

Fokuscharakterisierung an lasergetriebenen Röntgen- Backlighter-Experimenten

Bachelorarbeit aus der Physik

vorgelegt von

Michael Müller

am 22. Mai 2023

Lehrstuhl für Physik

Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuer: Prof. Dr. Stefan Funk

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie	3
2.1. Backlighter-Röntgenquellen	3
2.2. Röntgendetektoren	3
2.3. Materiewechselwirkung von Röntgenstrahlung	4
2.4. Phasenkontrast-Bildgebung	6
2.5. Einfluss der Quellausdehnung auf die Strahlungskohärenz	8
3. PHELIX-Strahlzeit	11
3.1. Phasenkontrast am PHELIX 2023	11
4. Fokusanalyse mit der Knife-Edge-Mehtode	15
4.1. Aufbau	15
4.2. Prinzip	19
4.3. Auswertung	20
4.4. Probleme der Knife-Edge-Methode	30
4.5. Ergebnisse	42
5. Fazit	53
Bibliographie	55
A. Anhang	59

1. Einleitung

Das PHELIX Lasersystem am Helmholtzzentrum in Darmstadt ist ein Hochleistungslaser, der ultrakurze Laserpulse mit Energien nahe 200 J erzeugen kann. Der Laser kann mit Intensitäten bis zu 10^{20} W/cm² auf sehr kleinen Zeitskalen (Pikosekunden) gepulst werden. Mit dem PHELIX Laser können Hochenergiedichte-Experimente durchgeführt werden. [Bag+10]

Durch den Beschuss von Objekten mit einem Laserpuls mit sehr hoher Intensität können am Objektmaterial extreme Bedingungen entstehen, die mit denen im Inneren eines Planeten vergleichbar sind. So kann im Labor eine propagierende Plasmaschockfront herbeigeführt werden. Der erzeugte Plasmaschock hat eine räumliche Ausdehnung von etwa einem halben Millimeter und bewegt sich mit mehreren Kilometern pro Sekunde durch das Objektmaterial. In der Laborastrophysik kann dieser Schock stellvertretend für gewaltige kosmische Plasmaschockfronten aus hochenergetischer Materie einer Supernova untersucht werden. Ungefähr jede Sekunde endet irgendwo im Universum der Lebenszyklus eines massereichen Sterns, welcher dann in eine Supernova explodiert [Har99]. Dabei werden in wenigen Sekunden Energien von $\sim 10^{56}$ eV freigesetzt, wovon ein Teil der Energie in einer Plasmaschockfront ausgesendet wird. [Har99] Die im Labor erzeugten Plasmen weisen in kleineren Skalen ähnliche Eigenschaften und Dynamiken auf und werden untersucht, um die Mechanismen der großen astronomischen Plasmen besser zu verstehen [CL13].

Der Hochleistungslaser PHELIX bietet eine Zweistrahloption. Ein Laser erzeugt den Plasmaschock, der sehr kurzlebig ist mit einer Dauer von wenigen Nanosekunden. Um diesen Schock überhaupt sehen zu können, wird zur Bildgebung gleichzeitig eine sehr starke Röntgenquelle über einen sehr kurzen Zeitraum benötigt. Dafür wird der zweite Laser auf einen sogenannten Backlighter geschossen, z.B. einem metallischen Draht mit wenigen Mikrometern Durchmesser. Damit wird eine Röntgenquelle erzeugt, die Röntgenstrahlung innerhalb der Zeit von unter einer Nanosekunde emittiert.

Die Fokusgröße der Backlighter-Röntgenquelle ist eine wichtige Einflussgröße in Bildgebungsmethoden. Die Auflösung der Bildgebung wird allgemein durch eine geometrische Unschärfe begrenzt, die durch die Größe der Strahlungsquelle bestimmt wird. Für die Methode der Phasenkontrast-Bildgebung ist die Visibilität ein wichtiges Qualitätsmerkmal, das von der Fokusgröße beeinflusst wird.

Diese Arbeit untersucht den Fokus von Backlighter-Röntgenquellen in einem Hochenergiedichte-Experiment am PHELIX Labor. Zur Bestimmung der Fokuswerte wird eine Abwandlung der sogenannten Knife-Edge-Methode verwendet. Diese Methode ist etabliert für die Bestimmung der Auflösung von Bildgebungssystemen. Wird eine Kante, die nahe der Röntgenquelle liegt, mit einem Detektor abgebildet, wird die Quellverschmierung an der Kante vergrößert. Ist die Vergrößerung ausreichend genug, kann mit der Aufnahme ei-

ner zweiten Kante, die direkt auf dem Detektor liegt, mittels Entfaltung die detektoreigene Unschärfe herausgerechnet werden. So kann aus der resultierenden, realen Quellverschmierung ohne detektoreigene Unschärfe die Fokusgröße der Röntgenquelle bestimmt werden. Im Experiment wurden Backlighter aus verschiedenen Formen und Materialien verwendet. Besonders interessant sind Erkenntnisse zur Eignung der verschiedenen Backlighter-Typen, die aus dem Vergleich der Fokuswerte gewonnen werden können. Zudem sollen mit den Ergebnissen der Knife-Edge-Methode Korrelationen mit weiteren Experiment-Parametern untersucht werden.

2. Theorie

Der folgende Abschnitt führt die wichtigsten physikalischen Konzepte und Methoden auf, die im Rahmen dieser Arbeit benötigt werden. Die Grundlage bildet das Thema Röntgenstrahlung und ihre Erzeugung, sowie die Detektion in Hochenergiedichte-Experimenten. Aufbauend darauf wird anschließend die Phasenkontrast-Bildgebung erläutert.

2.1. Backlighter-Röntgenquellen

In Hochenergiedichte-Experimenten kann mithilfe eines Backlighters Röntgenstrahlung erzeugt werden. Dazu wird ein Hochleistungslaser auf einen Backlighter fokussiert. Das Backlighter-Target kann typischerweise ein metallischer Draht oder Folie sein. Trifft der Laser auf den Backlighter, werden Elektronen innerhalb des Materials so stark erhitzt, dass sie auf relativistische Energien im MeV-Bereich beschleunigt werden [Bag+10]. Während diese Elektronen durch das Backlighter-Material propagieren, erzeugen sie Bremsstrahlung und charakteristische Linienemission, deren Energie vom Backlighter-Material abhängig ist. Der am Backlighter entstehende Strahlungsblitz emittiert ein breites Spektrum an elektromagnetischer Strahlung in einer sehr kurzen Zeitspanne (<100 ps). [Mad+11] [Bag+10] Die Größe des Fokus f der Strahlungsquelle wird durch die Abmessungen des Backlighters begrenzt [Bag+10]. Wenn Bildgebung mit Strahlungsquellen betrieben wird, wird eine geometrische Unschärfe der Quelle aufgenommen. f hat Einfluss auf diese geometrische Unschärfe. Je kleiner also die Quellgröße, umso weniger geometrische Unschärfe

$$u = (m - 1) \cdot f \tag{1}$$

wird erzeugt [Wor]. Hierbei beschreibt m die Vergrößerung bei Bildgebung eines Objektes in Abhängigkeit von der Distanz zwischen Objekt und Quelle. Sie berechnet sich aus dem Abstand $d_{Q,O}$ von Quellebene zu Objekt und dem Abstand $d_{O,D}$ von Objekt zu Detektorebene [Wor]:

$$m = \frac{d_{O,D} + d_{Q,O}}{d_{Q,O}} \tag{2}$$

2.2. Röntgendetektoren

Es gibt verschiedene Möglichkeiten Röntgenstrahlung zu detektieren. Halbleiterdetektoren werden typischerweise für zeitaufgelöste Messungen an Röntgenröhren verwendet. Für die Messungen in dieser Arbeit wurden Röntgenspeicherfolien verwendet. Sie sind für Hochenergiedichte-Experimente eine bewährte Alternative zu den digitalen Halbleiterdetektoren, deren Betrieb durch den elektromagnetischen Puls gestört wird. [Izu+06].

Röntgenspeicherfolien (Imaging Plates) bestehen allgemein aus verschiedenen Schichten. Als Schutz dient eine äußere Plastikschiicht. Darunter liegt eine Phosphorschicht, die durch

eine Polyesterschicht unterstützt wird. Die Grundlage für die Schichten bildet ein Plastik-/Metallsubstrat. [Izu+06]

Die Phosphorschicht besteht aus dotierten Bariumfluorid-Kristallen. Trifft Röntgenstrahlung auf diese Schicht, werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Dabei wird ein Teil der Energie der Röntgenstrahlung chemisch deponiert. Teilweise kommt es direkt zur Rekombination. Die übrigen Paare bleiben vorerst stabil. Die Elektronen-Loch-Paare können dennoch spontan rekombinieren, wodurch ein Verblässen des aufgenommenen Röntgenbildes mit der Zeit eintritt. Außerdem kann auftreffendes sichtbares Licht in solchen Wellenlängenbereichen liegen, dass die Photonen eine Rekombination im Phosphor anregen und das Bild ebenfalls verblässen lassen. Deshalb sollten die Röntgenspeicherfolien bis zum Auslesen vor sichtbarem Licht geschützt werden. [Izu+06] [Miy+86]

Das Auslesen des Röntgenbildes erfolgt mithilfe eines Lasers, der die Folie rasterartig abtastet. Die im Kristall eingeschlossenen Elektronen werden mit den Laserphotonen angeregt und wieder zur Rekombination mit den Löchern gebracht. Dieser Prozess emittiert blaues Licht und wird Photolumineszenz genannt. Die Intensität der Lumineszenzstrahlung ist proportional zur absorbierten Röntgenstrahlenenergie. Mit einem Photomultiplier kann anschließend die Intensität des Lumineszenzlichts digitalisiert werden. Das Licht trifft auf eine Photokathode, an der über den Photoeffekt Photoelektronen entstehen. Diese werden mehrfach auf weitere Kathoden (sog. Dynoden) beschleunigt, an welchen weitere Sekundärelektronen herausgelöst werden. Der Output des Photomultipliers ist ein digitales Signal, welches eine Verstärkung der am Photomultiplier eingehenden Lumineszenzintensität ist. [Dem17]

Die räumliche Auflösung der Röntgenspeicherfolien hängt von zwei wesentlichen Faktoren ab. Intrinsisch wird die räumliche Auflösung durch Transport der ionisierenden Strahlung innerhalb der Phosphorschicht begrenzt. Die deponierte Energie wird in der Phosphorschicht lateral gestreut. [Izu+06]

Als zweiter Faktor ist zu berücksichtigen, dass der Abtastlaser beim Auslesen der Folie streuen kann und reflektiert wird, was eine Ausleseunschärfe erzeugt. Dabei streuen Laserphotonen auf die anliegenden Bereiche um den Laserauftreffpunkt und regen dort Photolumineszenz an [Fik+12]. Diese Effekte sorgen für eine "Detektorverschmierung" der Röntgenspeicherfolie. Weitere Informationen zu Röntgenspeicherfolien können in [Izu+06] nachgelesen werden.

2.3. Materiewechselwirkung von Röntgenstrahlung

Nachfolgende Erklärungen und Formeln stützen sich auf den Inhalt von [PP06]. Die Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie ist für die Bildgebung von Bedeutung.

