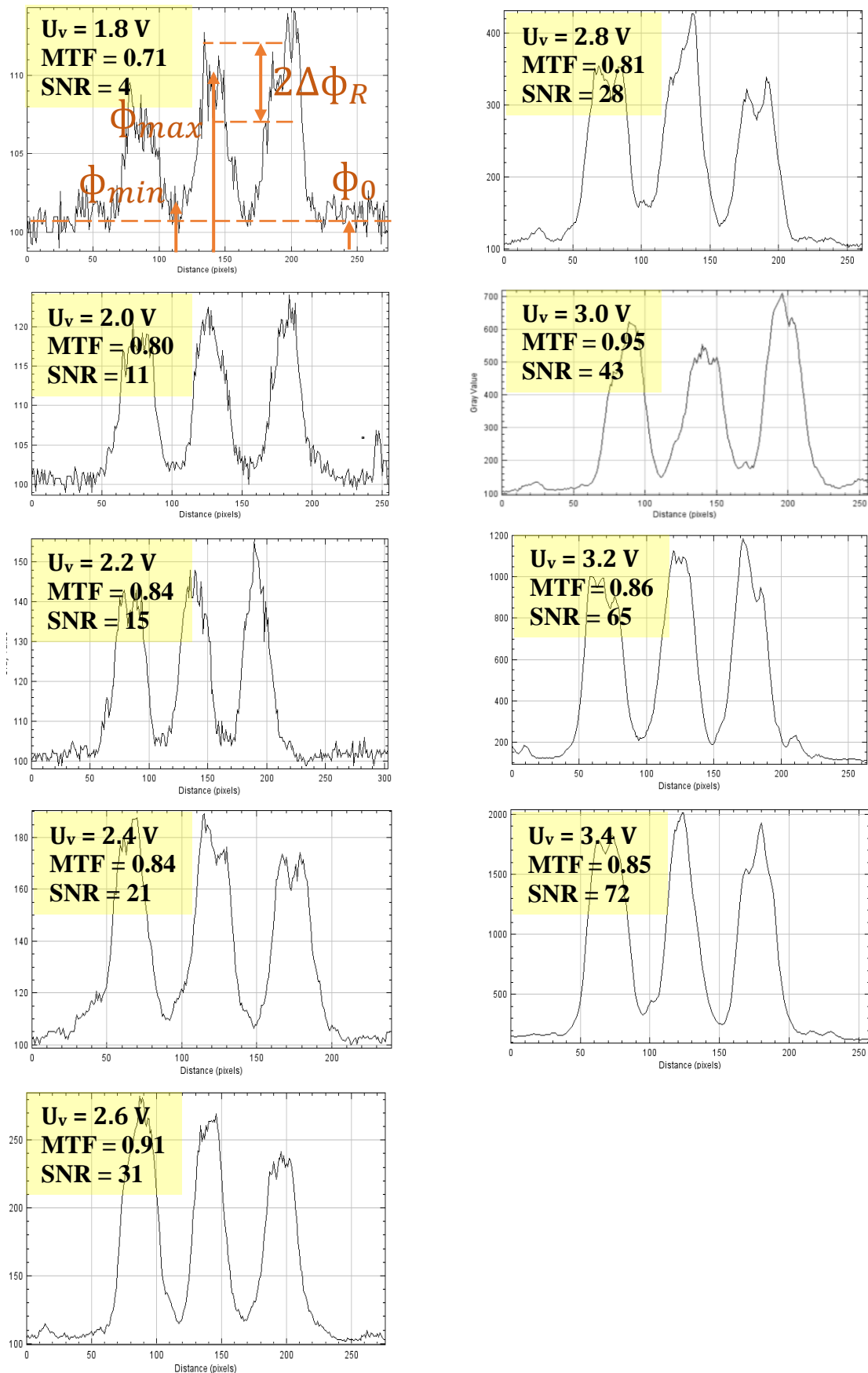


Abb. 2.16. Messung der Photonendichte für die Linien der 2. Gruppe 1. Untergruppe des 1951 USAF Test-Targets bei verschiedenen MCP-Steuerspannungen. Die Bilder wurden für die gleiche Lichtquelle mit einer Kamera-Expositionszeit von 0.2 s aufgenommen.



Außerdem kann man anmerken, je größer die Expositionszeit ist, desto höher ist die Anzahl der zu registrierenden MCP-Kanäle (Abb. 2.17).

Zum Vergleich wird auf Abb. 2.18 das größte Rechteck im 1951 USAF Test-Target für zwei Situationen (ohne Verstärker und mit Verstärker) dargestellt. Im zweiten Fall ist die Qualität der Aufnahme deutlich schlechter, aber die gesamte Photonendichte ist gestiegen. Wie man erwartet, ist die Qualität besser, wenn die Messung eine längere Zeit durchgeführt wird.

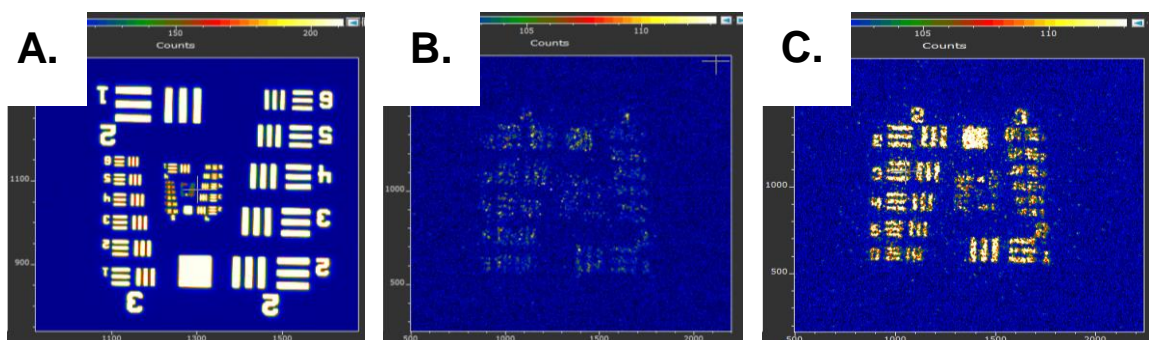


Abb. 2.17. Das 1951 USAF Test-Target wird mit von einem weißen Blatt Papier gestreutem Licht beleuchtet. Ursprüngliche Quelle ist eine Glühbirne bei einer Spannung von 80 V. Alle Bilder wurden bei den gleichen äußeren Bedingungen (der Abstand zwischen der Quelle und dem Target bleibt ohne Änderung) aufgenommen. Der Unterschied zwischen den Bildern ist: **A.** Ohne Verstärker, Expositionszeit 0.2 s. **B.** Mit Verstärker, MCP-Steuerspannung 2.5 V, Expositionszeit 0.2 s. **C.** Mit Verstärker, MCP-Steuerspannung 2.5 V, Expositionszeit 1 s (Messung ab 18.01.19).

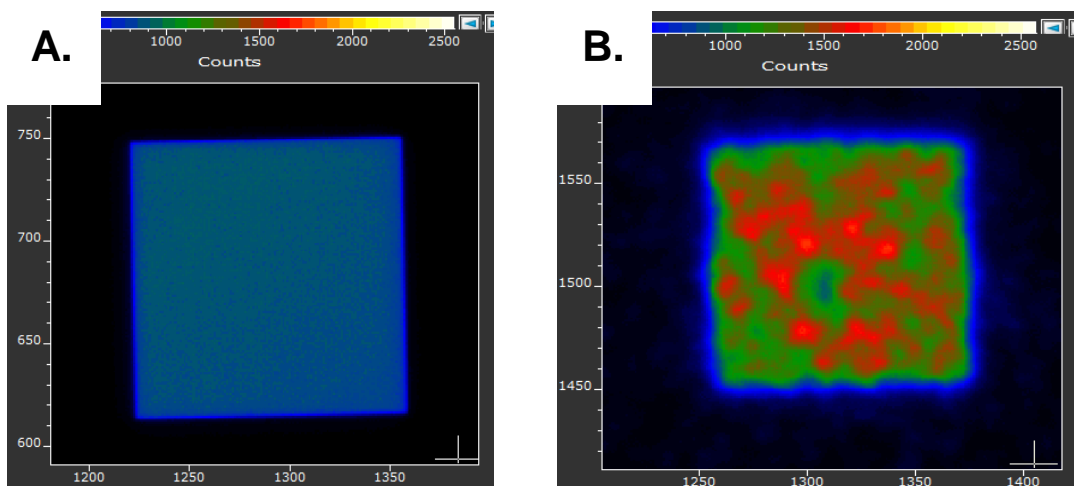


Abb. 2.18. Das größte Rechteck im 1951 USAF Test-Target. Das Test-Target wird mit von einem weißen Blatt Papier gestreutem Licht beleuchtet. Ursprüngliche Quelle ist eine Glühbirne bei einer Spannung von 230 V. Beide Bilder wurden mit einer Expositionszeit von 0.2 s bei den gleichen äußeren Bedingungen (der Abstand zwischen der Quelle und dem Target bleibt ohne Änderung) aufgenommen. Der Unterschied zwischen den Bildern ist: **A.** Ohne Verstärker. **B.** Mit Verstärker, MCP-Steuerspannung 3.0 V. (Messung ab 30.11.18).

**Tabelle 2.7.** Relative Effizienz des Verstärkers für das ganze 1951 USAF Test-Target (Messungen ab 18.01.19)

Lichtquelle	Anzahl der von der Sensorfläche der Kamera registrierten Photonen für das ganze Test-Target (Expositionszeit 0.2 s)			Relative Effizienz des Verstärkers für das ganze Test-Target	
	$\Phi_0$ (ohne Verstärker)	$\Phi_{25}$ (bei 2.5 V MCP)	$\Phi_{35}$ (bei 3.5 V MCP)	$\eta_{V25} = \frac{\Phi_{25}}{\Phi_0}$	$\eta_{V35} = \frac{\Phi_{35}}{\Phi_0}$
Glühbirne bei 100 V	$53.6 \cdot 10^6$	$2.3 \cdot 10^6$	$44.7 \cdot 10^6$	0.043	0.834
Glühbirne bei 150 V	$246.2 \cdot 10^6$	$17.2 \cdot 10^6$	$373.5 \cdot 10^6$	0.070	1.517

Aus dem Experiment folgt, dass die Effizienz der MCP-Kanäle nicht gleichzeitig hoch ist. Infolgedessen sind die Verluste im Verstärker wesentlich groß. Für die Bestätigung dieses dienen die Messdaten in Tabelle 2.7. Das Experiment wurde für die gleiche Position des Eingangsobjektivs relativ zum Test-Target und der Lichtquelle ohne Verstärker und mit Verstärker durchgeführt. Gemäß der Formel (2.9) wird die Anzahl der von der Sensorfläche der Kamera registrierten Photonen für einen gleichen Messbereich ( $1050 \times 1020$  px) berechnet. Daraus wurde die relative Effizienz des Verstärkers für das ganze Test-Target berechnet.

Also, trotzdem die Verstärkung der einzelnen Photonen von der sCMOS-Kamera mit Verstärker z.B.  $10^4$  bei der MCP-Steuerspannung 3.5 V (siehe Tabelle 2.4) erreicht, beträgt die gesamte Verstärkung des Bildes durch Verstärker nur 1.5. Dieses Resultat zeigt, dass sich die MCP-Kanäle im Verstärker nicht effektiv beteiligen.

### 2.6. Abhängigkeit der Quanteneffizienz von der MCP-Steuerspannung

Wenn die MCP-Steuerspannung in einem breiten Intervall (von 0.5 bis 5.0 V) geändert wird, muss man eine wechselnde Lichtquelle verwenden, um Überbelichtung der Sensorfläche der Kamera zu vermeiden. Als primäre Lichtquelle wurde eine Glühbirne ausgewählt. Aber das Licht der Glühbirne ist nicht homogen und zu intensiv für die Beleuchtung der Sensorfläche der Kamera. Um diese zwei Probleme zu lösen, wurde das Licht von der Glühbirne auf ein weißes Blatt Papier projiziert. Wenn sich die Kamera etwa 2 m entfernt von dem beleuchteten Blatt befindet, ist es eine gute Näherung, das Blatt als eine sekundäre homogene Lichtquelle zu betrachten.

- **Kalibrieren der Leuchtkraft einer Glühbirne über ihrer Betriebsleistung**

Für das Kalibrieren wurde die Proportionalität der Leuchtkraft der Glühbirne zur durchschnittlichen von der Kamera registrierten Photonendichte genutzt. Diese Kalibration ist notwendig, um die gesamte (nicht stückweise) Abhängigkeit der von der Kamera registrierten Photonendichte von der MCP-Steuerspannung für eine gleiche Lichtquelle (z.B. Glühbirne bei einer konstanten Betriebsleistung) zu erhalten. Dadurch kann man die Abhängigkeit der Quanteneffizienz des Systems von der MCP-Steuerspannung erhalten.

### Messmethode und Ergebnisse

Durch Änderung der Betriebsleistung einer Glühbirne mithilfe eines Regelwiderstands kann man die Leuchtkraft dieser Glühbirne regulieren.

Im Experiment wurde das von einem weißen Blatt Papier gestreute Licht von der Kamera registriert. Dabei wurde die Kamera ohne Objektiv verwendet (siehe Abb. 2.19). Die Messungen wurden für den gleichen Messbereich, der in Abb. 2.20 mit einem roten Rechteck markiert wird, durchgeführt.

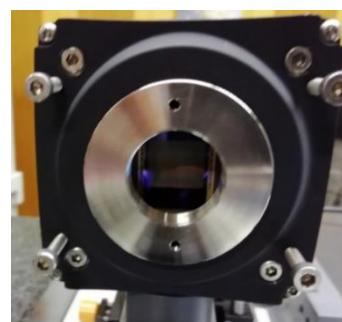
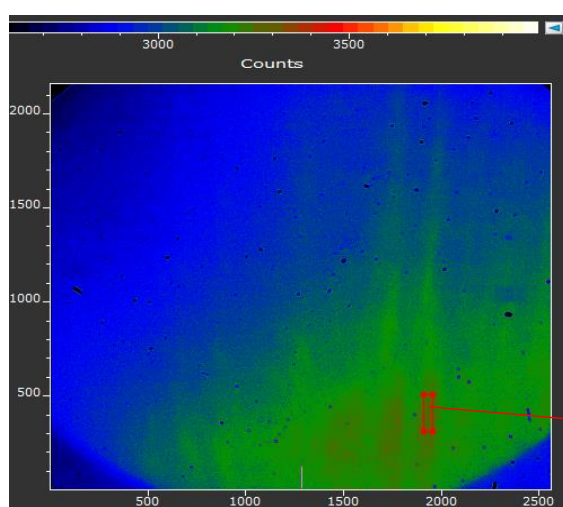


Abb. 2.19. Die sCMOS-Kamera ohne Objektiv während des Kalibrierens.