Röntgenstrahlen können als elektromagnetische Wellen mit Wellenlängen von etwa 1 nm

bis 1 pm betrachtet werden. Ein skalares Wellenfeld $\psi(\vec{r}, t)$ mit Zeitabhängigkeit von t und Ortsabhängigkeit \vec{r} kann in der allgemeinen Wellengleichung die elektromagnetischen Wellen der klassischen Physik beschreiben:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \psi(\vec{r}, t) = 0. \quad (3)$$

In der Gleichung ist c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen abhängig vom Medium. Mit dem Ansatz der ebenen Welle

$$\psi(t, \vec{r}) = \psi_0 e^{-i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad (4)$$

kann die Wellengleichung für harmonische und homogene Wellen gelöst werden. Dabei ist ψ_0 die Amplitude, der Wellenvektor \vec{k} die Ausbreitungsrichtung und $\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ die Kreisfrequenz, die das Verhältnis zwischen Ausbreitungsgeschwindigkeit c und Wellenlänge λ ausdrückt. Für nachfolgende Betrachtungen genügt es den Wellenvektor $\vec{k}\vec{r}$ durch $k_z z$ zu vereinfachen.

Propagiert Strahlung durch Materie, verändert sich die Wellenlänge gegenüber der Wellenlänge im Vakuum. Das Verhältnis dieser unterschiedlichen Wellenlängen beschreibt der Brechungsindex n . Im Vakuum ist er $n = 1$, dagegen bei Propagation durch ein Medium $n \neq 1$. Über eine komplexe Form des Brechungsindex $n = 1 - \delta - i\beta$ kann zeitlich und räumlich die Dämpfung und Absorption der elektromagnetischen Wellen berücksichtigt werden. Die Abhängigkeit des Brechungsindex vom Medium fließt in δ und β ein. Die komplexe Form von n kann nun zusammen mit k_z in Gleichung 4 eingesetzt werden:

$$\psi(t, z) = \psi_0 e^{-i(nk_z z - \omega t)} \quad (5)$$

$$= \psi_0 \underbrace{e^{-i(k_z z - \omega t)}}_{\text{Propagation im Vakuum}} \cdot \underbrace{e^{i\delta k_z z}}_{\text{Phasenschub}} \cdot \underbrace{e^{-\beta k_z z}}_{\text{Dämpfung}} \quad (6)$$

Nachfolgend sollen die einzelnen Faktoren der Gleichung erläutert werden.

Der erste Term beschreibt die **Propagation durch das Vakuum**. Sie entspricht Gleichung 4.

Der zweite Faktor enthält den zusätzlichen **Phasenschub** der Welle durch ein Medium. Der Phasenschub $\phi = \delta k_z z$ ist dabei linear-proportional zur Dicke z des Materials.

Der dritte Term drückt die **Dämpfung** der Strahlung aus. Gemessen wird typischerweise die Intensität I mit dem Abschwächungskoeffizienten $\mu = 2\beta k_z$. Berechnet wird I aus dem Betragsquadrat der Gleichung 5:

$$I = |\psi|^2 = \psi_0^2 \cdot e^{-\mu z} \quad (7)$$

Das ist das Lambertsche-Gesetz [Web13], welches die exponentielle Abschwächung der Strahlungsintensität durch Materie ausdrückt.

Bei Transmissions-Messungen gehen die Phaseninformationen ϕ verloren. Da nur die Intensität gemessen wird, hebt sich mit dem Betragsquadrat nach Gleichung 7 der Phasenterm in Gleichung 5 heraus:

$$|e^{i\Delta\phi}|^2 = e^{i\Delta\phi} \cdot e^{-i\Delta\phi} = 1 \quad (8)$$

Das Phasenkontrast-Bildgebungsverfahren kann jedoch die Phaseninformation der elektromagnetischen Wellen detektieren.

2.4. Phasenkontrast-Bildgebung

Mit Phasenkontrast-Bildgebung kann, neben dem konventionellen Transmissionsbild, das differentielle Phasenbild und das Dunkelfeld rekonstruiert werden. Diese drei Bildmodalitäten sind in Abbildung 1 zu sehen. Hiefür wird die in Unterabschnitt 2.3 beschriebene Phaseninformation benötigt, die durch Phasenkontrast erhalten werden kann. Im Transmissionsbild wird nur die Abschwächung von Röntgenstrahlen durch Materie detektiert, es enthält aber keine Information über den Phasenschub der Strahlung durch die Materie. In den nächsten Unterabschnitten werden die Phasenkontrast-Bildgebungsmethode und die entsprechenden physikalischen Effekte kurz erklärt.

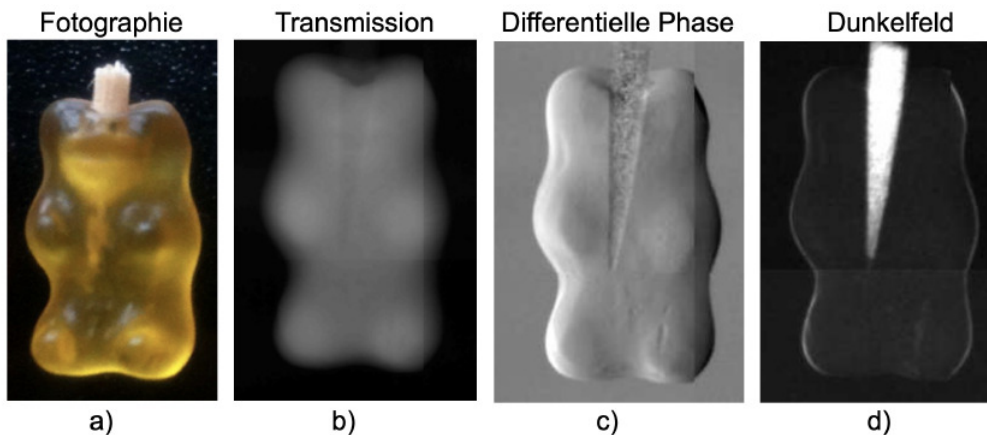


Abbildung 1: Vergleich einer Fotografie eines mit Holzspieß durchstochenen Gummibärs mit den drei Bildmodalitäten der Phasenkontrast-Bildgebung, entnommen aus [Ble22].

2.4.1. Talbot-Effekt

Der Talbot-Effekt ist ein Interferenz-Phänomen, entdeckt von H.F.Talbot [Tal]. Ebene, monochromatische, elektromagnetische Wellen treffen auf eine periodische Struktur (z.B. Gitter). Im sogenannten Talbot-Abstand d_T entsteht ein identisches Intensitätsabbild der periodischen Struktur [PP06].

Das Gitter absorbiert an den Gitterstäben die Strahlung, dazwischen liegt keine Absorption vor. Der Talbot-Abstand setzt sich aus der Gitterperiode p_T und der Wellenlänge λ zusammen:

$$d_T = \frac{2p_T^2}{\lambda} \quad (9)$$

Der Effekt ist auch bei ganzzahligen Vielfachen des Talbot-Abstandes vorzufinden.

Das Talbot-Muster verändert sich, wenn sich ein Objekt vor dem Gitter befindet. Propagiert die Röntgenstrahlung durch ein Objekt mit einem anderen Brechungsindex, werden die Strahlen gebeugt, sodass sich ihre Ausbreitungsrichtung verändert. Die veränderten Phasenfronten resultieren in einem Talbot-Abbild, welches zum vorherigen leicht verschoben ist. Das Abbild des Talbot-Effekts ist also von der Phasenfront der einfallenden Welle am Gitter abhängig.

Um die Phasenverschiebung zu detektieren, müssen zwei Bilder aufgenommen werden [Sei+18], eine Messung ohne Objekt, die sogenannte Referenz, und eine Messung mit Objekt. Dies dient dazu die Veränderung festzuhalten, die im Talbot-Abbild durch das Objekt verursacht wird. Da typische Perioden der Talbot-Gitter und damit des Abbilds kleiner sind als die Pixel der Detektoren, wird ein weiterer Schritt benötigt, um das Talbot-Abbild auflösen zu können.

Im Idealfall ist die verwendete Strahlung monochromatisch. In der Realität ist sie polychromatisch und bildet aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Talbot-Abstands d_T (siehe Gleichung 9) in verschiedenen Abständen Talbot-Abbilder. Das führt zu einer Verschmierung des Talbot-Interferenzmusters in Ausbreitungsrichtung der Wellen. Dabei überlagern sich alle Talbot-Abbilder der verschiedenen Wellenlängen zu einem effektiven polychromatischen Muster.

2.4.2. Morié-Effekt

Der in [Ami09] beschriebene Moiré-Effekt entsteht, wenn sich zwei periodische Muster überlagern. Dieser Effekt kann genutzt werden, um ein Talbot-Muster (siehe Unterunterabschnitt 2.4.1) aufzulösen. Ein zweites Gitter G_2 wird nach dem Talbot-Gitter G_1 eingesetzt. Im Idealfall ist das G_2 im Talbot-Abstand d_T zum G_1 platziert, sodass es sich auf gleicher Ebene mit dem Talbot-Muster befindet (siehe Abbildung 2a)). Die Periode p_m des neu entstehenden Moiré-Musters ist abhängig vom Winkel, den die beiden Gitter zueinander haben. Abbildung 2 b) visualisiert die Entstehung eines Moiré-Musters anhand zweier Gitter, die im Winkel α zueinander geneigt sind. Außerdem ist die Periode p_m , abhängig von den Gitterperioden p_T des G_1 und p_{G_2} des G_2 . Die Moiré-Periode p_m ist dann so groß, dass sie von Detektoren aufgelöst werden kann.

Nach je einer Aufnahme des Moiré-Musters mit Objekt und ohne Objekt als Referenz werden die Bilder rekonstruiert. Die Rekonstruktion ergibt drei verschiedene Bildmodalitäten, die in Abbildung 1 dargestellt sind. Das Transmissionsbild beschreibt die Absorption der

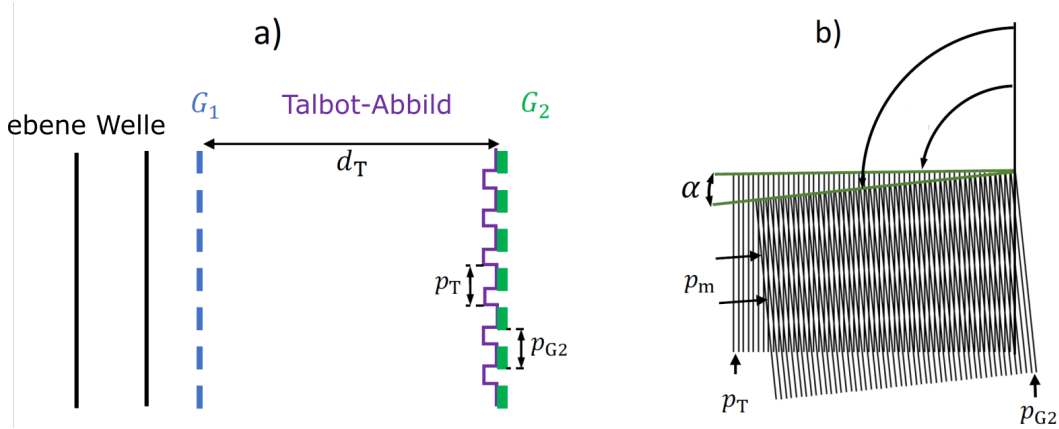


Abbildung 2: a) Skizze eines Talbot-Interferometers mit G_1 und G_2 im Talbot-Abstand d_T . Eine ebene Welle trifft aus das G_1 und erzeugt auf der Ebene des G_2 ein Talbot-Abbild. b) Überlagerung des Talbot-Gitters G_1 im Winkel α mit Gitter G_2 , jeweils mit Perioden p_T und p_{G_2} . Der resultierende Moiré-Effekt erzeugt ein Moiré-Muster mit größerer Periode p_m . Die Skizzen stammen aus [Sch20].

elektromagnetischen Strahlung im Medium (siehe Gleichung 7). Das differentielle Phasenbild löst die durch das Objekt verursachten Phasenschübe der Wellenfronten auf. Dabei werden die Dickegradienten, die vom Phasenschub im Objekt abhängig sind, parallel zu den Phasenkontrast-Gittern dargestellt. Das Dunkelbild beschreibt den Abfall der Visibilität durch Kleinwinkelstreuung. Die Visibilität, definiert nach [PP06],

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (10)$$

ist ein Maß für die Sichtbarkeit der Moiré-Muster. Sie setzt sich aus den maximalen Intensitäten I_{\max} und minimalen Intensitäten I_{\min} des aufgenommenen Moiré-Musters zusammen. Die Bild-Rekonstruktion kann im Detail in [Sch20] nachvollzogen werden.