Ohne Abzug  
des Rauschniveaus  
der Kamera

Mean	3246,43
Maximum	3330
Total Counts	3,24643e+07

Messbereich

Left	Bottom	Width	Height
1900	300	50	200

Abb. 2.20. Beleuchten des Kamera-Sensors ohne Objektiv beim Kalibrieren der Leuchtkraft einer Glühbirne über ihrer Betriebsleistung (Messungen ab 28.12.18).



Mit Hilfe des Programms „*Andor Solis for Imaging*“ (Menu/Display/Analysis Region of Interest) wird der gezeigte Messbereich des Kamera-Sensors für die Auswertung der Photonenflussdichte gewählt. Dabei unterscheidet Maximum der Photonenflussdichte in diesem Messbereich (Abb. 2.20) von dem durchschnittlichen Wert weniger als  $\frac{3330-3246}{3330-100} \cdot 100\% = 2.6\%$ . Hierbei wird der Abzug des Rauschniveaus berücksichtigt.

Im Anhang 1 werden die Daten der Experimentreihen mit verschiedenen Expositionszeiten angegeben. Dabei wurde eine Überlappung der Messintervalle berücksichtigt, damit man eine Umrechnung der Photonenflussdichte abhängig von der Betriebsleistung der Glühbirne ausführen kann. In Tabelle 2.7 wurden die für die Expositionszeit 0.02 s umgerechneten Durchschnittswerte der Photonenflussdichte für die Kalibrierungskurve dargestellt, wobei U die an der Glühbirne angelegte Spannung und  $P = U \cdot I$  mit dem Strom I die Betriebsleistung ist. Für die erhaltenen Daten werden Interpolationspolynome angewendet (Abb. 2.21).

**Tabelle 2.7.** Für die Expositionszeit 0.02 s umgerechnete Durchschnittswerte der Photonenflussdichte

<b>U [V]</b>	230	220	210	200	190	180	170
<b>P [W]</b>	66.7	61.6	56.7	52	49.4	45	40.8
<b><math>\phi</math> [px<sup>2</sup>]</b>	8640.1	7623.2	6939.8	5994.8	5157.2	4320.5	3600.3
<b>U [V]</b>	160	150	140	130	120	110	100
<b>P [W]</b>	36.8	33.75	30.8	26.975	24	0.19	0.18
<b><math>\phi</math> [px<sup>2</sup>]</b>	2903.2	2353.6	1835.4	1408.9	1051.6	756.31	507.26
<b>U [V]</b>	90	80	70	60	50	40	
<b>P [W]</b>	0.17	0.16	10.5	7.95	6	4.4	
<b><math>\phi</math> [px<sup>2</sup>]</b>	332.93	200.21	106.83	49.337	17.574	4.7123	

- **Abhängigkeit der Quanteneffizienz der sCMOS-Kamera mit Verstärker von der MCP-Steuerspannung im Intervall von 1.5 V bis 5.0 V**

Die Quanteneffizienz der sCMOS-Kamera mit Verstärker hängt von der MCP-Steuerspannung und Eingangsphotonenflussdichte ab. Durch die Spannungsregulation an der Glühbirne kann die durchschnittliche Eingangsphotonenflussdichte im Messbereich ohne Änderung gelassen werden. Deshalb entsteht nur eine Abhängigkeit der Quanteneffizienz von der MCP-Steuerspannung.

Im Experiment wurde das größte Rechteck des 1951 USAF Test-Targets (Abb. 2.22) für die Messung verwendet. Für die Quanteneffizienz gilt:

$$Q = \frac{\Phi_{aus}}{\Phi_{ein}} = \frac{\langle \phi_{aus} \rangle}{\langle \phi_{ein} \rangle} \sim \frac{\langle \phi_{aus} \rangle}{\langle \phi_{Glüh} \rangle}, \quad (2.18)$$

wobei  $\langle \phi_{ein} \rangle$ ,  $\langle \phi_{aus} \rangle$  die durchschnittliche Eingangs- (vor der Kamera mit Verstärker) bzw. Ausgangsphotonenflussdichte (auf der Sensorfläche der Kamera) ist.

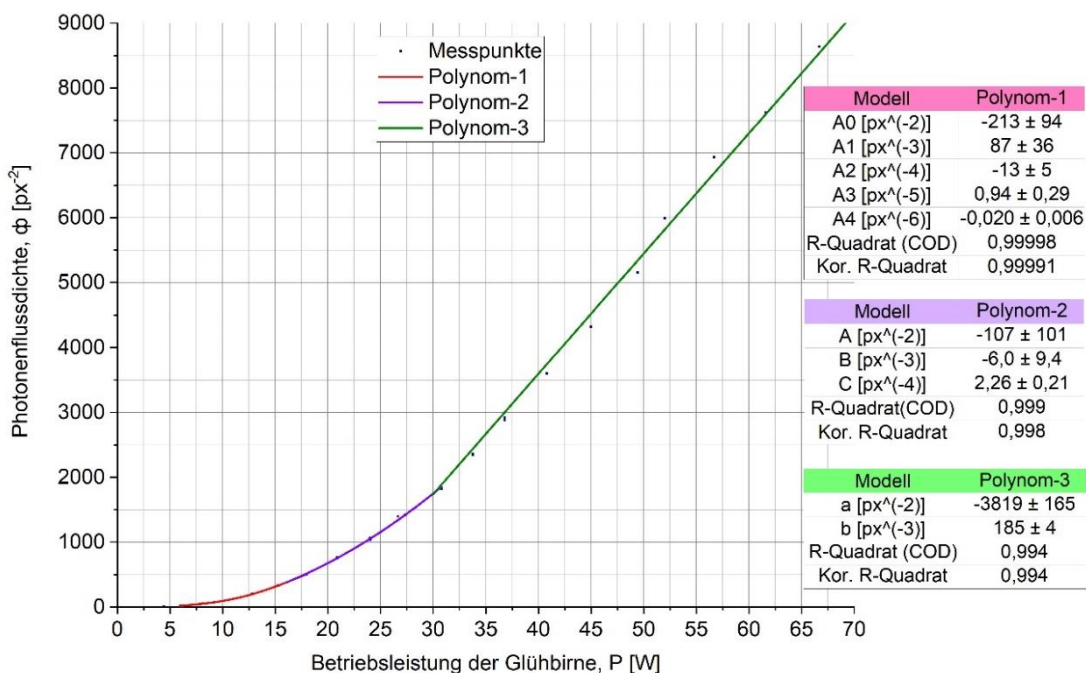


Abb. 2.21. Abhängigkeit der durchschnittlichen Photonendichte im Messbereich, der in Abb. 2.20 dargestellt ist, von der Betriebsleistung der Glühbirne bei einer Expositionszeit von 0.02 s der sCMOS-Kamera (Messung ab 28.12.18). Interpolation-Polynome:  $\phi_1 = A_0 + A_1 \cdot x + A_2 \cdot x^2 + A_3 \cdot x^3 + A_4 \cdot x^4$  (Polynom-1),  $\phi_2 = A + B \cdot x + C \cdot x^2$  (Polynom-2),  $\phi_3 = a + b \cdot x$  (Polynom-3).

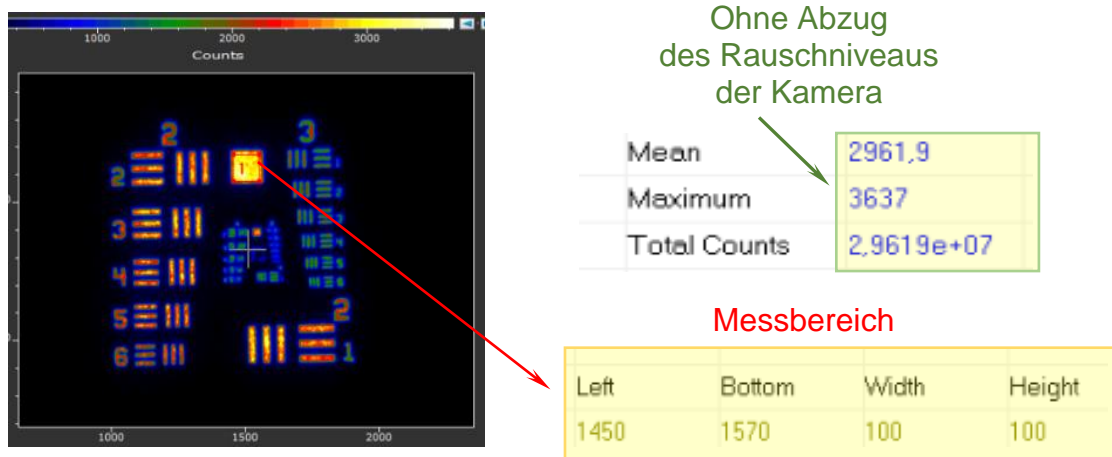


Abb. 2.22. Messbereich des größten Rechtecks im 1951 USAF Test-Target.

Während der Kalibration der sCMOS-Kamera wurde die durchschnittliche Photonenflussdichte ( $\langle\phi_{Glüh}\rangle$ ) in Abhängigkeit von der Betriebsleistung der Glühbirne bestimmt.

Aus Formel (2.18) folgt

$$K \cdot Q = \frac{\langle\phi_{aus}\rangle}{\langle\phi_{Glüh}\rangle} \quad (2.19)$$

mit einer Konstante K.

Die Messdaten sowie das Resultat der Rechnung mit Hilfe der Formel (2.19) sind im Anhang 2 dargestellt. Aus Abb. 2.23 folgt empirisch, dass die Steigung der Regressionsgeraden  $\lg(Q)$  von der MCP-Steuerspannung  $U_V$  im Intervall von 1.5 bis 4.0 V bei verschiedenen durchschnittlichen Eingangsphotonenflussdichten konstant bleibt  $\alpha = (1.38 \pm 0.02) V^{-1}$ . Man kann daraus schließen, dass die Änderung der durchschnittlichen Eingangsphotonenflussdichte nur zu einer Verschiebung der Abhängigkeitskurve  $\lg(Q)$  von  $U_V$  führt. Infolgedessen ist es möglich eine Umrechnung zu einem Wert der durchschnittlichen Eingangsphotonenflussdichte zu erfüllen.

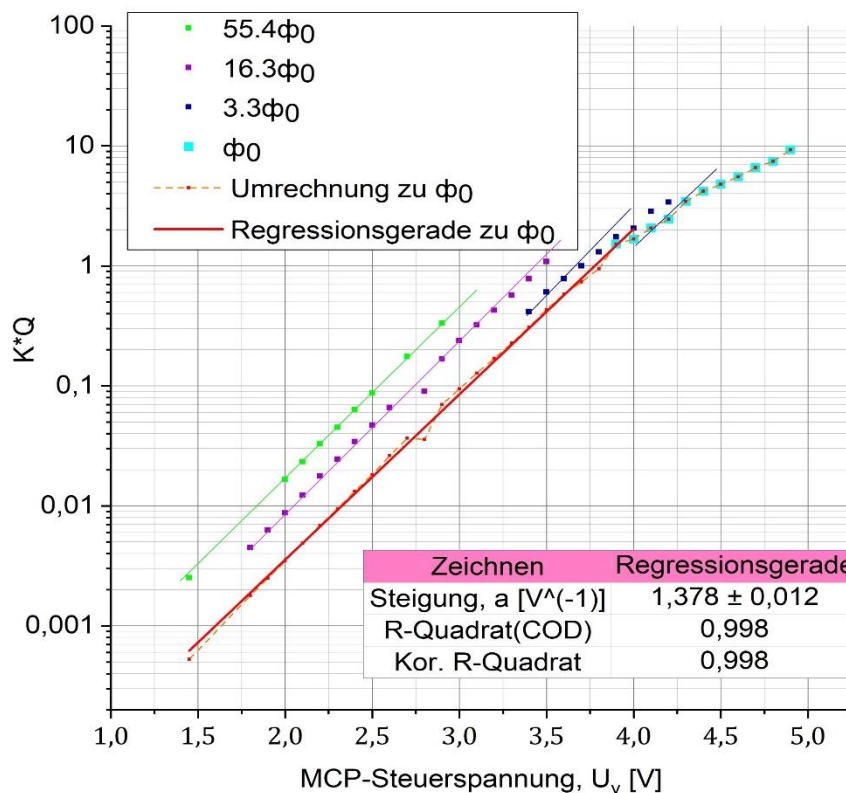


Abb. 2.23. Abhängigkeit der nicht normierten Quanteneffizienz der sCMOS-Kamera mit Verstärker von der MCP-Steuerspannung bei verschiedenen Mittelwerten der Eingangsphotonenflussdichte ( $\langle\phi_{ein}\rangle$ ), z.B. bei  $\phi_0$  usw.

Also,

$$\lg(K \cdot Q) = \alpha \cdot U_v + \lg(K_0),$$

oder

$$\lg(Q) = \alpha \cdot U_v + \lg\left(\frac{K_0}{K}\right) = \alpha U_v + \beta(\langle\Phi_{ein}\rangle), \quad (2.20)$$

wobei  $\beta = \beta(\langle\Phi_{ein}\rangle)$  eine Funktion ist, die von der durchschnittlichen Eingangspotonenflussdichte abhängt ist.

Durch die empirische Formel (2.20) kann man die relative Verstärkung des Lichts von einer Quelle mit gleicher Eingangspotonenflussdichte bei zwei verschiedenen MCP-Steuerspannungen  $U_{v1}$  und  $U_{v2}$  bestimmen:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\langle\Phi_{aus,2}\rangle}{\langle\Phi_{aus,1}\rangle} = 10^{\alpha \cdot (U_{v2} - U_{v1})}, \quad (2.21)$$

wobei  $Q_1 = Q(\langle\Phi_{ein}\rangle, U_{v1})$ ,  $Q_2 = Q(\langle\Phi_{ein}\rangle, U_{v2})$ .

Für die Überprüfung von Formel (2.21) wurde die Anzahl der registrierten Photonen für das ganze Test-Target bei der MCP-Steuerspannung 2.5 V bzw. 3.5 V bestimmt (Tabelle 2.7):

1) für die Glühbirne bei 100 V  $\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\Phi_{aus,2}}{\Phi_{aus,1}} = \frac{\Phi_{35}}{\Phi_{25}} = \frac{44.7 \cdot 10^6}{2.3 \cdot 10^6} = 19.4;$

2) für die Glühbirne bei 150 V  $\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\Phi_{aus,2}}{\Phi_{aus,1}} = \frac{\Phi_{35}}{\Phi_{25}} = \frac{373.5 \cdot 10^6}{17.2 \cdot 10^6} = 21.7.$

Der Erwartungswert beträgt  $10^{\alpha \cdot (U_{v2} - U_{v1})} = 10^{1.38} = 24.0$ .

- **Abhängigkeit der von der sCMOS-Kamera mit Verstärker registrierten Photonenflussdichte von der MCP-Steuerspannung im Intervall von 0.5 bis 1.5 V für eine gleiche Lichtquelle (direkte Strahlung von der Glühbirne mit einer Laminierfolie bei einer Spannung von 229 V)**

Hier wird noch eine Methode erläutert, wie man die Steigung  $\alpha$  in der Formel (2.20) im Fall der kleinen MCP-Steuerspannungen (von 0.5 bis 1.5 V) bestimmen kann. Durch die sCMOS-Kamera mit Verstärker wird direkte Strahlung von der Glühbirne mit einer Laminierfolie bei einer Spannung von 229 V registriert (Abb. 2.24A). Durch Änderung der MCP-Steuerspannung ändert sich auch die Amplitude des registrierten Signals. In unserem Fall kann das Strahlungsprofil der Lampe Gaussförmig angenähert werden (Abb. 2.24B). Dabei

gilt die Proportionalität der Quanteneffizienz der sCMOS-Kamera mit Verstärker zur Amplitude des registrierten Signals:

$$Q = Q(\langle \phi_{ein} \rangle, U_v) \sim \phi_{aus\_max}, \quad (2.22)$$

Die Amplitude des Signals wird aus dem Gauss-Fit (Abb. 2.24B) mit Hilfe der folgenden Formel berechnet:

$$\phi_{aus\_max} = y_{max} - y_0 = \frac{A}{w} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}}. \quad (2.23)$$

Zum Vergleich wurden die Messungen ohne Filter und mit einem Filter ( $450 \pm 40$ ) nm vor dem Objektiv bei verschiedenen MCP-Steuerspannungen durchgeführt. Die Resultate sind in Abb. 2.25 dargestellt. Dabei beträgt die Steigung der Regressionsgerade  $\alpha = 1.58 V^{-1}$  unabhängig von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung (siehe Abb. 2.25).

### 2.7. Abhängigkeit der registrierten Photonendichte von der Kamera-Expositionszeit

Durch die Messungen im Abschnitt 2.6 wurde danach die Abhängigkeit der registrierten durchschnittlichen Photonendichte bei gleicher MCP-Steuerspannung von der Kamera-Expositionszeit untersucht. Wie man erwartet, ist diese Abhängigkeit linear.

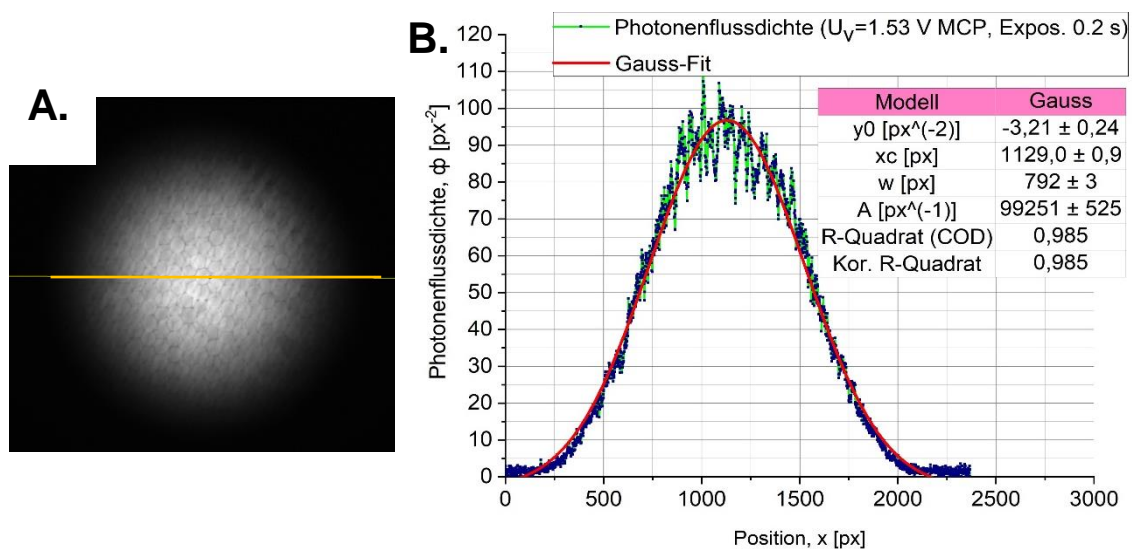


Abb. 2.24. **A.** Aufnahme der Kamera mit Verstärker für die Glühbirne mit einem Filmpapier. **B.** Photonendichte im Durchmesserschnitt des Signals (Messungen ab 08.02.19). Für die Gauss-Verteilung gilt:  $y = y_0 + \frac{A}{w} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \exp\left(-2 \left(\frac{x-x_c}{w}\right)^2\right)$ .

Aber ihre Steigung hängt von der durchschnittlichen Eingangsphotonenflussdichte ab. In Abb. 2.26, 2.27 wird diese Abhängigkeit für zwei Lichtquellen (Licht direkt von der Glühbirne und von einem weisem Blatt Papier gestreutes Licht) gezeigt.

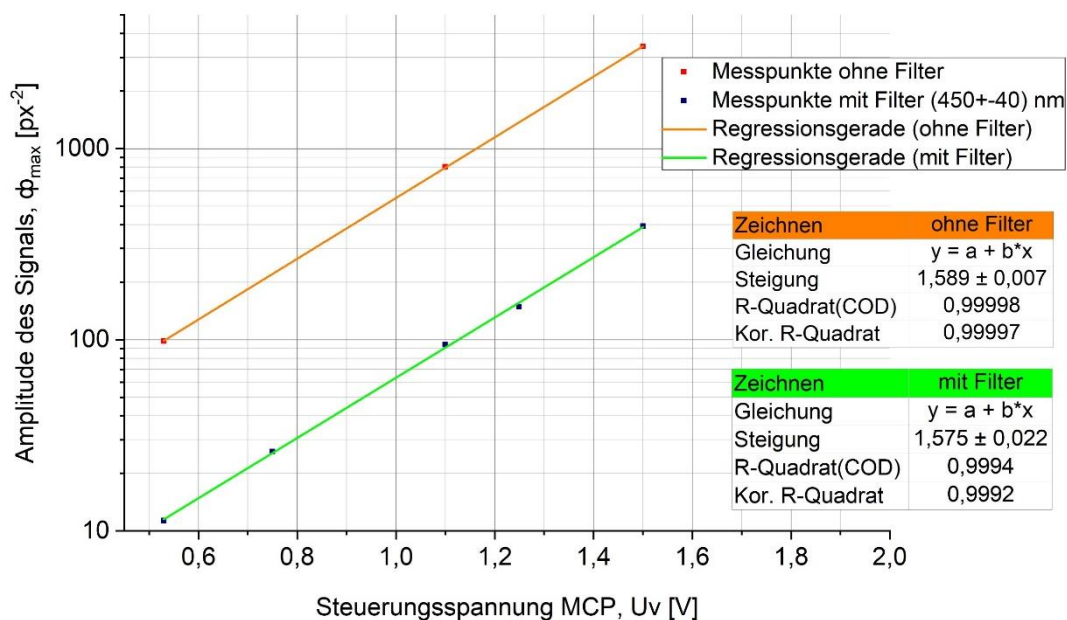


Abb. 2.25. Abhängigkeit der Amplitude des Signals von der MCP-Steuerspannung (im Intervall von 0,5 bis 1,5 V) für direkte Strahlung von der Glühbirne mit einer Laminierfolie (Messungen ab 08.02.19).

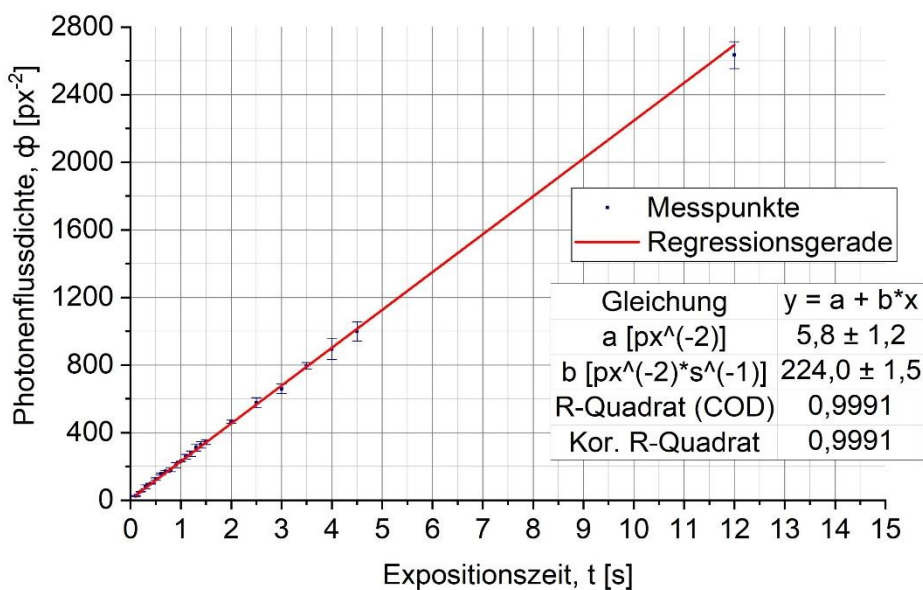


Abb. 2.26. Abhängigkeit der registrierten durchschnittlichen Photonendichte bei gleicher Quelle (ein beleuchtetes weißes Blatt Papier) von der Expositionszeit für die MCP-Steuerspannung 2,0 V (Messungen ab 30.11.18).



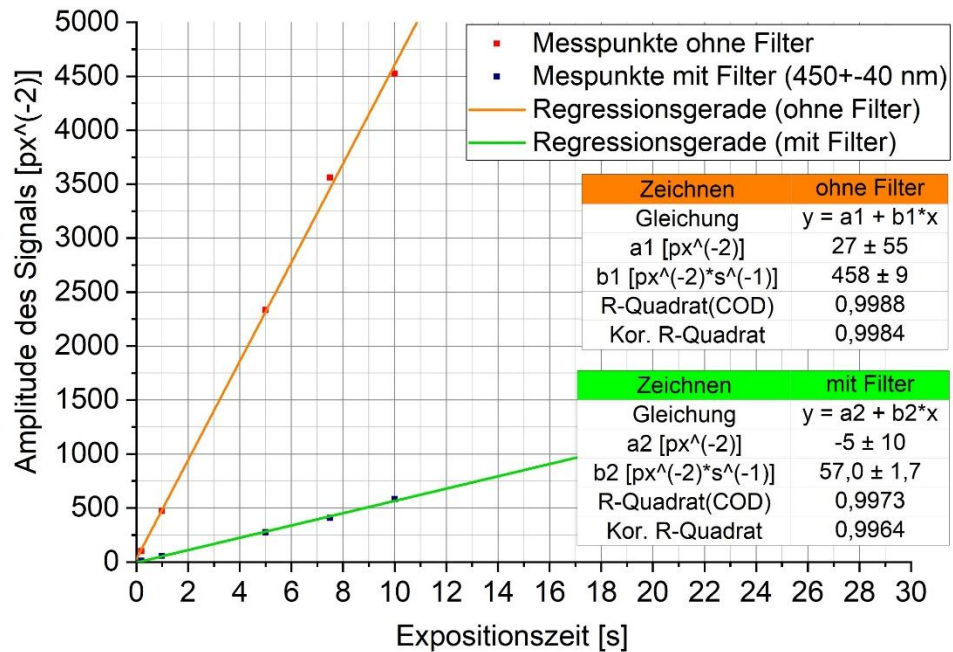


Abb. 2.27. Abhängigkeit der Amplitude des Signals von der Expositionszeit bei der MCP-Steuerspannung 0.53 V für direkte Strahlung von der Glühbirne mit einer Laminierfolie (Messungen ab 08.02.19).

## Zusammenfassung zum Kapitel 2

- Es wurde die Vergrößerung des inneren Objektivs des Verstärkers festgestellt. Ihr Wert beträgt  $0.88 \pm 0.02$ .
- Das Profil und die Breite der Linien des 1951 USAF Test-Targets sind durch den Verstärker deformiert.
- Das Rauschniveau der sCMOS-Kamera beträgt ungefähr 100 Ereignisse pro Pixel.
- Die Aberrationen im inneren Objektiv des Verstärkers sind durch einzelne äußere Photonen sichtbar. Man kann den zentralen Teil des Bildes bestimmen, wo die Abbildung noch scharf ist, siehe Abb. 2.11.
- Die maximale Quanteneffizienz der sCMOS-Kamera mit Verstärker für ein äußeres Photon kann als  $2 \cdot 10^5$  abgeschätzt werden.
- Mit dem Anstieg der MCP-Steuerspannung sinkt die Anzahl der leuchtenden Kanäle, aber die Photonenflussdichte erhöht sich. Bei der MCP-Steuerspannung von 4.0 bis 5.0 V bleibt sichtbare Größe der leuchteten Kanäle nahezu konstant.