2.5. Einfluss der Quellausdehnung auf die Strahlungskohärenz

In [Mai16] wird der räumliche Kohärenzgrad γ_{12} in Abhängigkeit der Quellausdehnung beschrieben:

$$|\gamma_{12}| \approx \left(\frac{1 + \cos[\omega(\tau_b - \tau_a)]}{2} \right) \cdot \left(1 - \frac{\tau_a}{\tau_0} \right) \cdot \left(1 - \frac{\tau_b}{\tau_0} \right). \quad (11)$$

Hierbei ist die Variable ω die Kreisfrequenz der Strahlung und t_0 ist die Kohärenzzeit, die umgekehrt proportional zur spektralen Breite Δf der Quelle ist: $\langle \tau_0 \rangle = 1/\Delta f$. In Gleichung 11 werden zwei räumlich getrennte Punkte S_a und S_b einer Quellausdehnung als Punktquellen festgelegt. Für zwei Betrachtungspunkte P_1 und P_2 besitzen zwei Wellen der Punktquelle S_a den Gangunterschied $\tau_a = \frac{r_{2a} - r_{1a}}{c} + \tau$ und zwei Wellen der Punktquelle S_b den Gangunterschied $\tau_b = \frac{r_{2b} - r_{1b}}{c} + \tau$, mit Lichtgeschwindigkeit c und der Zeitdifferenz

τ . τ ist die Differenz aus den benötigten Zeiten der beiden Wellen eines Quellpunktes für ihre Wege. Abbildung 3 veranschaulicht die Strahlengänge der zwei Quellpunkte zu den Betrachtungspunkten.

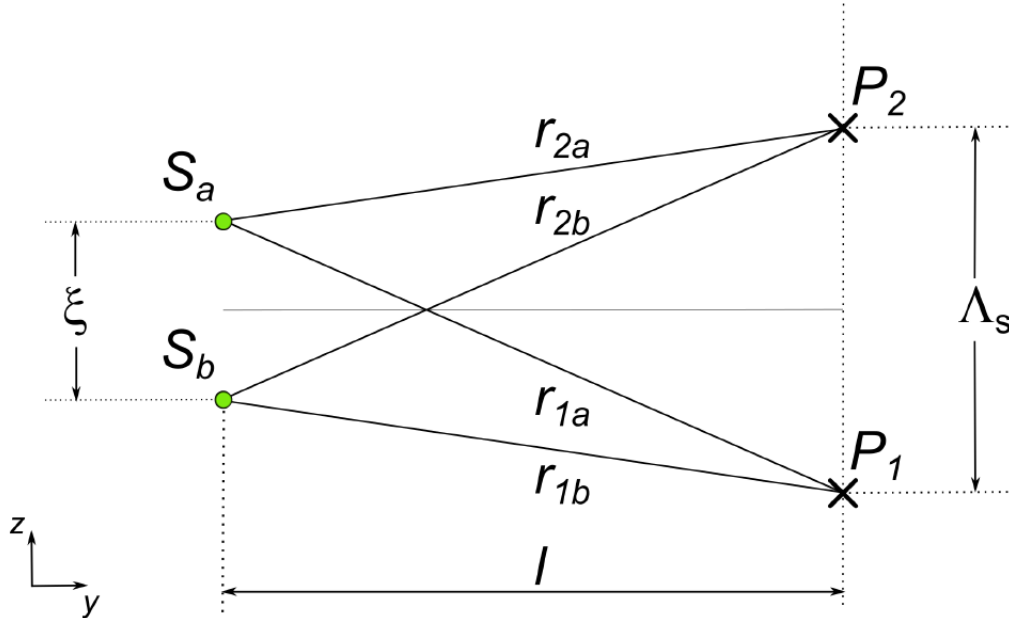


Abbildung 3: Skizze der Strahlenwege zweier Punktquellen S_a und S_b zu Beobachtungspunkten P_1 und P_2 aus [Mai16]. S_a und S_b befinden sich mit Abstand ξ auf einer ausgedehnten Quelle. Der mittlere Abstand von Quellebene zu Beobachtungsebene ist l .

Sind die Positionen von S_a und S_b identisch, dann wird die Differenz $\tau_b - \tau_a = 0$. Der Kohärenzgrad in Gleichung 11 wird maximal und die Quelle ist eine ideale Punktquelle. Ist $\tau_b - \tau_a = \pi$, so ist $\gamma_{12} = 0$ und es kann zu keiner Interferenz kommen.

Unter Berücksichtigung des Kohärenzgrades kann die Visibilität aus Gleichung 10 folgendermaßen ausgedrückt werden [Mai16]:

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}|}{I_1 + I_2} \quad (12)$$

Die Intensitäten I_1 und I_2 gehören zu zwei separaten Punktquellen. Sind $I_1 = I_2$, ist die Visibilität $V = |\gamma_{12}|$. Dann wird die Visibilität nur durch die räumliche Kohärenz bestimmt, die wiederum vom Abstand zwischen den beiden Punktquellen beeinflusst wird. Zusammenfassend hat eine Minimierung der Quellausdehnung eine Maximierung der Visibilität der Interferenzmuster zur Folge. Das wirkt sich positiv auf die Bildgebungsqualität bei Phasenkontrast aus.

3. PHELIX-Strahlzeit

Im Rahmen einer Strahlzeit am GSI Helmholtzzentrum 2023 in Darmstadt wird ein Experiment zu gitterbasierter Phasenkontrast-Bildgebung am PHELIX (Petawatt High-Energy Laser for Heavy Ion Experiments) durchgeführt. Es handelt sich um ein Hochenergiedichte-Experiment mit Backlighter-Röntgenquelle, die durch den Hochleistungslaser PHELIX erzeugt wird.

3.1. Phasenkontrast am PHELIX 2023

Für das Experimentieren mit Phasenkontrast-Bildgebung werden zwei separate Laserpulse des PHELIX in Anspruch genommen. Die Pulse entstehen am Femtosekunden-Frontend und Nanosekunden-Frontend des PHELIX. Anschließend werden die Pulse bis auf ca. 30 J pro Puls verstärkt. [12c] [Aks+21]

Im Experiment erzeugt das Femtosekunden-Frontend einen Kurzpuls von 500 – 2500 fs Dauer [12a]. Dieser Kurzpuls wird auf den Backlighter (metallischer Draht/Folie) geschossen und erzeugt damit einen Backlighter-Blitz. Die entstehende Backlighter-Röntgenquelle wurde in Unterabschnitt 2.1 beschrieben. Die ausgesendete Röntgenstrahlung kann zur Phasenkontrast-Bildgebung (siehe Unterabschnitt 2.4) genutzt werden.

Das Nanosekunden-Frontend erzeugt einen Langpuls, der 1 – 7 ns lang ist [12b]. Der Langpuls trifft auf ein weiteres Plastik-Target, an dem ein Plasma-Schock entsteht.

Der Kurzpuls auf den Backlighter wird bis zu 10 ns verzögert zum Langpuls auf das Schock-Target geschossen. So kann die Backlighter-Strahlung zeitlich versetzt durch den entstandenen Plasma-Schock propagieren. Mit Phasenkontrast soll der Schock abgebildet werden.

Das Ziel, einen klar erkennbaren Plasma-Shock im Phasenkontrastbild darzustellen, wurde im Rahmen des Experimentes erreicht. Weiterführend sollen so Dichteverteilungen des Plasmas bestimmt werden. Außerdem werden weitere Diagnosen und Messungen durchgeführt.

Der gesamte Aufbau mit Diagnostiken ist in Abbildung 4 dargestellt. Vom Backlighter können verschiedene Strahlachsen ausgehen, da die entstehende Strahlung beim Backlighter-Blitz in alle Richtungen emittiert wird. Es kann somit verschiedene Strahlachsen für mehrere folgende Setups geben.

Eine EMP-Box schützt den digitalen Detektor, der zum primären Phasenkontrast-Setup gehört, vor elektromagnetischer Strahlung. Neben der EMP-Box ist mit einem weiteren Gitterpaar das sekundäre Phasenkontrast-Setup mit Imaging Plates aufgebaut. Zur Fokussierung der Laserpulse auf die Targets werden Fokusdiagnostiken benötigt. Weitere Aufbauten dienen dazu das Spektrum der Röntgenstrahlung zu analysieren. Zur Untersuchung des Fokus der Backlighter-Röntgenquelle wird ein Knife-Edge-Aufbau verwendet.