- Der Abstand zwischen zwei unterscheidbaren Kanälen bestimmt das Auflösungsvermögen der sCMOS-Kamera mit Verstärker, siehe die Daten in Tabelle 2.6. Daher folgt, dass direkt benachbarte Kanäle nicht auflösbar sind.
- Obwohl die Verstärkung der einzelnen Photonen im Verstärker hoch ist (z.B. erreicht sie bei  $U_v = 3.5 \text{ V}$  ca.  $10^4$ , siehe Tabelle 2.4), beträgt die gesamte Verstärkung des Bildes nur 1.5. Dieses Resultat zeigt, dass sich die MCP-Kanäle im Verstärker nicht effektiv beteiligen.
- Empirisch wurde gezeigt, dass die Quanteneffizienz  $Q$  der sCMOS-Kamera mit Verstärker gemäß der folgenden Formel bestimmt wird:

$$\lg(Q) = \alpha \cdot U_{verst} + \beta(\langle \phi_{ein} \rangle), \quad (2.24)$$

wobei  $\beta(\langle \phi_{ein} \rangle)$  eine Funktion ist, die von der durchschnittliche Eingangsphotonenflussdichte abhängt, und  $\alpha$  eine Konstante ist. Die Konstante  $\alpha$  wird als die Steigung der Regressionsgerade (2.24) bestimmt.

- Im Interfall von 1.5 bis 4.0 V kann man die Steigung der Regressionsgeraden als

$$\alpha = (1.38 \pm 0.02) \text{ V}^{-1}$$

abschätzen. Diese Steigung bleibt fast ohne Änderung bei verschiedenen Eingangsphotonenflüssen. Bei höherer MCP-Steuerspannung entsteht eine Sättigung, siehe Abb. 2.23, d.h. die Formel (2.24) gilt nicht mehr.

Im Intervall von 0.5 bis 1.5 V beträgt die Steigung der Regressionsgeraden

$$\alpha = 1.58 \text{ V}^{-1}.$$

- Man kann die relative Verstärkung des Lichts einer gleichen Quelle bei zwei verschiedenen MCP-Steuerspannungen  $U_{v1}$  und  $U_{v2}$  bestimmen:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = 10^{\alpha \cdot (U_{v2} - U_{v1})} \quad (2.25)$$

- Die Abhängigkeit der registrierten durchschnittlichen Photonenflussdichte von der Expositionszeit ist linear, aber die Steigung der Regressionsgeraden hängt vom Eingangsphotonenfluss ab.



### 3. Verwendung der optimierten Einstellungen des XCOT-Systems im Experiment mit Au-Ionenstrahl bei GSI (1.-7.03.2019)

**Ziele des Experiments** sind:

- das Profil der Ionenstrahlintensitätsverteilung zu diagnostizieren,
- das Auflösungsvermögen des XCOT-Systems bei Wechselwirkung des Au-Ionenstrahls mit einem Gitter-Target zu bestimmen.

#### 3.1. Aufbau des Experiments

- **UNILAC-Beschleuniger**

Zur Erzeugung eines Ionenstrahls steht an der GSI ein Linearbeschleuniger, der UNILAC, zur Verfügung. Zuerst werden die Atome in einer Ionenquelle durch Hochstrom-Gasentladung hoch ionisiert und mit Hilfe eines elektrischen Felds in den Beschleuniger injiziert. Der Beschleuniger selbst ist etwa 120 m lang und besteht aus einem elektrostatischen Vorbeschleuniger und einem Hauptbeschleuniger, in dem die Ionen auf die notwendige Energie beschleunigt werden. Danach wird der Ionenstrahl für unser Experiment mit Hilfe der Dipolmagnete zum Z6-Experimentierplatz geleitet. [UNILAC], [Mah17]

In Tabelle 3.1 werden die Parameter des Ionenstrahls für das Experiment dargestellt.

**Tabelle 3.1.** Parameter des Ionenstrahls für das Experiment

Parameter	Daten
Ladungszustand und Teilchensorte vor Target	Au <sup>26+</sup>
Strahlenergie	11.4 MeV/u
Durchmesser des Ionenstrahls nach Diaphragma	3 mm
Makropulsdauer	1 ms
Wiederholrate des Makropulses	3 – 5 Hz
Ladungszustand nach Target	Au <sup>50+</sup>
Strahlstrom, der mit Hilfe einer Faraday-Tasse nach dem Target gemessen wurde	2 – 5 $\mu$ A

- **Parameter der verwendeten Gitter-Targets**

Es wurde eine Tantal-Folie mit 10  $\mu$ m Dicke, 15  $\times$  15 mm verwendet. Außerdem wurden zwei Gitter-Targets mit 10  $\mu$ m Dicke: Cu100 (100 Linien pro Zoll) und Cu150 (150 Linien pro Zoll) verwendet, um die Analyse sowohl der Ionenflussverteilung auf dem Target als auch der Auflösung des XCOT-Systems durchzuführen, siehe Abb. 3.1 – 3.2.

- **XCOT-System am Z6 Experimentierplatz**

Das XCOT-System wird schematisch in Abb. 3.3 dargestellt. Es besteht aus einem Pinhole mit einem Szintillator (siehe Abb. 3.4) und einer sCMOS-Kamera mit Verstärker und Teleobjektiv (siehe Abb. 3.5). Der Szintillator wurde im Abschnitt 1.2 beschrieben. Die sCMOS-Kamera und der Verstärker wurden im Kapitel 2 bereits erwähnt. Im Anhang 3 werden die Spezifikationen des verwendeten Teleobjektivs angegeben.

### 3.2. Durchführung des Experiments

- **Einstellungen vor dem Experiment**

Die Positionen des Targets und der Pinholes wurden mit Hilfe eines Lasers eingestellt. Für die Fernsteuerung der sCMOS-Kamera und des Verstärkers wurde ein lokales Netzwerk aufgebaut. Mithilfe des Programms „Andor SOLIS“ lässt sich die sCMOS-Kamera durch eine USB-Verbindung mit dem Laptop in der Target-Hütte verwalten. Dabei wurde der gezeigte Laptop ferngesteuert. Der Verstärker lässt sich auch durch ein LAN-Kabel steuern,

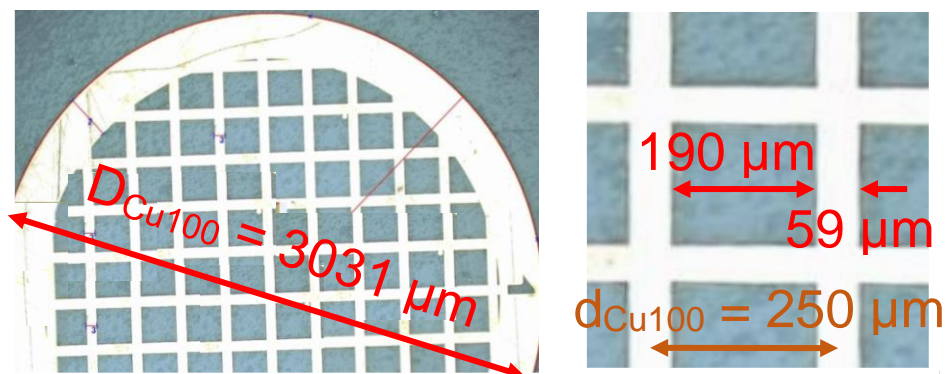


Abb. 3.1. Darstellung des Cu100 Gitter-Targets.

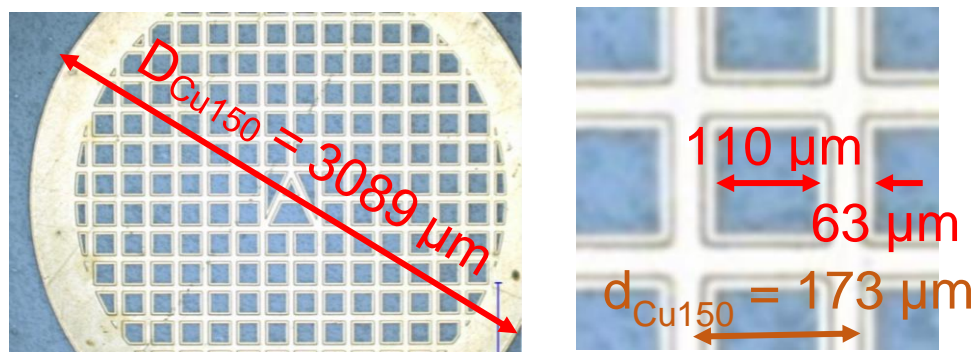


Abb. 3.2. Darstellung des Cu150 Gitter-Targets.

bzw. man kann die Verzögerung und die MCP-Steuerspannung angeben. Für eine automatische Aufnahme wurde ein Skript (im Anhang 4) geschrieben. Mit seiner Hilfe kann man das Aufnahmeverfahren mit bestimmten Parametern z.B. der Expositionszeit und der Anzahl der Aufnahmen wiederholen.

Außerdem werden die Kamera und der Verstärker mit einem Makropuls, der einer einkommenden Portion von Strahl-Ionen entspricht, synchronisiert. Dabei triggert ein Generator die Kamera und den Verstärker sobald der Ionenstrahl auf das Target trifft.

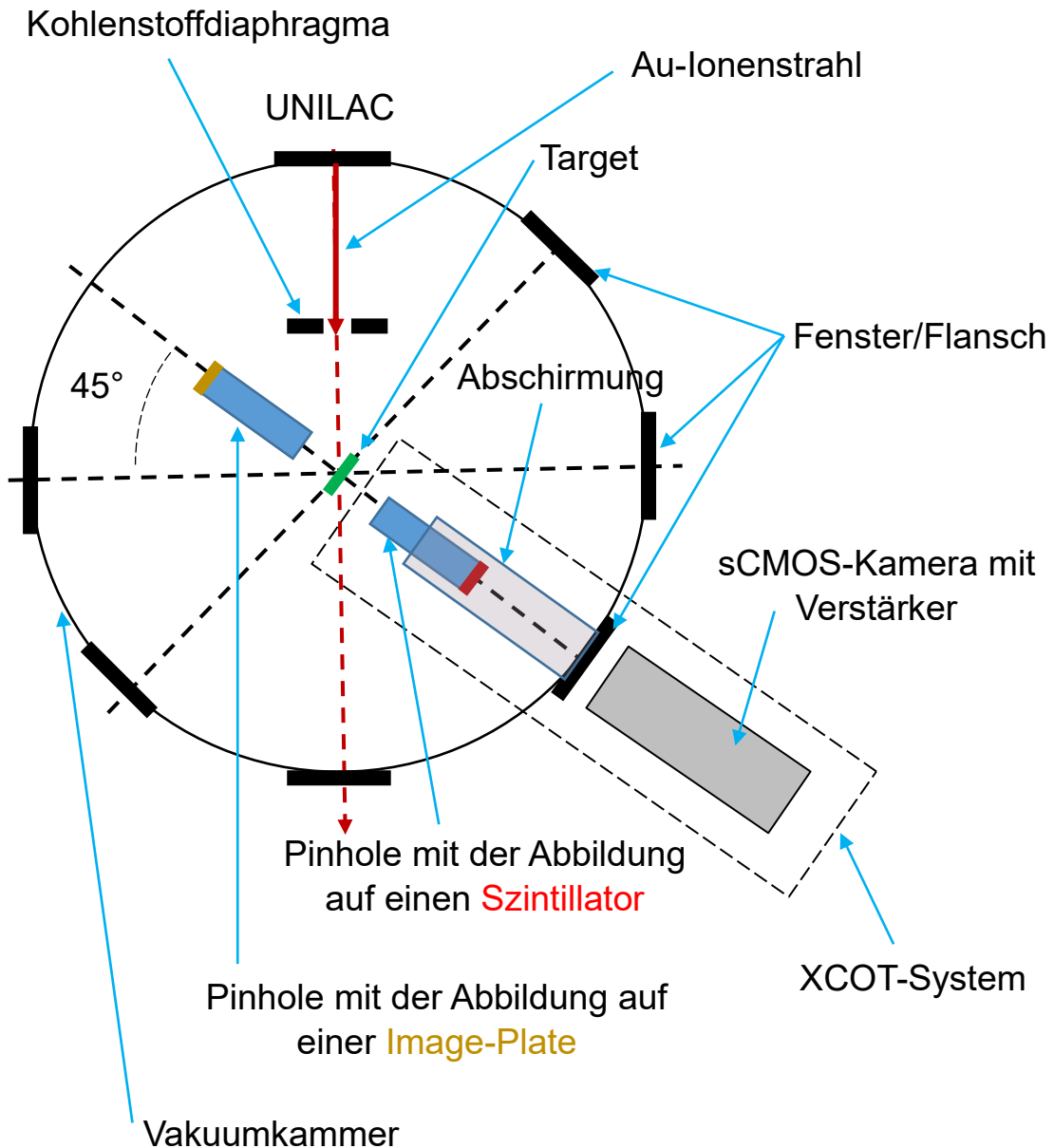


Abb. 3.3. Schematischer Aufbau der Diagnostiken inklusive des XCOT-Systems in der Z6-Targetkammer.

Nach jedem Umbau innerhalb der Vakuumkammer wird die Luft aus der Kammer bis zu einem Druck von  $10^{-5}$  mbar abgepumpt. Das ist eine notwendige Bedingung, um die Fluoreszenzstrahlung des Targets zu detektieren, sonst wird diese Strahlung durch die Luftteilchen in der Target-Kammer absorbiert.