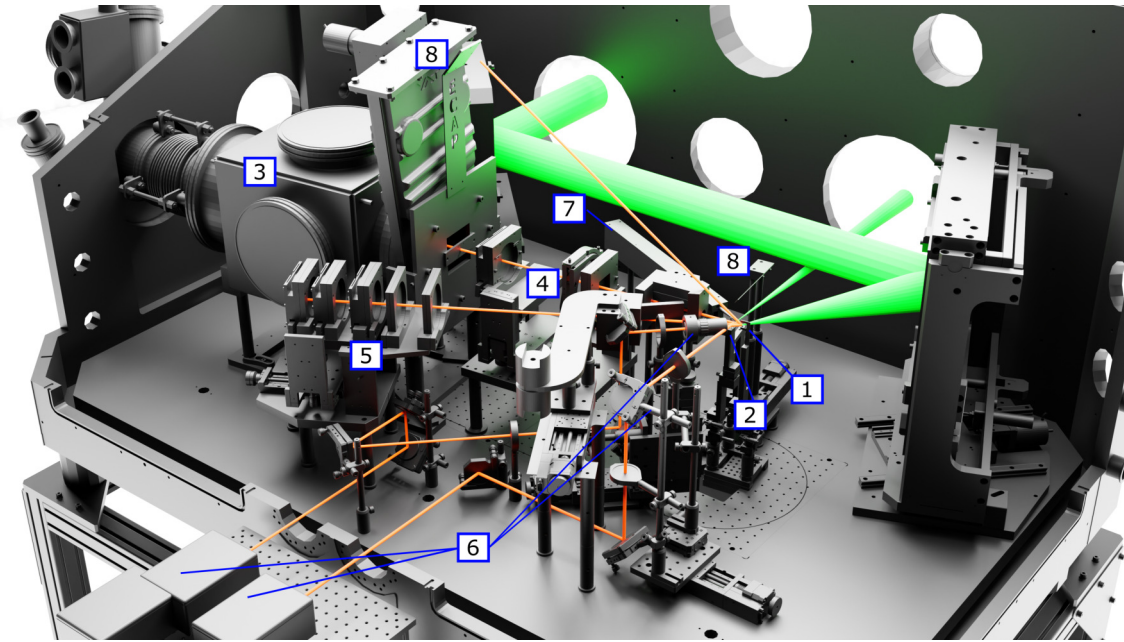


Abbildung 4: CAD-Modell des Aufbaus in der Target-Chamber zum Phasenkontrast-Experiment am PHELIX 2023 (Modell erstellt von Stephan Schreiner). **1)** Halterung des Backlighters (siehe Abbildung 5), auf den der Kurzpuls (grün) auftrifft und elektromagnetische Strahlung entlang der orangen Achsen zu den Setups emittiert. **2)** Plasma-Target-Halterung, direkt links neben dem Backlighter-Target und unter Magnified-Edge (**8**), wird mit Langpuls (grün) beschossen. **3)** EMP-Box mit Detektor. **4)** Primäres Phasenkontrast-Setup. **5)** Sekundäres Phasenkontrast-Setup. **6)** Fokusdiagnostik für Laserpulse. **7)** Spektrumsdiagnostik. **8)** Magnified-Edge-Aufbau der Knife-Edge-Methode zur Charakterisierung der Backlighter-Quelle (Contact-Edge-Aufbau nicht im Modell enthalten) mit Imaging Plate oben an EMP-Box und Magnified-Edge an Plastik-Halterung über Schock-Target.

Die Experimentierkammer mit Versuchsaufbauten ist die sogenannte Target-Chamber, die zum Schuss evakuiert ist. Mit Schuss bezeichnet man hier die Erzeugung eines Backlighter-Blitzes mit dem Kurzpuls. Je nach Anforderung kann zusätzlich mit dem Langpuls ein Plasma-Schock erzeugt werden. Zwischen den Schüssen ist ein "Cool-Down" von mindestens 90 Minuten nötig, da der Hauptverstärker des PHELIX abkühlen muss, sowie Arbeiten an der Kammer durchgeführt werden müssen. Die Kammer wird belüftet, um die Targets auszutauschen und um die Aufbauten auf den nächsten Schuss vorzubereiten. Anschließend wird die Kammer wieder evakuiert.

Da für jeden Schuss ein neues Backlighter-Target verwendet werden muss, entstehen Abweichungen zwischen den Schüssen. Mithilfe der Experimentdiagnostiken sollen diese Abweichungen erkannt werden, um sie später in der Gesamtauswertung berücksichtigen zu können.

3.1.1. Fokusanalyse von Backlighter-Röntgenquellen am PHELIX

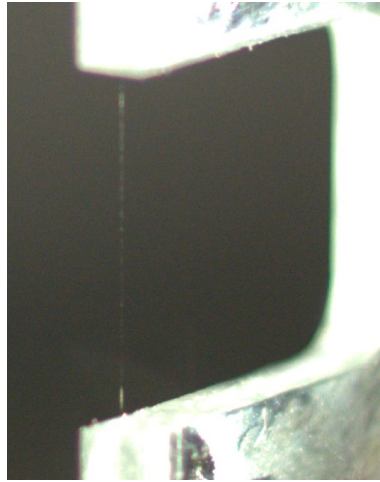


Abbildung 5: Nahaufnahme eines $\sim 5 \mu\text{m}$ dicken Drahtes, der als Backlighter-Target dient. Der Draht ist oben und unten an einer Plastikhalterung befestigt. Fotografie von Stephan Schreiner.

Nach Unterabschnitt 2.5 korreliert die räumliche Kohärenz mit der Quellausdehnung und ist für die Phasenkontrast-Bildgebung im Experiment von Relevanz. Die vertikale (Fokushöhe) und horizontale (Fokusweite) Ausdehnung der Backlighter-Röntgenquelle soll untersucht werden. Die Stege der Gitter sind vertikal ausgerichtet. Die Interferenzmuster entstehen senkrecht zu den Gitterstegen. Das bedeutet, dass die Fokushöhe wenig Einfluss auf die Bildgebung nimmt und hauptsächlich die Fokusweite interessant ist. Dementsprechend werden die Backlighter-Drähte wie in Abbildung 5 vertikal positioniert, um eine schmale Fokusweite zu erhalten. Der Durchmesser der Drähte ist mit $\sim 5 \mu\text{m}$ deutlich kleiner als die Drahtlänge im mm-Bereich. Zu erwarten ist also eine etwa $5 \mu\text{m}$ Fokusweite, die durch den Drahtdurchmesser bestimmt ist. Die Messungen des Knife-Edge-Aufbaus sollen diese Erwartung überprüfen. Die Knife-Edge-Methode und deren Ergebnisse zur Fokuscharakteristik beim Backlighter-Experiment am PHELIX werden in den nächsten Abschnitten erläutert.

4. Fokusanalyse mit der Knife-Edge-Methode

Die Knife-Edge-Methode dient zur Bestimmung der Fokusgröße von Backlighter-Röntgenquellen. Die verwendete Methode wird Schritt für Schritt erklärt und anschließend werden die Ergebnisse diskutiert. Das Methodenprinzip ist vorwiegend dem Paper [Nis+20] entnommen. Aufbau, Durchführung und Auswertung wurden den Umständen entsprechend adaptiert.

Die Methode benötigt wenig Spezial-Werkzeug und keine komplexen Komponenten. Die materiellen Ansprüche sind gering, der Aufbau ist verhältnismäßig simpel und es müssen keine elektronischen Detektoren verwendet werden. Zudem wird mit der Knife-Edge-Methode die Detektorverschmierung berücksichtigt. Bei Backlighter-Experimenten ist es von großem Vorteil keine elektronischen Geräte zu verwenden, da diese zusätzlich vor dem elektromagnetischen Schock, der beim Backlighter-Blitz entsteht, geschützt werden müssten.

Hier werden zwei Imaging Plates zur Bildgebung der Röntgenstrahlung verwendet. Zudem werden zwei transmissionsschwache Kanten benötigt: Die Magnified-Edge und die Contact-Edge.

4.1. Aufbau

Abbildung 6 ist eine Fotografie des gesamten PHELIX-Setups. Wie in Unterabschnitt 3.1 beschrieben kann es mehrere setupspezifische Strahlachsen geben. Eingezeichnet sind die Strahlenwege des Knife-Edge-Setups. Das Setup der Methode setzt sich aus zwei einzelnen Knife-Edges zusammen, der Magnified-Edge und der Contact-Edge. Das Magnified-Edge-Setup, orange gekennzeichnet, bildet den rechten Teil des Aufbaus, den linken Teil bildet das blau markierte Contact-Edge-Setup. Abbildung 7 veranschaulicht den Aufbau zusätzlich schematisch.

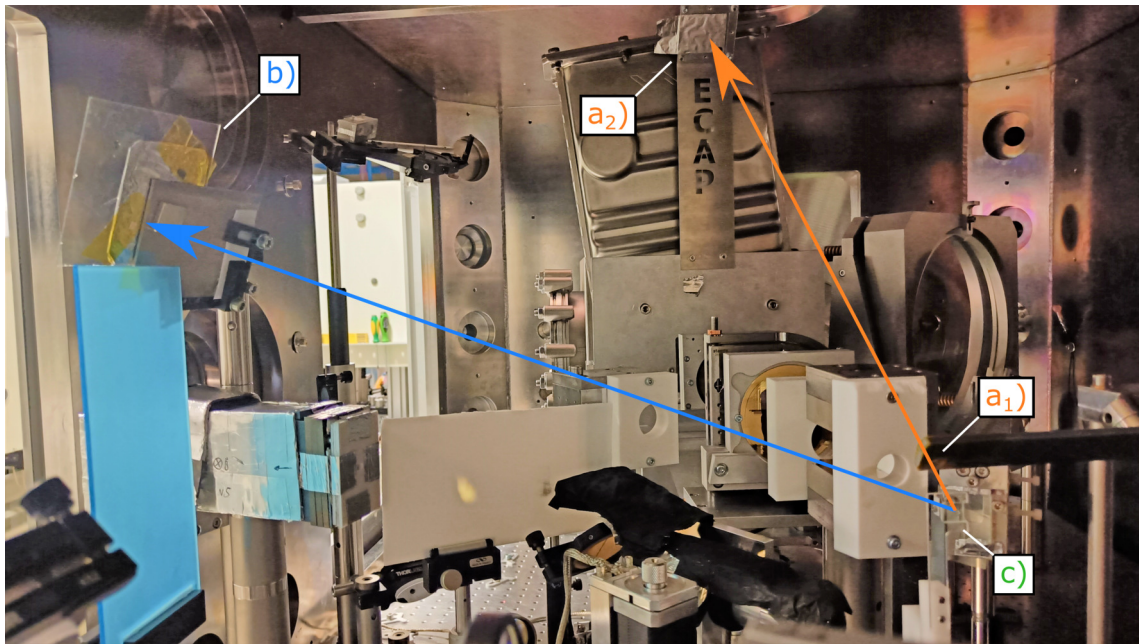


Abbildung 6: Fotografie des PHELIX-Setups in der Target-Chamber. Die Pfeile beschreiben die Strahlenwege der vom Backlighter **c**) emittierten Röntgenstrahlung im Knife-Edge-Setup. **a₁**) Magnified-Edge an einer Plastikhalterung. **a₂**) Imaging Plate in einer Metallhalterung für die Magnified-Edge-Aufnahme (siehe Abbildung 8). **b**) Contact-Edge-Setup mit Imaging Plate (siehe Abbildung 9).

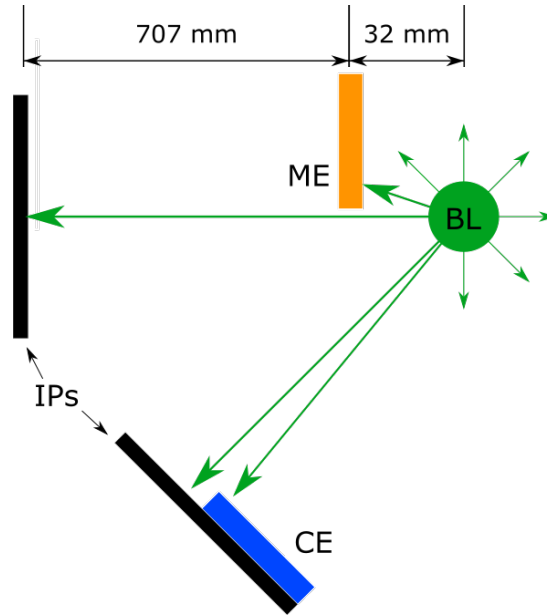


Abbildung 7: Skizzierung des Knife-Edge-Aufbaus mit Magnified-Edge (ME). Contact-Edge (CE), Imaging Plates (IPs) und Backlighter-Röntgenquelle (BL). Die Kantenverschmierung an der Magnified Edge durch die Röntgenquelle wird vergrößert mit der Imaging Plate aufgenommen. Die Kantenverschmierung an der Contact-Edge wird nicht vergrößert aufgenommen, da diese direkt auf der Imaging Plate aufliegt.

Die Magnified-Edge ist eine $50\ \mu\text{m}$ dicke Goldfolie mit sehr scharfer Kante. Sie ist mithilfe eines Capton Tapes über ein Loch in einem Plastikstück geklebt. Das Plastikstück ist mithilfe eines Posts an einer linearen Achse befestigt. So kann dieser Teil des Aufbaus nach Schüssen zur Seite gefahren werden, um Platz zum Austausch der Targets zu schaffen. Die Kante wird als Magnified-Edge bezeichnet, da sie vergrößert dargestellt wird (siehe Gleichung 2). Die Aufnahme erfolgt über eine Imaging Plate (siehe Unterabschnitt 2.2), die in einer Distanz von $d_{\text{KE,IP}} = 707\ \text{mm}$ zur Magnified-Edge und $d_{\text{Q,IP}} = 739\ \text{mm}$ zur Backlighter-Quelle befestigt ist. Der Abstand von der Quelle beträgt $d_{\text{Q,KE}} = 32\ \text{mm}$. Bei allen Messwerten wird ein Messfehler von $5\ \text{mm}$ berücksichtigt. Nach

$$m = \frac{d_{\text{Q,KE}} + d_{\text{KE,IP}}}{d_{\text{Q,KE}}} = \frac{d_{\text{Q,IP}}}{d_{\text{Q,KE}}} \quad (13)$$

wird die Magnified-Edge um den Faktor $m = 23.1 \pm 3.7$ vergrößert.

Die optimale Ausrichtung der Magnified-Edge kann im Imaging Plate Scan in Abbildung 8 rechts betrachtet werden. Die Hauptanforderung dabei ist, dass jeweils senkrecht zur horizontalen und vertikalen Kante der Magnified-Edge (Goldfolie) $100\ \text{Pixel}$ Freifeld sind.

In den Ecken sind Kreuze zu erkennen. Diese bestehen aus Metalldrähten, die an einer Plexiglasscheibe kleben. Die Kreuze können helfen, die Aufnahmen zueinander zu matchen.

Sie sind Fixpunkte, deren Position unabhängig von den Schüssen ist. Durch das Matchen können die Aufnahmen positionell zur Deckung gebracht werden. Gründe hierfür sind, dass verschiedene Imaging Plates genutzt werden, die Imaging Plates unterschiedlich im Setup eingelegt werden und die Ausrichtung beim Scan nie identisch ist.

Die Imaging Plate wird von links zwischen die Aluminium-Rückwand und die Plexiglasscheibe eingeschoben (siehe Abbildung 8, Fotografie links). Sie wird sowohl für die Magnified-Edge- als auch Contact-Edge-Messungen mit Aluminiumfolie umwickelt, um sie vor optischem Licht zu schützen. Die Halterung ist so gekippt, dass die Imaging Plate parallel zur Magnified-Edge in der Strahlachse steht.

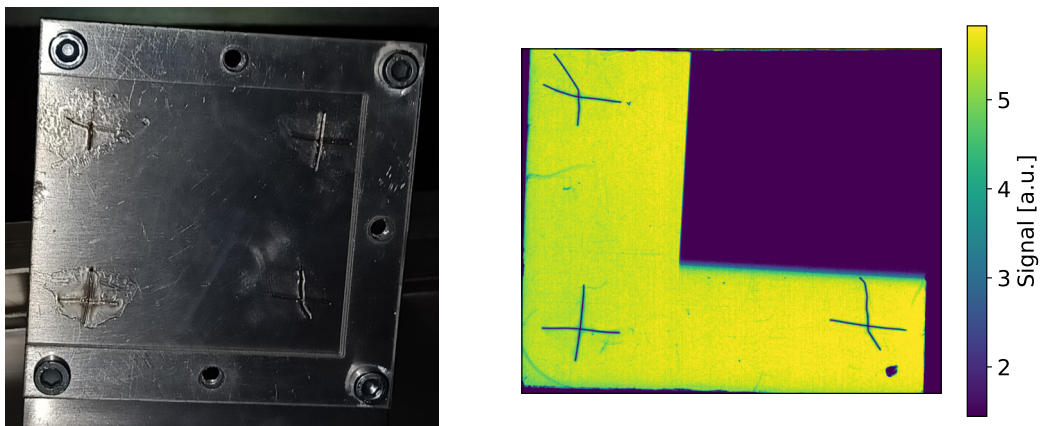


Abbildung 8: **Links:** Fotografie der Halterung der Imaging Plate des Magnified-Edge-Setups. Vier Kreuze sind auf dem Plexiglas befestigt, hinter welchem die Imaging Plate eingeschoben wird. **Rechts:** Imaging Plate Scan der Magnified-Edge von Schuss 44. Zu erkennen sind in Violett die Magnified-Edge im oberen rechten Bereich und drei Kreuze aus Metalldrähten.

Die Contact-Edge ist eine Knife-Edge, die so nah wie möglich an der Imaging Plate sitzt, idealerweise ohne Abstand, im Kontakt mit der Imaging Plate (blau skizziert in Abbildung 7). In Abbildung 9 links ist eine große Wolframplatte zu sehen, an der ein quadratischer Magnet angebracht ist, der die magnetische Imaging Plate in Position hält. Eine Plexiglasscheibe sitzt zwischen Imaging Plate und Wolframplatte. Zwischen Imaging Plate und Plexiglas sind zwei Contact-Edges mit Capton-Band an der Plexiglasscheibe befestigt. Bei den Contact-Edges handelt es sich um die Kanten einer 50 μm dicke Goldfolie und einer 6 μm dicke Wolframfolie.

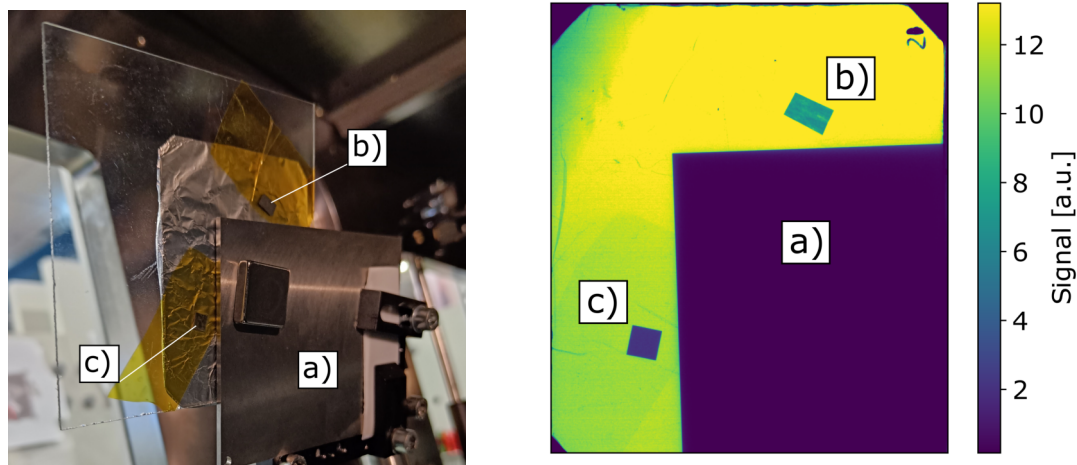


Abbildung 9: **Links:** Fotografie der Contact-Edge Halterung mit Imaging Plate in Aluminiumfolie. Kleine Contact-Edges sind mittels gelbem Capton-Band an einer Plexiglasscheibe befestigt. **Rechts:** Scan der Imaging Plate der Contact Edge von Schuss 44. a) Mehrere Millimeter dicke Wolframplatte. b) $6\ \mu\text{m}$ dicke Wolframfolie. c) Quadratische, $50\ \mu\text{m}$ dicke Goldfolie.

4.2. Prinzip

Die Knife-Edge Methode beruht auf der Auswertung der beiden Antwort-Funktionen der Magnified-Edge und Contact-Edge auf die Backlighter-Röntgenquelle. Die Systemantworten der beiden stark absorbierenden Kanten, die im Knife-Edge-Aufbau aufgenommen werden, werden Edge-Spread-Functons (ESF) genannt.

Da die Contact-Edge direkt am Detektor (Imaging Plate) anliegt, wird mit der ESF_{con} nur die Detektorverschmierung (detektoreigene Unschärfe) aufgenommen. Diese Kanten-Antwort ist unabhängig von der Quelle. Deshalb nimmt die Quellgröße und auch die Geometrie zwischen Quelle und Kante keinen Einfluss auf die ESF_{con} . Der Kontrast (Intensitätsunterschied) einer idealen Kante, die keine Strahlung transmittiert, ist unabhängig von der Strahlungsintensität und dem Strahlungsspektrum gleich. In der Realität transmittiert eine nicht ideale Kante spektrumsabhängig Strahlung, daher hängt der Kontrast vom Strahlungsspektrum ab.

Die Kanten-Antwort auf die Quelle im Transmissionsbild des Magnified-Edge-Setups wird als ESF_{mag} vergrößert aufgenommen (siehe Unterabschnitt 4.1), damit sich die Quellverschmierung von der Detektorverschmierung abhebt und vom Detektor aufgelöst werden kann.

Die ESF_{mag} beinhaltet sowohl die Detektorverschmierung als auch die Quellverschmierung an der Magnified-Edge. Die Detektorverschmierung wird bei beiden Kanten-Aufnahmen als identisch angenommen, da jeweils gleiche Imaging Plates verwendet werden.

Eine Ableitung der ESF ergibt die sogenannte Line-Spread-Funktion (LSF) der Kanten.

Die LSF ist die Detektorantwort auf eine eindimensionale ideale Linienquelle. Durch eine Entfaltung der LSF_{mag} mit der LSF_{con} kann die Detektorverschmierung gefiltert werden. Das Ergebnis ist eine LSF_{fokus} des Fokus, die die reine Quellverschmierung aus der Magnified-Edge-Aufnahme beschreibt. Mit der LSF_{fokus} kann die Fokusgröße der Quelle bestimmt werden.

Da die LSF nur die Antwort einer eindimensionalen Quelle beschreibt, aber im Experiment die zweidimensionale Projektion einer Röntgenquelle angenommen wird, wird die Knife-Edge-Methode für beide Dimensionen durchgeführt. Deshalb sind die Kanten so ausgerichtet, dass die horizontale und die vertikale Kante abgebildet werden (siehe Magnified-Edge Abbildung 8 und Contact-Edge Abbildung 9).

Zusammenfassend werden zwei ESF aufgenommen. Die ESF_{mag} beinhaltet Quell- und Detektorverschmierung. Die ESF_{con} beschreibt nur die Detektorverschmierung. Durch eine Entfaltung der zugehörigen LSF kann die Detektorverschmierung gefiltert werden und die Fokusgröße aus der Quellverschmierung berechnet werden. Im Anschluss wird der Prozess vom Scan bis zur Fokusgröße im Detail erklärt.