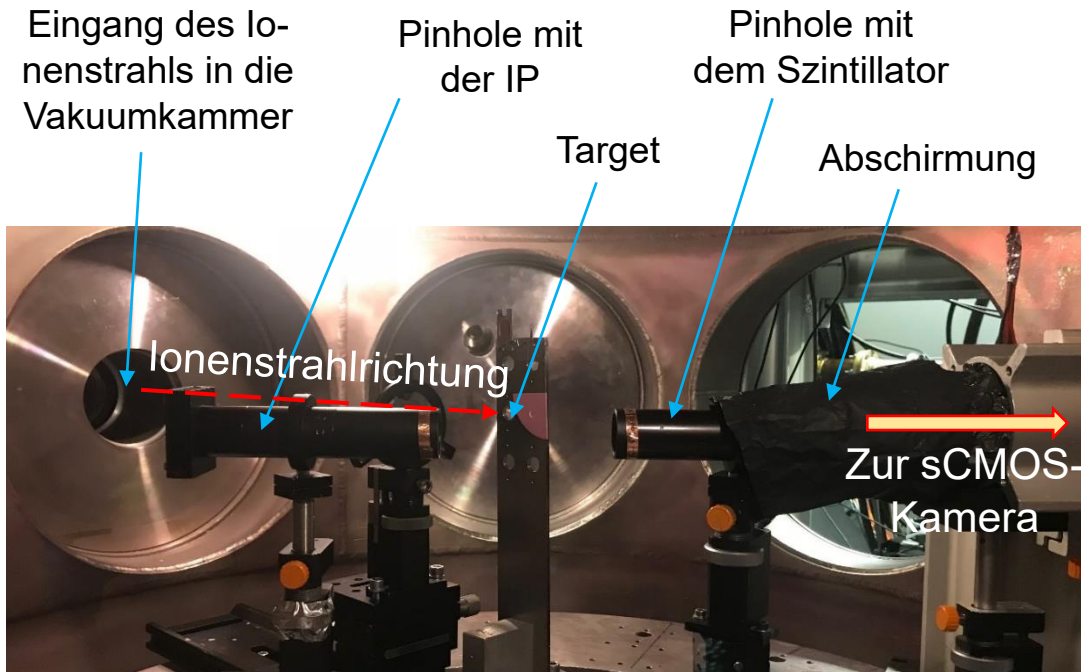


Abb. 3.4. Aufbau des Experiments innerhalb der Z6-Vakuumkammer.

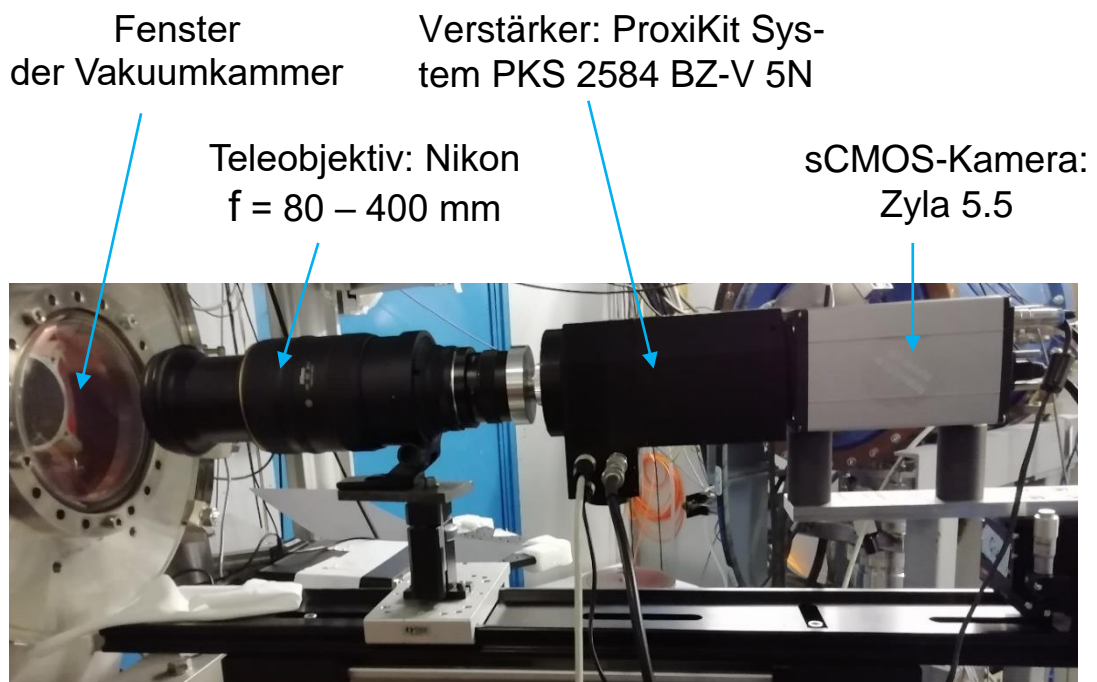


Abb. 3.5. Aufbau des Experiments außerhalb der Z6-Vakuumkammer.

Noch eine wichtige Maßnahme ist die Abschirmung des Raums zwischen dem Pinhole mit Szintillator und dem Fenster der Vakuumkammer gegen Störstrahlung.

Aus den Ergebnissen des 2. Kapitels folgt, dass die maximale MCP-Steuerspannung, bei der die Linearität zwischen dem Logarithmus der Quanteneffizienz und der MCP-Steuerspannung gilt, ist 4.0 V. Dieser Wert wurde im Experiment berücksichtigt.

### 3.3. Messergebnisse und Analyse

Im Experiment wurden Tantal-Folie, Cu100 und Cu150 Gitter untersucht. Da die sCMOS-Kamera die maximale Expositionszeit von 30 s hat, wurde die Option „Addition der Aufnahmen“ im Programm „Andor SOLIS“ benutzt.

- **Analyse der Ergebnisse für das Tantal-Folie-Target**

Als Resultat des Experiments wurde ein Bild mit einer Gesamtexpositionszeit von 3 s aufgenommen, siehe Abb. 3.6. In Tabelle 3.2 sind die eingestellten Parameter des Experiments dargestellt. Für die Analyse der Daten aus den addierten Aufnahmen wurde zuerst das Bild mithilfe des Programms „ImageJ“ (Image>Transform>Rotate) gedreht und danach wurden drei dünne Schnitte (Abb. 3.7) genommen, um die Mittelwerte der registrierten Photonenflussdichten zu berechnen (Abb. 3.8). Mit dem Abzug des Untergrunds kann man das Signal vom Pinhole analysieren. Die Photonenflussdichteverteilung für jedes einzelne Pinhole kann durch Gauss-Fit (siehe Abb. 3.8) gemäß der folgenden Formel dargestellt werden:

$$\phi = \phi_0 + \frac{A}{w} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{2(x-x_c)^2}{w^2}\right) \quad (3.1)$$

**Tabelle 3.2.** Parameter des Experiments mit Tantal-Folie als Target

#	Parameter
Kohlenstoffdiaphragma	Durchmesser: 3 mm, Abstand zw. Diaphragma – Target: 120 mm
Target	Ta-foil $l = 10 \mu\text{m}$ Dicke, $15 \times 15 \text{ mm}$
Pinhole	Dicke: Ta $80 \mu\text{m}$ + Filter Al $10 \mu\text{m}$ , 9 Pinhole $\times 80 \mu\text{m}$ , zwischen Zentren $1.5 \text{ mm}$
Target – Pinhole – Szintillator	Abstand zw. Target – Pinhole-Ebene: $x = 80 \text{ mm}$ Abstand zw. Pinhole-Ebene – Szintillator: $y = 90 \text{ mm}$
Ionenpuls	Ausgangstrom: $I = 2.0 - 2.5 \mu\text{A}$ , $f = 5 \text{ Hz}$ , Makropulsdauer $\tau = 1 \text{ ms}$
MCP	Steuerspannung: 4.0 V
Aufnahme der Bilder	$30 \text{ ms} \times 40 \text{ accum} = 1200 \text{ ms}$ $30 \text{ ms} \times 60 \text{ accum} = 1800 \text{ ms}$



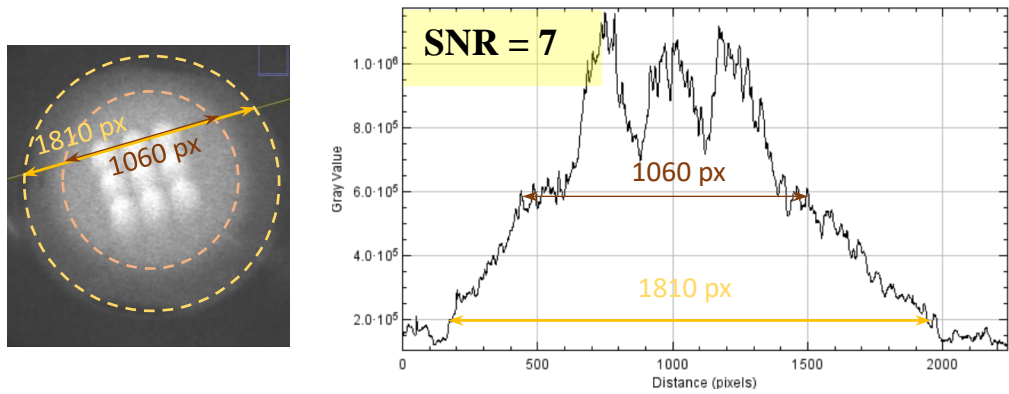


Abb. 3.6. Photonenflussdichte im gezeigten Schnitt für addierte Aufnahmen mit Gesamtexpositionszeit 3 s. Das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) wurde laut der Formel (2.17) berechnet.

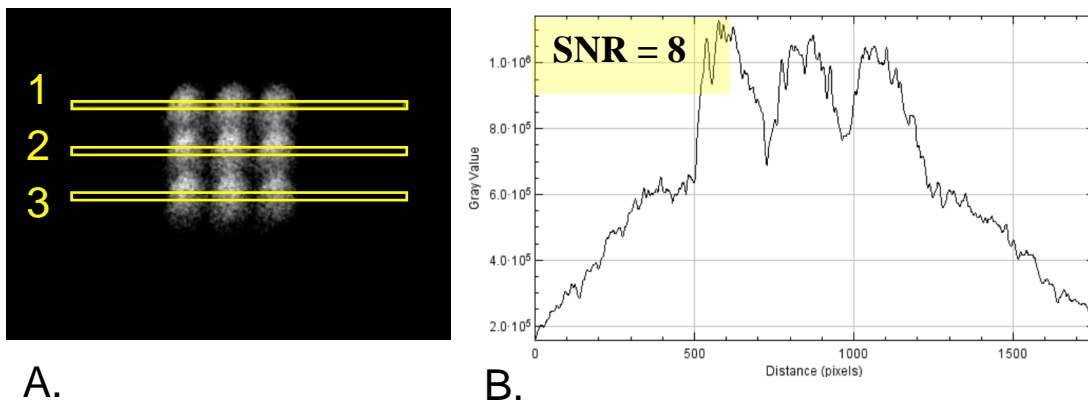


Abb. 3.7. **A.** Markierung der untersuchten Bereiche für die Bestimmung der Mittelwerte der Photonenflussdichte. **B.** Mittelwerte der Photonenflussdichte für den markierten Bereich 1.

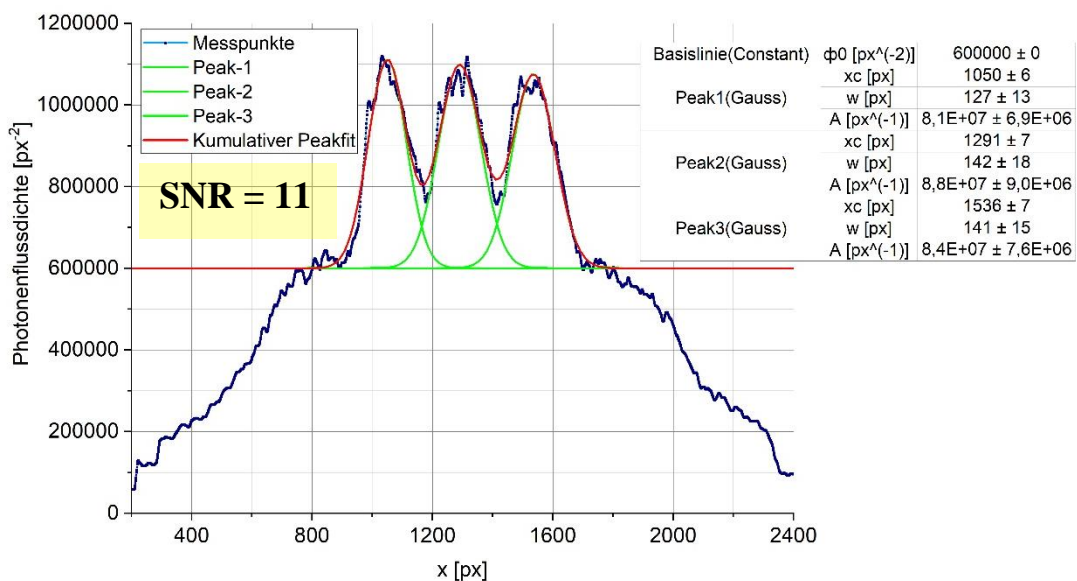


Abb. 3.8. Analyse der Mittelwerte für drei auf Abb. 3.7A gezeigte, zusammengekommene Bereiche. Hierbei wurden die Größen für die Formel (3.1) angegeben.

Da für die Photonenflussdichte im Fall eines einzelnen Pinholes eine Gauss-Verteilung gilt (siehe Formel (3.1)), kann man den Gesamtphotonenfluss von einem einzelnen Pinhole mit Hilfe der Formel (2.8) berechnen:

$$\Phi_{aus\_1Pinh} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} Aw \quad (3.2)$$

Beispielweise erhält man mit den Daten für den dritten Peak aus Abb. 3.8 den Wert  $\Phi_{aus\_1Pinh} \cong 1.5 \cdot 10^{10}$  (Ph.). Dieser Photonenfluss wurde für die gesamte Zeit 3 s gesammelt. Dann ist die Anzahl der für 1 s registrierten Photonen  $0.5 \cdot 10^{10}$  Ph./s.

Die Anzahl der Ionen, die pro 1 s auf 1 mm<sup>2</sup> der Target-Fläche treffen, kann man folgendermaßen abschätzen:

$$\frac{\Delta N_{Ion}}{\Delta t \cdot \Delta A} = \frac{I \cdot \tau / (Z \cdot e)}{1/f \cdot \pi d_s^2 / 4} = \frac{4fI\tau}{\pi d_s^2 \cdot Z \cdot e} \quad (3.3)$$

wobei  $f$  die Wiederholrate ( $f = 5$  Hz),  $I$  der Strahlstrom ( $I = 2$   $\mu$ A),  $\tau$  die Makropulsdauer ( $\tau = 1$  ms),  $Z$  die Gesmtladungszahl ( $Z = 50$ ),  $e$  die Elementarladung,  $d_s$  der Durchmesser des Ionenstrahls ( $d_s = 3$  mm) ist. Für diese Abschätzung wurde die Annahme verwendet, dass der Ionenstrahl in der Target-Ebene vollständig auf das Target trifft. Also, die Anzahl der pro 1 s auf 1 mm<sup>2</sup> des Targets einfallenden Ionen beträgt ca.  $1.8 \cdot 10^8$   $\frac{Ionen}{s \cdot mm^2}$ .