4.3. Auswertung

4.3.1. Imaging Plate-Scans

Sobald ein Schuss am Backlighter durchgeführt wurde, werden die Imaging Plates aus dem Versuchsaufbau (siehe Unterabschnitt 4.1) entnommen. Anschließend werden sie mit den Imaging Plates der anderen Diagnostiken direkt an einem Scanner digitalisiert, um ein Verblässen durch spontane Rekombination (siehe Unterabschnitt 2.2) zu vermeiden. Der Scan erfolgt mit einem Amersham Typhoon [Cyt] bei einer Scan-Weite von $50 \mu\text{m}$. Das bedeutet, dass ein Pixel im Scan einer $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ Fläche auf der Imaging Plate entspricht. Nach [Rau22] ist diese Scan-Weite der beste Kompromiss zwischen Rauschverhalten und Auflösung.

4.3.2. Region of Interests (ROI)

Im nächsten Schritt werden die interessanten Bereiche des Scans, sogenannte Region of Interests (ROI), ausgeschnitten. Diese ROI werden im Anschluss mit einem Algorithmus [Rau22] ausgewertet, der im nächsten Unterabschnitt 4.3.3 näher erläutert wird. Um genügend Stichprobenumfang für den Algorithmus zu bekommen, werden mindestens 100 Spalten parallel zur Kante ausgeschnitten. Zudem soll die ROI senkrecht zur Kante so gewählt werden, dass die Kantenstruktur vollständig abgebildet ist. Unregelmäßigkeiten sollten vermieden werden, da sonst Probleme im Algorithmus auftreten können.

In Abbildung 10 ist im linken Bild der Scan der Magnified-Edge zu Schuss 44 abgebildet. Die ROI der vertikalen und horizontalen Kanten sind jeweils mit einem roten Rechteck veranschaulicht. Die gewählten ROI-Breiten senkrecht zur Kante liegen in Größenordnungen um 200 Pixel. Die Höhe liegt im Bereich etwas über 100 Pixel. Die Auflösung kann bei einzelnen ROI variieren. Gründe dafür sind die erwähnten Inhomogenitäten und Artefakte im Bild. Da die Kanten mit je über 500 Pixel sehr lange sind und senkrecht zu den Kanten sehr viel Freifeld vorliegt, wurden ROI mit einer Größe über die oben beschriebenen Anforderungen hinaus ausgewählt. Größere ROI sind eine umfangreichere Stichprobe für den Algorithmus, woraus ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis resultieren kann.

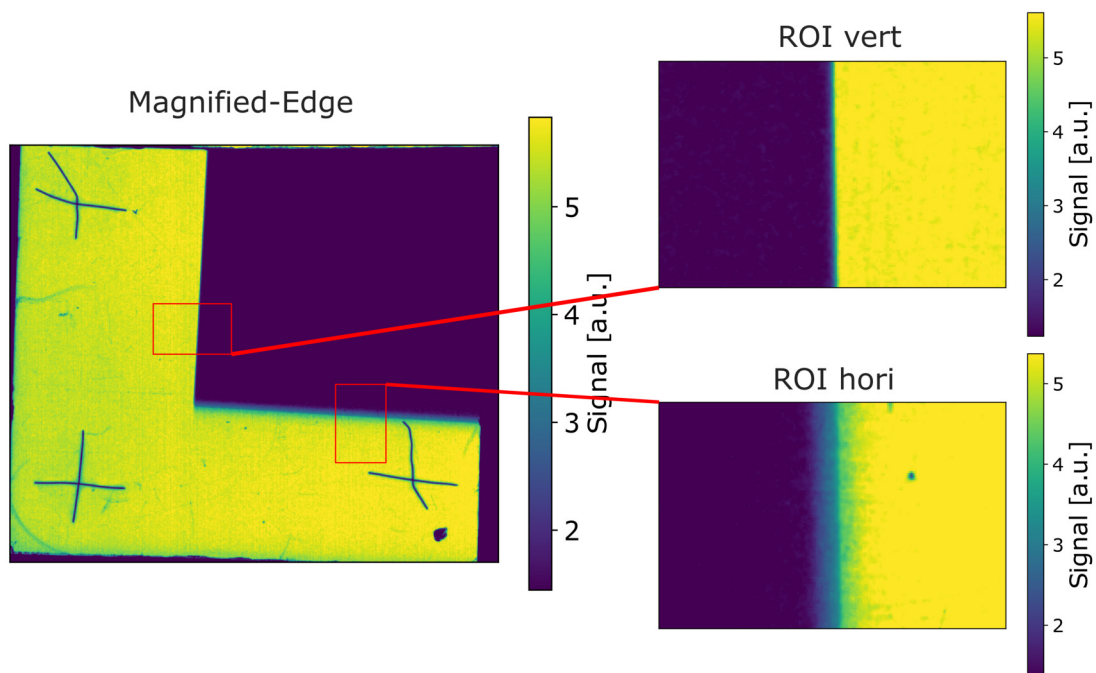


Abbildung 10: Im linken Scan ist das Transmissionsbild des Magnified-Edge-Setups zu Schuss 44 zu sehen (siehe auch Abbildung 8). An den vertikalen und horizontalen Kante der Magnified-Edge (großer dunkelblauer Bereich) wird je eine ROI ausgeschnitten. Die ROI sind rotiert in den beiden rechten Bildern mit Seitenlängen von 201x131 Pixel abgebildet. Die roten Rechtecke entsprechen nicht den wirklichen Ausschnitten in den zwei rechten Bildern, sondern dienen nur zu Veranschaulichung der Methode.

Der Imaging Plate-Scan der Contact-Edges ist in Abbildung 11 zu sehen. Die Goldkante wurde gewählt, da nach den ersten Shots auffiel, dass die Kante der großen Wolframplatte eine größere Kantenverschmierung hat, als erwartet. Dies kann auf einen Schattenwurf an der Kante zurückzuführen sein, verursacht durch die Dicke der Wolframplatte von mehreren Millimetern. Die Kanten im Imaging Plate-Scan der kleinen 50 μm dicken Goldfolie sind deutlich schärfer, was näher an einer idealen Kante liegt. Außerdem absorbiert das

Gold stärker als Wolfram, woraus ein erhöhter Kontrast zum Freifeld resultiert. Deshalb wird auch die kleine Wolframfolie ausgeschlossen.

Da die Goldfolie deutlich kleinere Abmessungen hat als die große Wolframplatte, ist die mögliche ROI-Größe begrenzt. Der größtmögliche Ausschnitt, um in den ROI nicht wieder über die Kante in das Freifeld zu kommen (siehe in Abbildung 11), ist 71x101 Pixel. Weitere Auswertungen zeigen, dass diese Auflösung für die Weiterverarbeitung mit dem Algorithmus genügt und keine Probleme hervorruft.

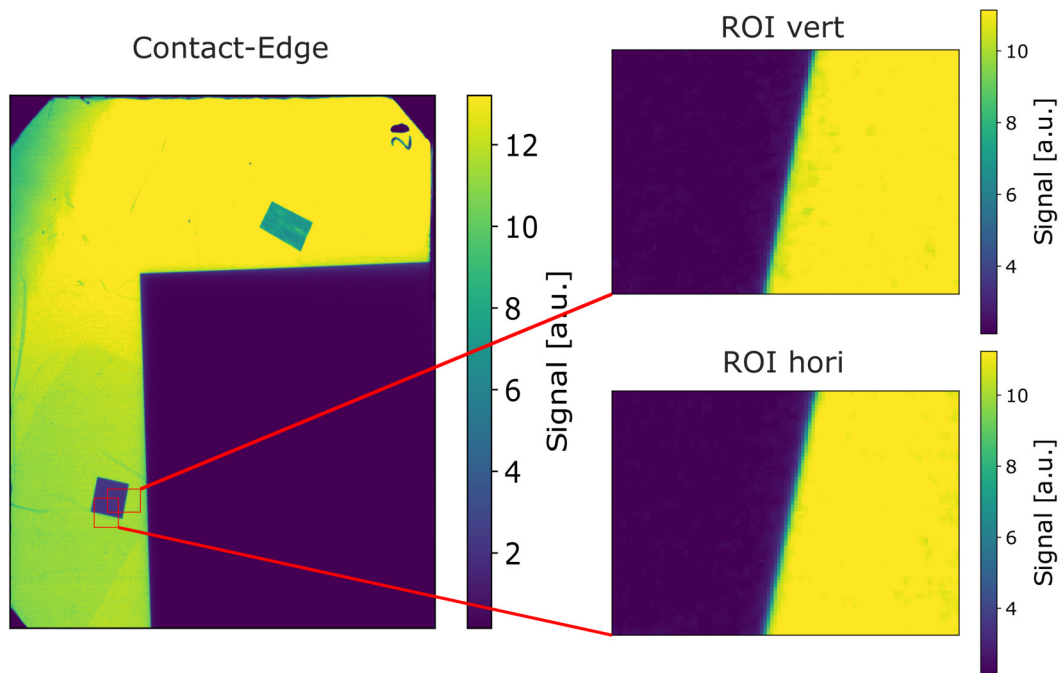


Abbildung 11: Links ist das Transmissionsbild des Contact-Edge-Setups zu Schuss 44 zu sehen (siehe auch Abbildung 9). Neben der großen violetten Wolframplatte im rechten unteren Bereich, sind eine Wolframfolie (kleines grünes Rechteck in der oberen Hälfte) und eine Goldfolie (violette Quadrat in der linken Hälfte) zu erkennen. Die ROI im rechten Bild wurden an der vertikalen und horizontalen Kante der Goldfolie ausgeschnitten und rotiert. Die roten Rechtecke im linken Bild entsprechen nicht den wirklichen Ausschnitten in den zwei rechten Bildern, sondern dienen nur zur Veranschaulichung der Methode.

4.3.3. Berechnen der ESF und LSF

Ein Algorithmus entommen aus [Rau22] erstellt die ESF und LSF der vier Kanten. Nachfolgend ist die Funktionsweise des Algorithmus kurz zusammengefasst.

Die Kanten sind in den ROI schräg (nicht parallel zu den Pixel-Spalten) eingescannt worden. In der linken Skizze der Abbildung 12 ist veranschaulicht, dass eine schräge Kante entlang einer Pixelspalte verschiedene Pixelintensitäten erzeugt, abhängig davon, wie weit die Kante den Pixel überdeckt. Der Algorithmus erstellt Bins, denen, abhängig von der x-y-Positionen an der Kante und dem Winkel der Kante zu den Pixelspalten, Pixel zugeordnet werden. Daraus folgt, dass alle Pixel in einem Bin ungefähr die gleichen Intensitätswerte haben und die ESF an der gleichen Position sampeln. Die ESF wird durch die Bins gesampelt mit dem Vorteil, dass pro Samplepunkt, also pro Bin, mehrere Datenpunkte enthalten sind, die von verschiedenen Stellen der Kante in der ROI stammen. Durch das Einbeziehen der ganzen ROI kann das Rauschen in der ESF gegenüber einzelnen Linienplots reduziert werden.