- **Analyse der Ergebnisse für das Cu100 Gitter-Target**

In Tabelle 3.3 sind die Einstellungsdaten des Experiments mit dem Cu100 Gitter-Target angegeben.

**Tabelle 3.3.** Parameter des Experiments mit dem Cu100 Gitter-Target

#	Parameter
Target	Cu100 Gitter $l = 10$ $\mu$ m Dicke, Durchmesser: $d = 3$ mm
Pinhole für den Szintillator	Dicke: Ta 80 $\mu$ m + Filter 1 $\mu$ m Mylar + Al 0.2 $\mu$ m, 9 Pinhole $\times$ 80 $\mu$ m, zwischen Zentren 2.5 mm
Target – Pinhole – Szintillator	Abstand zw. Target – Pinhole-Ebene: $x = 65$ mm Abstand zw. Pinhole-Ebene – Szintillator: $y = 130$ mm
Pinhole für IP	Dicke: Ta 80 $\mu$ m + Filter Al 20 $\mu$ m, Größe eines Pinholes – 80 $\mu$ m
Target – Pinhole – IP	Abstand zw. Target – Pinhole-Ebene: $x = 65$ mm Abstand zw. Pinhole-Ebene – IP: $y = 130$ mm
Ionenpuls	Ausgangstrom: $I = 4.0$ $\mu$ A, $f = 3$ Hz, Makropulsdauer $\tau = 1$ ms, gesamte Bestrahlungszeit: 240 min
MCP	Steuerspannung: 4.0 V
Aufnahme der Bilder	30 s $\times$ 20 accum $\times$ 12 Aufnahmen = 120 min



In Abb. 3.9 ist die Bearbeitung der Aufnahmen des Cu100 Gitter-Targets dargestellt. Dabei entspricht Abb.3.9A dem Fall einer einzelnen Aufnahme mit 10 min Belichtungszeit. Die Abb. 3.9B ist das Resultat der Addition von 12 unterschiedlichen Aufnahmen mit je 10 min Länge. Das heißt, die Gesamtbelichtungszeit beträgt 120 min. Dieses Resultat wurde mithilfe eines in Fortran geschriebenen Skripts erzeugt, das sich im Anhang 5 befindet. Nach der Addition der 12 unterschiedlichen Aufnahmen wurden die 6 Bilder der einzelnen Pinholes addiert (Abb. 3.9C). Dafür wurden die folgenden Schritte im Programm „ImageJ“ ausgeführt:

- 1) Der zu untersuchende Bereich wird markiert und mit der Option „Kontrast“ wird das Bild sichtbar gemacht (Image>Adjust>Brightness/Contrast).
- 2) Mit Hilfe der Oval-Figur wird das Bild von einem Pinhole bei der stärksten Vergrößerung markiert. Für die Bestimmung des Zentrums des Gitter-Targets wird ein horizontales und vertikales Lineal benutzt (Abb. 3.10). Um dieses einzelne Bild zu speichern, wird die folgende Aktion genutzt: Image>Duplicate.
- 3) Für die Addition der geschaffenen Bilder wird die folgende Aktion verwendet: Process>Image Calculator.

Man kann behaupten, dass die Daten für die Ortaddition in Abb. 3.9C der Gesamtbelichtungszeit von  $6 \cdot 120$  min entsprechen. D.h. durch Anwendung des Multipinholes wurde Bestrahlungszeit eingespart.

Auf dem Schlussbild (Abb. 3.9C) beträgt das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) für den Untergrund ca. 30. D.h. das Rauschen wird durch Addition der Aufnahmen geglättet und man kann den Untergrund im Messbereich abziehen. Aus Abb. 3.9C folgt, dass das Untergrundniveau ungefähr  $4.0 \cdot 10^5 \text{ px}^{-2}$  beträgt. Dann ist der Untergrund nach Addition von 6 Pinhole-Bildern ca.  $\phi_0 = 2.4 \cdot 10^6 \text{ px}^{-2}$ .

Mit Hilfe Origins kann man einen Gauss-Fit für zwei Nachbarpeaks aus den Daten in Abb. 3.9C durchführen. Durch den Abstand zwischen diesen Peaks kann man die Gesamtvergrößerung  $\Gamma$  des XCOT-Systems berechnen:

$$\Gamma = \frac{(x_{c2} - x_{c1}) \cdot x_{px}}{d_{Cu100}} \quad (3.4)$$

wobei  $x_{c2} - x_{c1} = 427.6 - 374.7 = 52.9 \text{ (px)}$  aus Abb. 3.11,  $x_{px} = 6.483 \frac{\mu\text{m}}{\text{px}}$  aus der Formel (2.2),  $d_{Cu100} \cong 250 \mu\text{m}$  aus Abb. 3.1 ist. Dann ist die gesamte Vergrößerung des XCOT-Systems  $\Gamma = 1.37$ . Den minimalen auflösbaren Abstand zwischen zwei Punkten des Objekts kann man durch die auflösbare Schwelle des Verstärkers abschätzen, d.h. aus den Daten in Tabelle 2.6 ist  $\Delta_{min} = 8 \text{ px}$  bei der MCP-Steuerspannung 4.0 V.

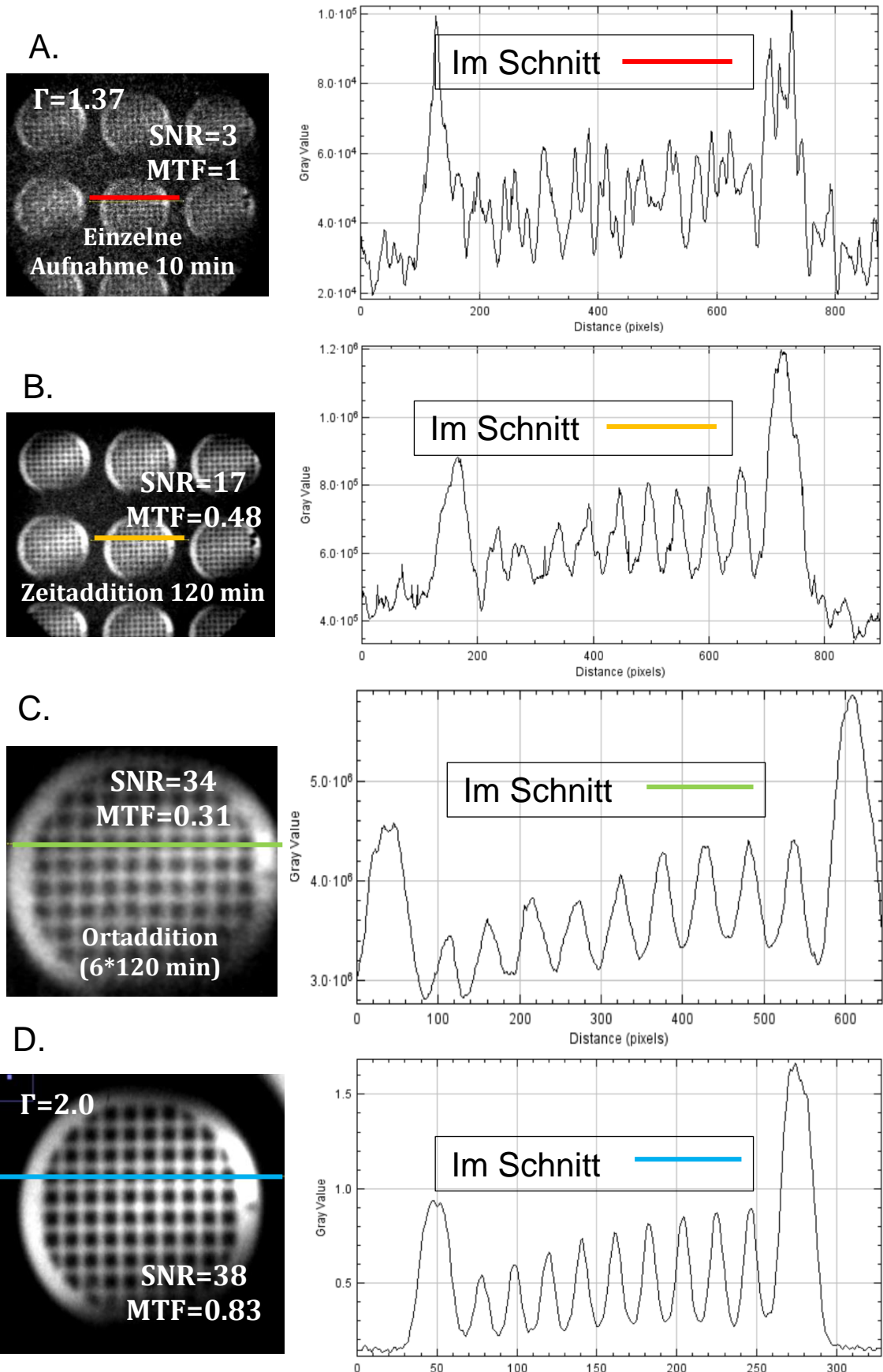


Abb. 3.9. Bearbeitung der Aufnahmen für das Cu100 Gitter-Target: **A.** Aufnahme mit 10 min Belichtungszeit. **B.** Addition von 12 Aufnahmen je 10 min. **C.** Addition der 6 Pinhole-Bilder aus Ergebnis B. Dabei wurden die Bilder A – C mit Hilfe des XCOT-Systems aufgenommen. **D.** Bild der IP für die Gesamtbelichtungszeit. Die MTF, das SNR wurde gemäß der Formel (2.16) bzw. (2.17) berechnet.

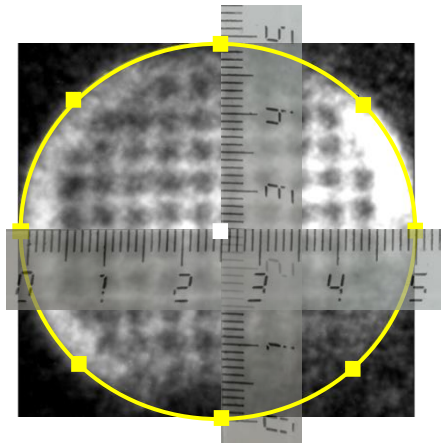


Abb. 3.10. Markierung des gewünschten Bildes mit Bestimmung des Zentrums des Gitters

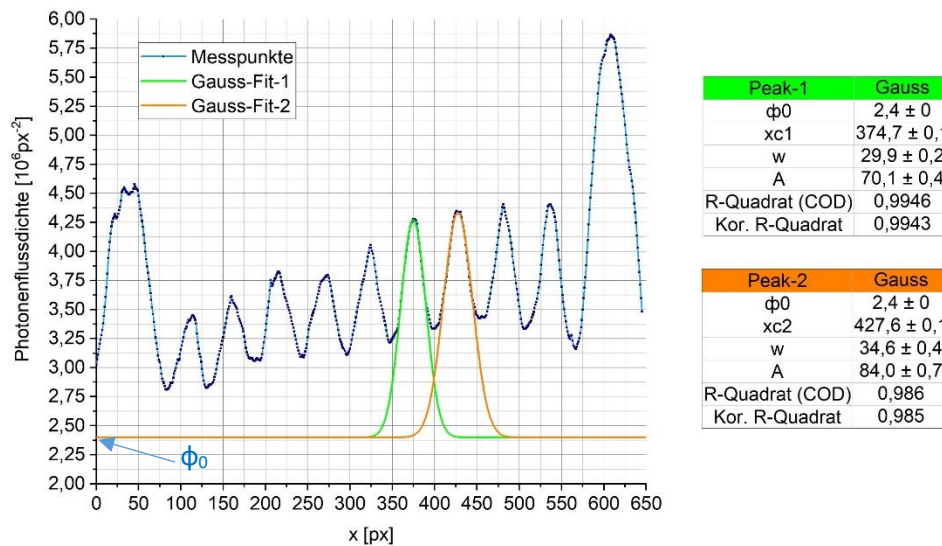


Abb. 3.11 Abhängigkeit der Photonenflussdichte von der Position auf dem Kamerasensor für den Schnitt, der auf Abb. 3.9C gezeigt wird

D.h. der minimale auflösbare Abstand auf dem Objekt beträgt

$$\Delta d_{\text{aufl}} = \frac{\Delta_{\text{min}} \cdot x_{\text{px}}}{\Gamma} = 38 \mu\text{m} \quad (3.5)$$

Wenn man berücksichtigt, dass die Löcher ca. 42% von der gesamten Fläche des Cu100 Targets bedecken, kann man die Anzahl der pro 1 s auf 1 mm<sup>2</sup> der Target-Fläche einfallenden Strahl-Ionen laut der Formel (3.3) als  $1.3 \cdot 10^8 \frac{\text{Ionen}}{\text{s} \cdot \text{mm}^2}$  abschätzen.

Der mit der sCMOS-Kamera durch einen Pinhole für 1 s registrierte Photonenfluss kann mithilfe der Option Analyze>Measure im Programm „ImageJ“ gefunden werden. Dadurch wurde der Wert  $0.5 \cdot 10^8 \text{ Ph./s}$  erhalten.

Durch Betrachtung des zentralen vertikalen Schnitts in einem einzelnen Pinhole-Bild (Abb. 3.12A) kann man die Photonenflussdichte (Abb. 3.12B) detektieren, die der Ionenverteilung im Ionenstrahl entspricht. Diese Verteilung ist in einem horizontalen Schnitt nicht sichtbar, da der Ionenstrahl das Target in einer Projektion traf, dabei betrug der Winkel zwischen der Normalrichtung zum Target und der Strahlrichtung  $45^\circ$  in der horizontalen Ebene. Außerdem kann man mit Hilfe des Programms „ImageJ“ (Optionen: Analyze>3D Surface Plot) qualitativ eine 2D-Photonenflussdichteverteilung erhalten (Abb. 3.12C).

- **Analyse der Ergebnisse für das Cu150 Gitter-Target**

In Tabelle 3.4 sind die Einstellungsdaten des Experiments mit dem Cu150 Gitter-Target angegeben.

**Tabelle 3.4.** Parameter des Experiments mit dem Cu150 Gitter-Target

#	Parameter
Target	Cu150 Gitter $l = 10 \mu\text{m}$ Dicke, Durchmesser: $d = 3 \text{ mm}$
Pinhole	Dicke: Ta $80 \mu\text{m}$ + Filter $1 \mu\text{m}$ Mylar + Al $0.2 \mu\text{m}$ , 9 Pinhole $\times 80 \mu\text{m}$ , zwischen Zentren $2.5 \text{ mm}$
Target – Pinhole – Szintillator	Abstand zw. Target – Pinhole-Ebene: $x = 65 \text{ mm}$ Abstand zw. Pinhole-Ebene – Szintillator: $y = 130 \text{ mm}$
Ionenpuls	Ausgangstrom: $I = 2.0 \mu\text{A}$ , $f = 3 \text{ Hz}$ , Makropulsdauer $\tau = 1 \text{ ms}$
MCP	Steuerspannung: $4.0 \text{ V}$
Aufnahme der Bilder	$30 \text{ s} \times 20 \text{ accum} \times 18 \text{ Male}$

In Abb. 3.13 ist eine Bearbeitung der Aufnahmen beim Cu150 Gitter-Target dargestellt. Dabei entspricht Abb. 3.13A dem Fall einer einzelnen Aufnahme mit 10 min Länge. Die Abb. 3.13B ist das Resultat der Addition von 18 unterschiedlichen Aufnahmen mit je 10 min Länge. Das heißt, die Gesamtaufnahmezeit beträgt 180 min. Nach der Addition 18 unterschiedlichen Aufnahmen wurden 6 Bilder der einzelnen Pinholes addiert (Abb. 3.13C).

Laut der Formel (3.3) beträgt die Anzahl der pro 1 s auf  $1 \text{ mm}^2$  der Target-Fläche einfallenden Strahl-Ionen ca.  $1.0 \cdot 10^8 \frac{\text{Ionen}}{\text{s} \cdot \text{mm}^2}$ . Dabei ist der durch die sCMOS-Kamera von einem Pinhole für 1 s detektierte Photonenfluss ungefähr  $2.6 \cdot 10^8 \text{ Ph./s}$ .

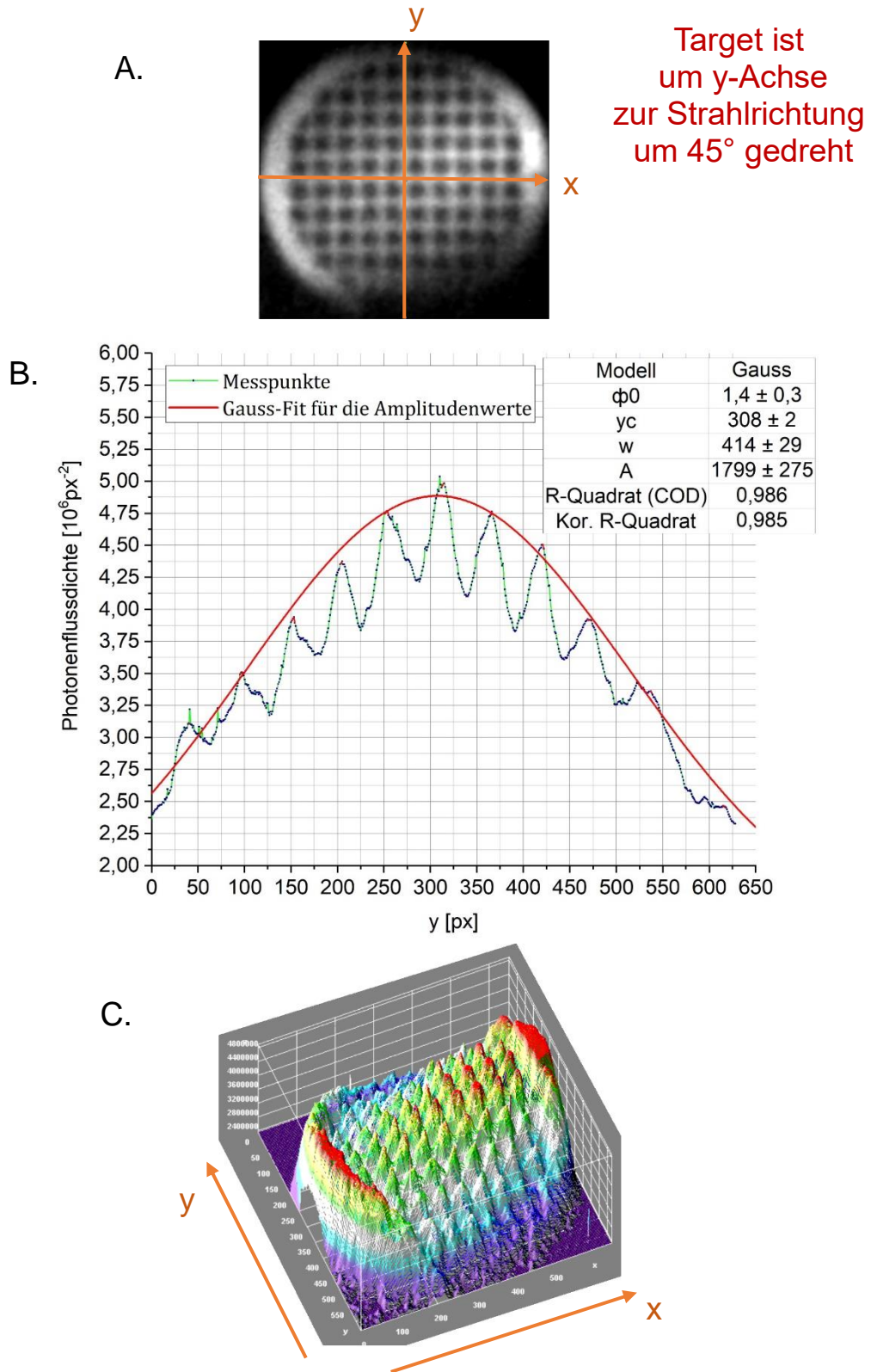


Abb. 3.12 **A.** Der zentrale vertikale Schnitt für ein einzelnes Pinhole-Bild beim Cu100 Gitter-Target. **B.** Abhängigkeit der Photonendichte von der Position des Pixels auf der Sensorfläche der sCMOS-Kamera für den zentralen vertikalen Schnitt des Bildes. **C.** 2D-Photonendichteverteilung.



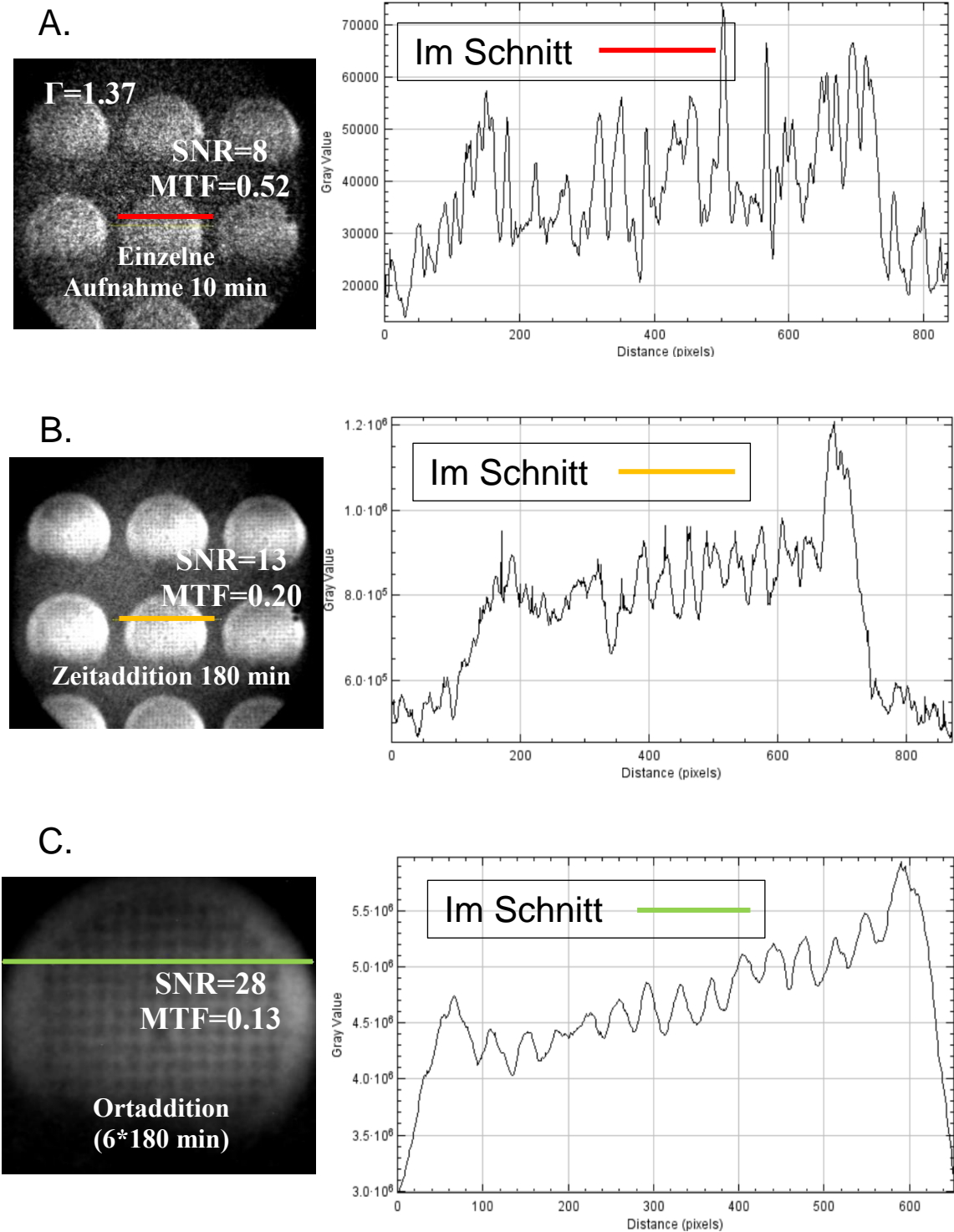


Abb. 3.13. Bearbeitung der Aufnahmen beim Cu150 Gitter-Target.

---

## Zusammenfassung

Zu den wichtigsten Ergebnissen der Arbeit gehören:

- Es wurde die empirische Abhängigkeit der Quanteneffizienz der sCMOS-Kamera mit Verstärker von der MCP-Steuerspannung bestimmt. Dadurch war es möglich einen Grenzwert für die MCP-Steuerspannung (4.0 V) zu finden, bis zu welchem der Verstärker noch in der Lage sein soll, die Linearität des Logarithmus der Quanteneffizienz von der MCP-Steuerspannung zu erfüllen. Bei den Messungen soll diese Grenze nicht überschritten werden. Für das Experiment spielte dieses Erkenntnis eine wichtige Rolle und führte bei den kürzesten Aufnahmezeiten zu einer gut auflösbaren Gitter-Struktur.
- Das Auflösungsvermögen des XCOT-Systems wurde durch die Auflösung der MCP-Kanäle des Verstärkers bestimmt. Im Experiment bei einer Vergrößerung des Systems von  $\Gamma = 1.37$  und einer MCP-Steuerspannung 4.0 V sollte eine Auflösung des Targets mit einer Periode von mehr als 38  $\mu\text{m}$  erreicht sein.
- Multipinholes ermöglichen durch Addition mehrerer Abbildungen des Targets eine Erhöhung des Gesamtsignalpegels. Dabei ist es wichtig, dass Verzerrungen der Abbildungen bei einzelnen Pinholes durch eine kleine Ablenkung in Projektionsebene (im Experiment um Winkel weniger als  $1^\circ$ ) vernachlässigt sind.
- Durch Analyse des Profils des von der sCMOS-Kamera detektierten Signals des Ionenstrahls lässt sich die Ionenstrahlintensitätsverteilung charakterisieren. Im Experiment mit einer Tantal-Folie wurde gezeigt, dass die Teilchenverteilung im Ionenstrahl durch eine Gauss-Funktion mit einer Genauigkeit von  $\pm 2\%$  (statistische Fehler) beschrieben werden kann. Außerdem charakterisiert ebenfalls die Einhüllende der Signalpeaks im Fall eines Gitter-Targets die Ionenstrahlintensitätsverteilung im Ionenstrahl.

Während FAIR-Phase-0 wurde das betrachtete XCOT-System erfolgreich erprobt.



## Anhang

### Anhang 1. Messungen für das Kalibrieren der Leuchtkraft einer Glühbirne über ihre Betriebsleistung (Messungen ab 28.12.18)

In Tabelle werden die Daten der Experimentreihen für verschiedene Expositionszeiten der Kamera angegeben. Es werden die folgenden Bezeichnungen verwendet: U – die an der Glühbirne angelegte Spannung, I – der Strom durch die Lampe,  $P = U \cdot I$  – die Betriebsleistung der Glühbirne,  $\phi$  – die durchschnittliche Photonenflussdichte im Messbereich, siehe Abb. 2.20.