Der Algorithmus bietet eine Supersampling-Funktion. Die Anzahl der Spalten n_{col} wird mit einem Supersampling-Faktor n multipliziert. Daraus ergibt sich die Bin-Anzahl $n_{\text{bin}} = n \cdot n_{\text{col}}$. Der Vorteil ist ein erhöhtes Sampling der ESF an mehreren Subpixelpositionen, aber resultiert in einer Reduzierung der Datenpunkte pro Bin. Die ESF wird somit feiner gesampelt als etwa Linienplots. Später wird im Unterunterabschnitt 4.4.2 erläutert, warum das Supersampling für die Auswertung nicht verwendet wird.

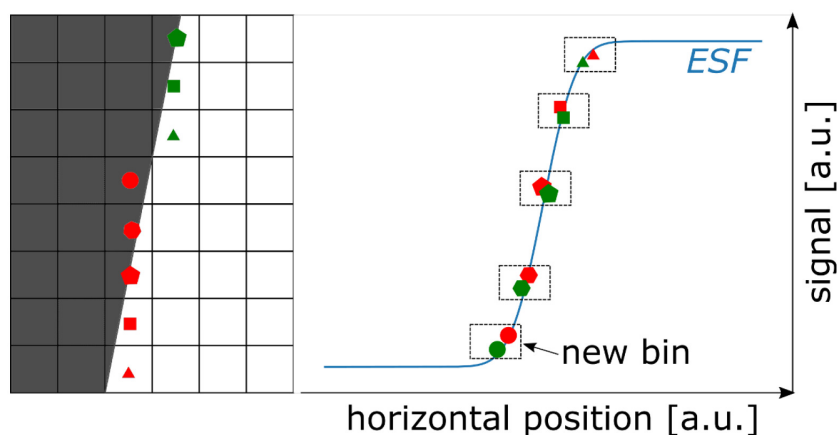


Abbildung 12: Skizze des Rebinning-Prozesses im Algorithmus aus [Rau22]. Das linke Bild zeigt in Grau die Kante. Ähnliche Pixelwerte werden, entsprechend den Markierungen, den gleichen Bins an ungefähr gleicher Sampling-Position in der ESF im rechten Graph zugeordnet.

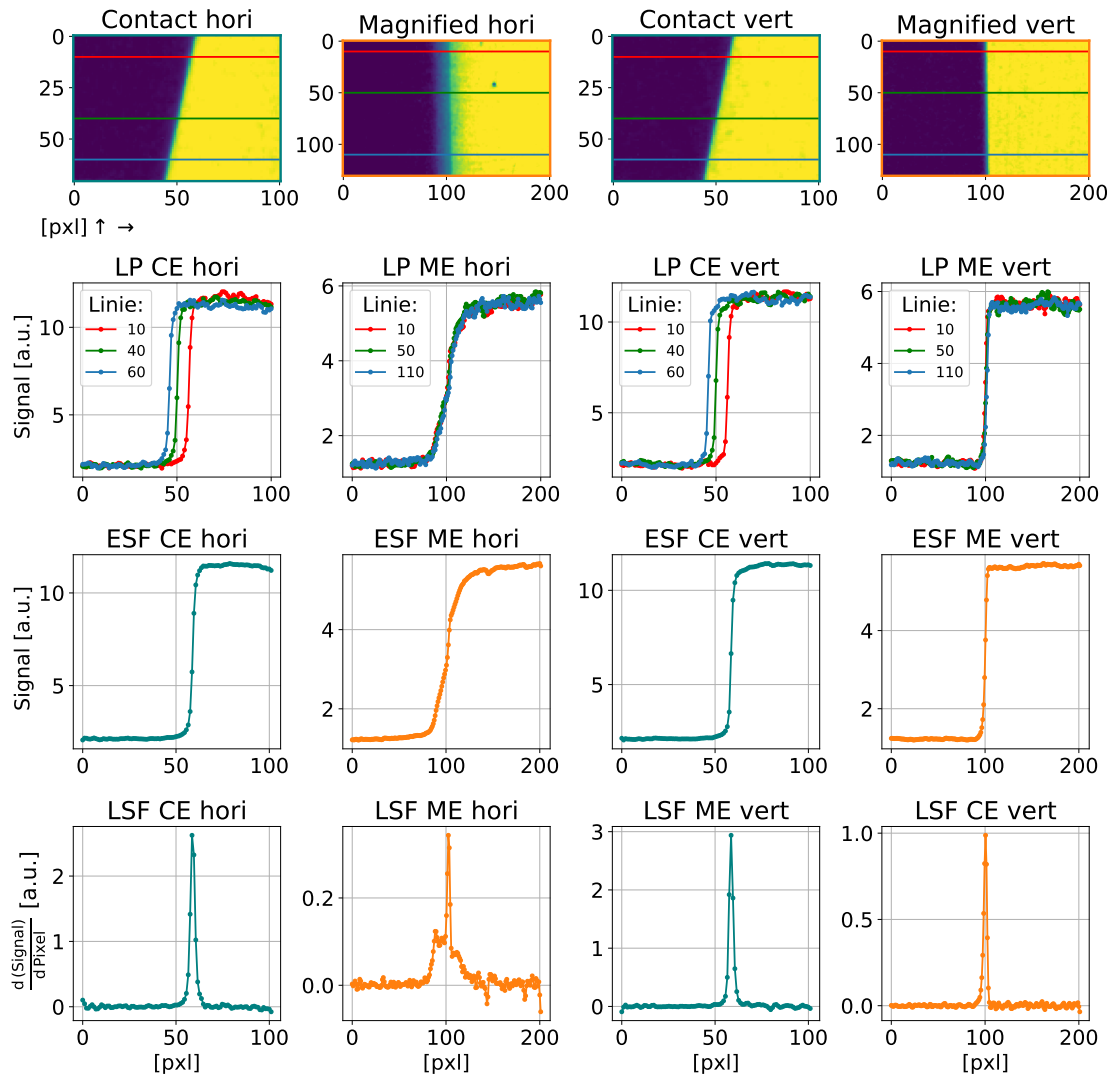


Abbildung 13: **Reihe 1:** Erstellte ROI aus Unterunterabschnitt 4.3.2 für Schuss 44. **Reihe 2:** Blaue, grüne und rote Linienplots markiert mit entsprechenden farbigen Linien in den ROI. **Reihe 3:** ESF. **Reihe 4:** LSF. **Spalte 1 und 2** entsprechen den horizontalen Kanten der Contact-Edge (CE) und der Magnified-Edge (ME), analog dazu **Spalte 3 und 4** den vertikalen Kanten der CE und ME. ESF und LSF der CE sind türkis und die der ME orange gefärbt. Alle Kurven sind über Pixel geplottet, die den Pixel auf den ROI der Imaging Plate Scans in Reihe 1 entsprechen.

In Reihe 2 der Abbildung 13 sind die Linienplots zu verschiedenen Pixel-Zeilen der ROI aus Reihe 1 geplottet. Da die Kante schräg eingescannt ist, haben die Linienplots verschiedene Pixelpositionen auf der x-Achse. Die Abstände zwischen den Contact-Edge-Linienplots entlang der x-Achse sind deutlich erkennbar. Die Magnified-Edge ist in einem kleineren Winkel eingescannt, was durch die x-Achsen-Skalierung der Linienplots kaum erkennbar ist.

Der Algorithmus kann die Datenpunkte der einzelnen Zeilen in eine übergreifende ESF sampeln, die in Reihe 3 in Abbildung 13 dargestellt ist. Im Vergleich zwischen ESF und Linienplots haben die ESF-Kurven einen rauschärmeren Verlauf. Das Schwingen des ESF-Signals unter- und oberhalb der Flanke ist geringer, als bei den einzelnen Linienplots.

Reihe 4 der Abbildung 13 zeigt die LSF der vier Kanten nach Ableiten der ESF. Die jeweiligen Kantenverschmierungen werden hier durch die Peakbreite ausgedrückt. Die Contact-Edge- und die Magnified-Edge-LSF der vertikalen Kanten in Spalte 3 und 4 sind spitz und weisen im Kurvenverlauf zueinander keine großen Unterschiede auf. Die horizontale Magnified-Edge in Spalte 2 ist deutlich ausgeschmierter. Dies ist bereits im Transmissionsbild in Reihe 1 zu erkennen. Die Flanke der ESF-Kurve ist im Vergleich zu den anderen deutlich breiter. Sie hat ungefähr bei Pixelposition 100 einen sehr steilen Verlauf, aber flacht weicher als die Kurven der anderen Kanten ab. Die zugehörige horizontale LSF liegt dementsprechend als schmaler Peak vor, der sich mit einem breiten flachen Peak überlagert.

4.3.4. Fouriertransformation

Die LSF_{mag} der Magnified Edge ist eine Faltung [Nis+20]

$$LSF_{\text{mag}} = LSF_{\text{con}} * LSF_{\text{fokus}}. \quad (14)$$

Die LSF_{con} enthält die Detektorverschmierung, die zu bestimmende LSF_{fokus} enthält die Fokusgröße. Gemessen sind die LSF_{con} der Contact-Edge und die LSF_{mag} der Magnified-Edge. Durch eine Entfaltung kann die LSF_{fokus} bestimmt werden [Nis+20]. Dafür wird in den Fourierraum transformiert und die sogenannte Optical-Transfer-Function (OTF) erstellt. Im Fourierraum entspricht die Faltung einer Multiplikation:

$$OTF_{\text{mag}} = OTF_{\text{con}} \cdot OTF_{\text{fokus}} \Rightarrow \frac{OTF_{\text{mag}}}{OTF_{\text{con}}} = OTF_{\text{fokus}}. \quad (15)$$

Nach Umstellen der Gleichung kann die OTF_{fokus} durch Division erhalten werden.