#### Expositionszeit: 0.01 s

U [V]	230	220	210	200	190	180
I [A]	0.29	0.28	0.27	0.26	0.26	0.25
P [W]	66.7	61.6	56.7	52	49.4	45
$\phi$ [px <sup>-2</sup> ]	2920.3	2576.6	2345.6	2026.2	1743.1	1460.3
U [V]	170	160	150	140	130	120
I [A]	0.24	0.23	0.225	0.22	0.21	0.2
P [W]	40.8	36.8	33.75	30.8	27.3	24
$\phi$ [px <sup>-2</sup> ]	1217.9	974.7	798.6	615.3	477.2	360

Die Überlap-  
pfung der  
Messintervalle  
wird mit Hilfe  
verschiedener  
Farben mar-  
kiert

#### Expositionszeit: 0.02 s

U [V]	170	160	150	140	130	120	110	100	
I [A]	0.24	0.23	0.225	0.22	0.205	0.2	0.19	0.18	
P [W]	40.8	36.8	33.75	30.8	26.65	24	20.9	18	
$\phi$ [px <sup>-2</sup> ]	3597.2	2922.6	2344.5	1844.4	1398.1	1057.2	748.1	510.1	

#### Expositionszeit: 0.06 s

U [V]	140	130	120	110	100	90	80
I [A]	0.22	0.21	0.2	0.19	0.18	0.17	0.16
P [W]	30.8	27.3	24	20.9	18	15.3	12.8
$\phi$ [px <sup>-2</sup> ]	3671.7	2824.8	2058.6	1524.4	1004.4	662	402

#### Expositionszeit: 0.2 s

U [V]	100	90	80	70	60	50	40
I [A]	0.18	0.17	0.16	0.15	0.135	0.12	0.11
P [W]	18	15.3	12.8	10.5	8.1	6	4.4
$\phi$ [px <sup>-2</sup> ]	3347.8	2200.3	1310.3	704.1	336.9	117.1	29.7

#### Expositionszeit: 2 s

U [V]	60	50	40
I [A]	0.13	0.12	0.11
P [W]	7.8	6	4.4
$\phi$ [px <sup>-2</sup> ]	3145.4	1149.5	326.3

**Anhang 2. Abhängigkeit der nicht normierten Quanteneffizienz der sCMOS-Kamera mit Verstärker von der MCP-Steuerspannung für verschiedene durchschnittliche Photonflussdichten  $\langle\phi_{\text{Glüh}}\rangle$  (Messungen ab 14.12.18, 28.12.18)**

P [W]	11.7		18.18		34.73		66.41			
$\langle\phi_{\text{Glüh}}\rangle$	155		519		2530		8580			
$\langle\phi_{\text{Glüh}}\rangle$	$\phi_0$		$3.3\cdot\phi_0$		$16.3\cdot\phi_0$		$55.4\cdot\phi_0$			
$U_v$ [V]	$\phi_{\text{aus}}$	$K\cdot Q_1$	$\phi_{\text{aus}}$	$K\cdot Q_2$	$\phi_{\text{aus}}$	$K\cdot Q_3$	$\phi_{\text{aus}}$	$K\cdot Q_4$	$\langle Q_i/Q_k \rangle$	Umrech. $K\cdot Q$ zu $\phi_0$
4.9	1437	9.3								9.3
4.8	1154	7.4								7.4
4.7	1020	6.6								6.6
4.6	856	5.5								5.5
4.5	742	4.8								4.8
4.4	647	4.2								4.2
4.3	534	3.4								3.4
4.2	380	2.5	1760	3.4					$Q_1/Q_2 = 1.38$	2.5
4.1	321	2.1	1477	2.8						2.1
4	260	1.7	1066	2.1						1.7
3.9	236	1.5	905	1.7						1.5
3.8			677	1.3						0.95
3.7			518	1.0					0.73	
3.6			404	0.8					0.58	
3.5			314	0.6	2743	1.08			$Q_2/Q_3 = 1.83$	0.43
3.4			216	0.4	1973	0.78				0.31
3.3					1446	0.57				0.23
3.2					1080	0.43				0.17
3.1					815	0.32				0.13
3					603	0.24			0.095	
2.9					422	0.17	2862	0.33	$Q_3/Q_4 = 1.89$	0.070
2.8					228	0.09				0.036
2.7							1502	0.18		0.037
2.6					167	0.066				0.026
2.5					118	0.047	746	0.087		0.018
2.4					87	0.034	543	0.063		0.013
2.3					62	0.025	387	0.045		0.0094
2.2					45	0.018	282	0.033		0.0069
2.1					31	0.012	200	0.023		0.0049
2					22	0.009	143	0.017		0.0035
1.9					16	0.006			0.0025	
1.8					11	0.005			0.0018	
1.45							22	0.0025	0.0005	

### Anhang 3. Spezifikationen des Teleobjektivs Nikon 80-400 mm f/4.5-5.6d ED VR AF Zoom Nikkor

Der Abstand zwischen dem Fenster der Vakuumkammer und dem Target beträgt im Experiment 528 mm. Deswegen ist es notwendig, ein Objektiv mit einer großen Brennweite zu verwenden.

In Abb. 4.1 ist der Aufbau des Teleobjektivs Nikon 80-400 mm f/4.5-5.6d ED VR AF Zoom Nikkor dargestellt. Die Konstruktion des Objektivs umfasst 20 Linsen in 12 Gruppen, bzw. enthält 4 ED-Glas-Linsen und eine Linse aus Super-ED-Glas, die für eine Korrektur der chromatischen Aberration sorgen und Farbfehler vermeiden. Um Blendeflecken und Streulicht zu reduzieren, wird das Nanokristallbeschichten verwendet. [Nikk]



Abb. 4.1. Aufbau des Teleobjektivs Nikon 80-400 mm f/4.5-5.6d ED VR AF Zoom Nikkor. [Nikk]

---

#### Anhang 4. Skript für eine automatische Bildaufnahme mithilfe des Programms „Clickermann“ [SoftC]

```
$var1=1
while ($var1 < 11) // Es wird die Anzahl der Aufnahmen bestimmt
LCLICK (153,71) // Start der Aufnahme
wait(2) // Die Verzögerung
LCLICK (20,39) // Im Menu über Kategorie „File“ klicken
wait(0.5)
LCLICK (60,193) // Save as
wait(0.5)
KEYSTRING ("Verst_ Exp_ ") // Der Teil des Dateinamens, der wiederholt wird

// Zyklus für die Nummer des Bildes bis 99
if ($var1 < 10) // bis "9"
KEYPRESS (48) // "0"
$var2=48+$var1
KEYPRESS ($var2)
end_if

if (($var1 > 9) & ($var1 < 20)) // von 10 bis 19 Aufnahmen
KEYPRESS (49) // Die Ziffer "1" drucken
$var2=48+$var1-10 // Code der nächsten Ziffer
KEYPRESS($var2) // Zweite Ziffer drucken
end_if

if (($var1 > 19) & ($var1 < 30)) // von 20 bis 29 Aufnahmen
KEYPRESS(50) // Die Ziffer "2" drucken
$var2=48+$var1-20 // Code der nächsten Ziffer
KEYPRESS($var2) // Zweite Ziffer drucken
end_if

if (($var1 > 29) & ($var1 < 40)) // von 30 bis 39 Aufnahmen
KEYPRESS(51) // Die Ziffer "2" drucken
$var2=48+$var1-30 // Code der nächsten Ziffer
KEYPRESS($var2) // Zweite Ziffer drucken
end_if

LCLICK (1526,787) // „Speichern“ klicken
wait(2)
inc($var1,1) //Addition der Variable
end_cyc
HALT // Stop
```

## Anhang 5. Skript des Programms für die Addition der Bilder

Das folgende Skript wurde in Fortran aufgeschrieben.

### **module matrix**

implicit none

contains

**! Funktion für die Umwandlung einer Zahl im Text**

**function** umw(r1)

integer, intent(in) :: r1

integer :: k

character(len=6) :: umw

k=0

if (r1.le.9) then

    umw='0'//char(48+r1)//'.txt'

    else

        if (r1.ge.10) then

            umw=char(48+int(r1/10))//char(48-10\*int(r1/10)+r1)//'.txt'

        end if

end if

write(\*,\*) umw

**end function** umw

**! Funktion für das Einlesen der Daten aus einer Datei**

**function** ables(datei)

character(len=\*), intent(in) :: datei

real, dimension(:,:), allocatable :: ables, ohnkorr

integer :: i,j

open(unit=99, file=datei, status='old')

allocate(ables(2160,2560))

allocate(ohnkorr(2160, 2560))

do i=1, 2160

    read(99,\*) ohnkorr(i,:)

end do

do j=1, 2160

    ables(j,1:400)=ohnkorr(j,2161:2560)-2000

    ables(j,401:2560)=ohnkorr(j,1:2160)-2000

end do

close(unit=99)

**end function** ables

**! Funktion für die Addition der Matrizen**

**function** summl (a1,a2)

real, dimension(:,:), intent(in) :: a1,a2

```
real, dimension(:,:), allocatable :: summ1
allocate(summ1(2160,2560))
summ1=a1+a2
end function summ1

! Unterprogramm für das Einschreiben der Daten in einer Datei
subroutine res_summ(c1)
real, dimension(:,:), intent(in) :: c1
integer :: i
  open(unit=90,file='datei_sum.txt', status='new')

  do i=1, 2160
    write(90,*) c1(i,:)
  end do

  close(unit=90)
end subroutine res_summ
end module matrix

program main
use matrix
real, dimension(2160,2560) :: c=0, ci
integer :: r, nn=12 ! Wieviel Bilder muss man addieren
character(len=6) :: datei1

do r=1, nn
  datei1=umw(r)
  ci=ables(datei1)
  c=summ1(c,ci)
end do

call res_summ(c)
end program main
```

---

**Anhang 6. Abhängigkeit der an der MCP angelegten Spannung von der MCP-Steuer-  
spannung für ProxiKit System PKS 2584 BZ-V 5N [PKS]**

MCP-Steuerspannung [V]	An MCP angelegte Spannung [V]
0	1010
0.5	1080
1.0	1160
1.5	1240
2.0	1320
2.5	1400
3.0	1480
3.5	1560
4.0	1640
4.5	1710
5.0	1780



## Literaturverzeichnis

[BeD14] M. Bendel. Entwicklung einer neuartigen Nachweismethode hochenergetischer Teilchen im CALIFA-Kalorimeter. Dissertation. Technische Universität München (2014)  
Online: <https://mediatum.ub.tum.de/doc/1231962/1231962.pdf> (25. März 2019)

[BMBF] Antrag im Rahmen des APPA R&D-Forschungsverbunds deutscher Universitätsgruppen. BMBF Verbundforschung (FKz. 05P19RFFA1)

[dMCP] Microchannel Plates: [http://www.dmp Photonics.com/MCP\\_MCPIImageIntensifiers/microchannel\\_plates.htm](http://www.dmp Photonics.com/MCP_MCPIImageIntensifiers/microchannel_plates.htm) (17. April 2019)

[CISM] Cesium Iodide: Scintillation Material: <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/csitl-and-na-material-data-sheet.pdf>  
(25. März 2019)

[FT] Filter Transmission: [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/filter2.html](http://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html) (25. März 2019)

[Ge18] D. Gesell. Entwicklung und experimentelle Erprobung der Komponenten des XCOT-Systems zur Umwandlung von Röntgenstrahlung in sichtbares Licht & Transport für Diagnostiken an FAIR. Bachelorarbeit. Goethe Universität in Frankfurt am Main (2018)

[GIDS] MCPs und MCP-Detektoren. German Images Detector Systems <http://www.gids-gmbh.com/de/10.html> (17. April 2019)

[hACS] Hamamatsu Photonics. X-Ray Scintillator FOS, ACS, GPXS, ALS:  
[https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/FOS\\_ACS\\_GPXS\\_ALS\\_TXPR1024E.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/FOS_ACS_GPXS_ALS_TXPR1024E.pdf)  
(25. März 2019)

[Jan14] C. Janke. Entwicklung einer segmentierten Anode zur orts- und zeitaufgelösten Detektion von Teilchen. Masterarbeit. Goethe Universität in Frankfurt am Main (2014)

[KWT16] H. Kolanoski, N. Wermes. Teilchendetektoren. Grundlagen und Anwendungen. Springer Verlag (2016)

- [Moh17] Mohamed El Houssaini. Untersuchung emittierter Röntgenfluoreszenzstrahlung bei der Wechlewirkung von Goldionen mit verschiedenen Festkörpertargets. Masterarbeit. Goethe Universität in Frankfurt am Main (2017)
- [Nikk] AF-S Nikkor 4,5-5,6/80-400 mm G ED VR: <https://www.photoscala.de/2013/03/05/af-s-nikkor-45-5680-400-mm-g-ed-vr/> (25. März 2019)
- [PKS] ProxiKit System PKS 2584 BZ-V 5N. (Manual) Bensheim: ProxiVision GmbH – Innovation in optoelectronics (04. Oktober 2017)
- [RO18] O. Rosmej, et al. X-ray mapping of the heavy ion beam intensity distribution and the ion beam energy loss in the plasma physics experiments at FAIR. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Germany (2018)
- [RO19] O. N. Rosmej, S. Zähler, M. Gyrdymov, A. Kantsyrev, A. Skobliakov, V. Panyushkin, A. Bogdanov. XCOT-system for imaging of the heavy ion beam intensity distribution on target. HED-Report zur Veröffentlichung akzeptiert (17. Mai 2019).
- [ScE17] E.K. Schmal. Untersuchung und Vergleich von Imaging Plates und CMOS basierendem Röntgendetektor. Bachelorarbeit. Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (IAP), Hessen, Deutschland (2017)
- [SoftC] Software für die Automatisierung der Arbeit der Computer-Maus: <http://softcatalog.info/ru/programmy/clickermann> (27. März 2019)
- [TLan08] T. Langer. Untersuchung ultradünner Schichten mit Auger Spektroskopie. Diplomarbeit. Universität Ocnabrück (2008). Online: [https://www.physik.uni-osnabrueck.de/fileadmin/documents/AG-Woll/Diplom\\_Arbeiten/DiplomarbeitThomasLanger.pdf](https://www.physik.uni-osnabrueck.de/fileadmin/documents/AG-Woll/Diplom_Arbeiten/DiplomarbeitThomasLanger.pdf) (14. April 2019)
- [UNILAC] Betriebsparameter UNILAC in GSI: <https://www.helmholtz.de/forschungsinfrastrukturen/ionenanlagen/unilac/> (16.04.2019)
- [USAF] Das 1951 USAF Test-Target: [https://en.wikipedia.org/wiki/1951\\_USAF\\_resolution\\_test\\_chart](https://en.wikipedia.org/wiki/1951_USAF_resolution_test_chart) (02. April 2019)
- [wikBV] Wikipedia. Bildverstärker: <https://de.wikipedia.org/wiki/Bildverstärker> (03. April 2019)