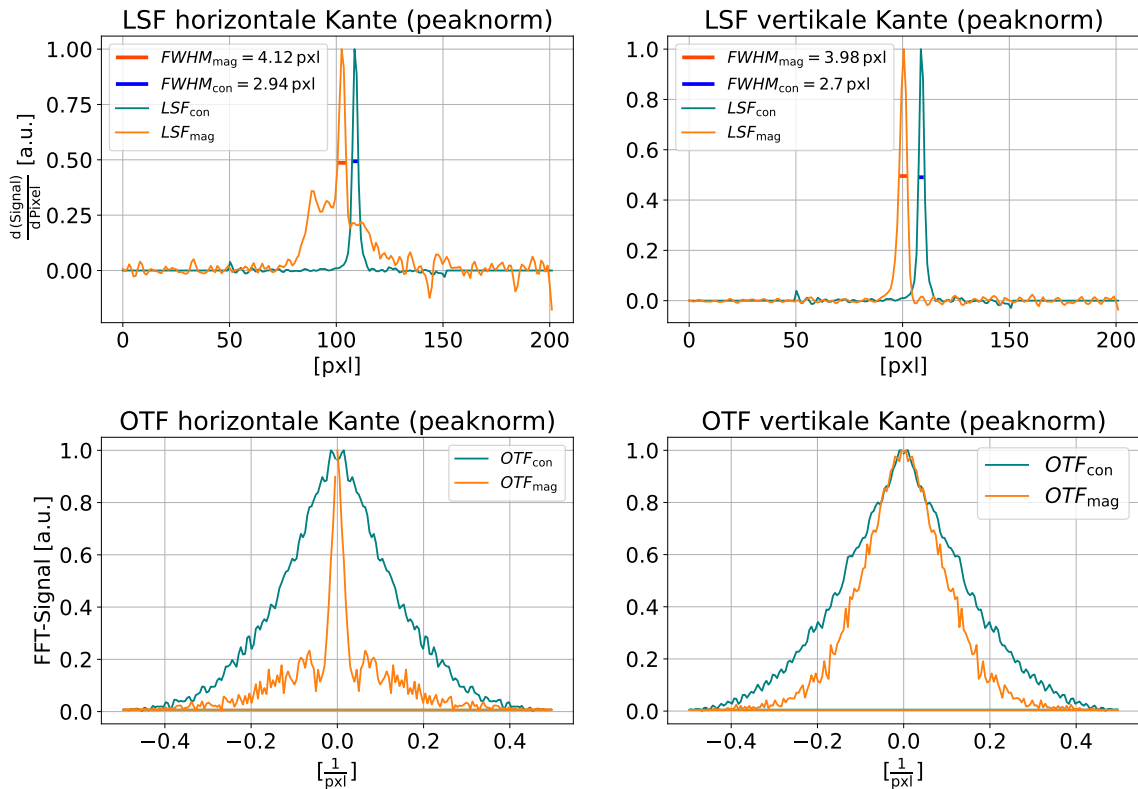


Abbildung 14: **Reihe 1:** LSF mit Peaknormierung der horizontalen und vertikalen Contact-Edge und Magnified-Edge von Schuss 44, dazu die FWHM (Full-Width-Half-Maximum) der Kurven-Peaks als rote für Magnified-Edge und blaue Linie für Contact-Edge. **Reihe 2:** Entsprechende fouriertransformierte OTF der LSF aus Reihe 1, deren Werte als Absolutbeträge und mit Peaknormierung dargestellt sind. Kurven der Magnified-Edge sind in Orange und der Contact-Edge in Türkis eingefärbt.

In Abbildung 14 sind zur Vergleichbarkeit Contact-Edge- und Magnified-Edge-Graphen in eine Achse zusammen geplottet. Die Werte sind peaknormiert, d. h. durch den Maximalwert der Peaks geteilt. Alle FFT dieser Arbeit werden als Absolutbeträge dargestellt. In Reihe 1 sind die LSF aus Abbildung 13 zu sehen, in Reihe 2 die fouriertransformierten OTF der LSF. Die Peaknormierung und das Bilden der Absolutbeträge dienen nur zur einfacheren Darstellung, werden aber nicht zum Weiterrechnen verwendet.

Die schmalen Gauß-Peaks der LSF_{con} werden als OTF_{con} zu breiteren Kurven. Die breiten LSF_{mag} (vgl. Full Width Half Maxima (FWHM) in Abbildung 14) sind im Fourierraum schmaler. Die flache Verbreiterung des Peaks der horizontalen Contact-Edge-LSF wirkt sich deutlich auf die Form der fouriertransformierten OTF aus, die sich somit stark zu den anderen OTF unterscheidet.

Der nächste Schritt ist die in Gleichung 15 beschriebene Division der OTF_{mag} durch die OTF_{con} . In Abbildung 15 ist der Quotient OTF_{fokus} geplottet. Das Rauschen der Aufnahmen wird hier durch die Division sichtbar verstärkt. Mit betragsmäßig zunehmender Frequenz nimmt das Rauschen zu. Zurückführen ist das auf den Divisor OTF_{con} , der für betragsmäßig höhere Frequenzen gegen Null geht (siehe Abbildung 14). Ein Tiefpassfilter kann das Rauschen herausfiltern. Verwendet wird ein Tukey-Window, ein Rechteckfenster mit Kosinus-Flanken, dessen Fenster- und Flanken-Breite angepasst werden kann. Die Fenster werden so gesetzt, dass möglichst ohne Verfälschung die signifikante Kurve um die Nullfrequenz ausgeschnitten wird und dennoch harte Cuts an den Fußpunkten der Kurven vermieden werden, wofür die Sinusflanken sorgen. In Abbildung 15 zeigt die schwarze Kurve das Tukey-Window und die grüne Kurve ist das gefilterte Signal, welches zur Weiterverarbeitung genutzt wird.

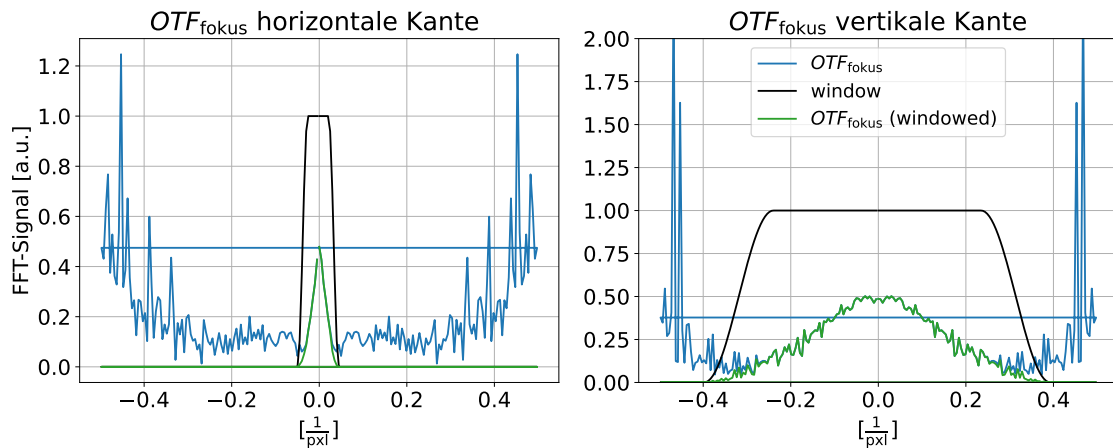


Abbildung 15: Tukey-Window als schwarze Kurve, welches multipliziert mit der blauen OTF_{fokus} die gefilterte OTF_{fokus} in Grün ergibt. **Links** für die horizontalen Kanten und **rechts** für die vertikalen Kanten von Schuss 44. Legende des rechten Graphen gilt für beide Graphen.

4.3.5. Fokusgröße

Die gefilterte OTF_{fokus} wird zur LSF_{fokus} in Abbildung 16 invers fouriertransformiert. Die LSF_{fokus} enthält den gefilterten Gaußpeak, der die Kanten-Antwort auf eine ideale Linienquelle beschreibt. Die Quellausdehnung ist dabei immer senkrecht zur Kante, weshalb die LSF der horizontalen Kante die Fokushöhe beschreibt und die LSF der vertikale Kante die Fokusweite.

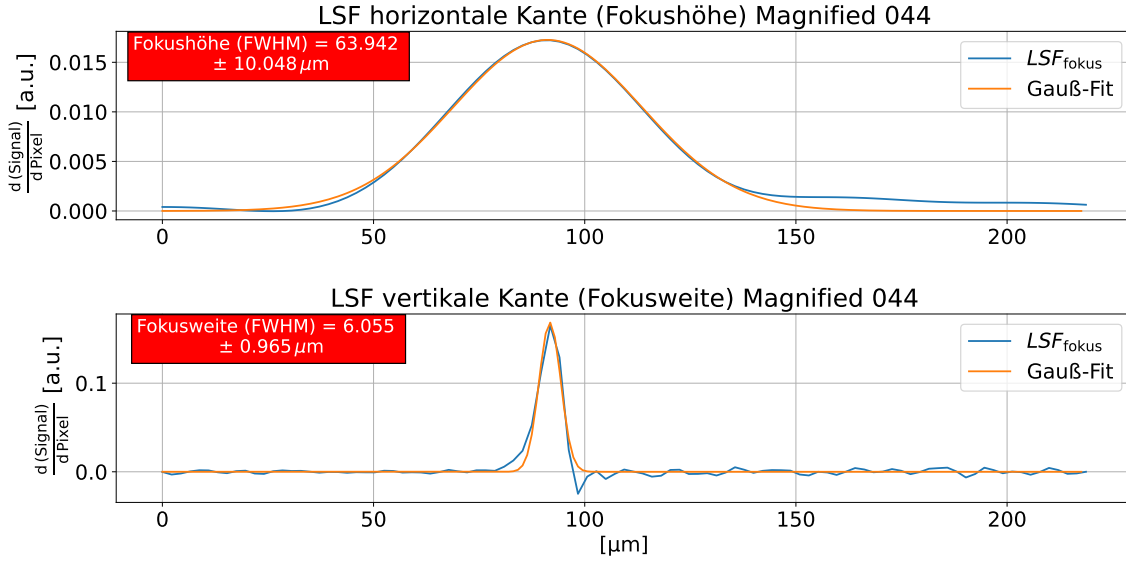


Abbildung 16: Die LSF_{fokus} von Schuss 44 in Blau geplottet über der x-Achse, die in die Quellebene von Pixel auf Mikrometer zurückgerechnet ist. **Oben** ist die LSF_{fokus} bestimmt aus den horizontalen Kanten und **unten** die LSF_{fokus} aus den vertikalen Kanten. Reale Werte für Fokushöhe mit Fehler aus Gleichung 20 und Fokusweite mit Fehler aus Gleichung 17 sind berechnet aus den FWHM, die über die Fit-Parameter des orangen Gauß-Fits bestimmt sind. Die realen Fokuswerte können für Schuss 44 in den roten Kästchen abgelesen werden.

Um die realen Fokuswerte in Quellebene zu erhalten, muss die x-Achse reskaliert werden. Bis hierhin erfolgte die Auswertung auf Detektorebene mit Pixeln als Einheit. Die Umrechnung ist

$$1\text{pxl} \equiv \frac{50 \mu\text{m}}{m} \Rightarrow \text{pxl} \equiv x_{\text{correct}} \mu\text{m} \quad (16)$$

mit Division der Contact-Edge-Vergrößerung m aus Gleichung 13 und Multiplikation der Scan-Weite $50 \mu\text{m}$ aus Unterunterabschnitt 4.3.1. Mit diesem Faktor x_{correct} kann die LSF-x-Achse in Pixel zu einer Achse mit μm -Schritten in Quellebene reskaliert werden.

Mithilfe eines Gauß-Fits an die LSF_{fokus} werden die FWHM der Peaks berechnet (siehe Abbildung 16). Die FWHM entsprechen den Fokuswerten. Der Fehler der Fokuswerte setzt sich aus dem Fitfehler $\Delta FWHM_{\text{pxl}}$ und dem Fehler Δm der Vergrößerung zusammen, der in den Fehler $\Delta x_{\text{correct}}$ des Umrechnungsfaktors x_{correct} einfließt. Das resultiert in den finalen Fehler aus der Fehlerfortpflanzung

$$\Delta FWHM_{\mu\text{m}} = \sqrt{(FWHM_{\text{pxl}} \cdot \Delta x_{\text{correct}})^2 + (x_{\text{correct}} \cdot \Delta FWHM_{\text{pxl}})^2} \quad (17)$$

für die Fokuswerte. $FWHM_{\text{pxl}}$ ist der Fokuswert in Detektorebene vor der Reskalierung mit dem Fit-Fehler $\Delta FWHM_{\text{pxl}}$. Somit sind die umgerechneten Fokuswerte in Quellebene: $FWHM_{\mu\text{m}} \pm \Delta FWHM_{\mu\text{m}}$.

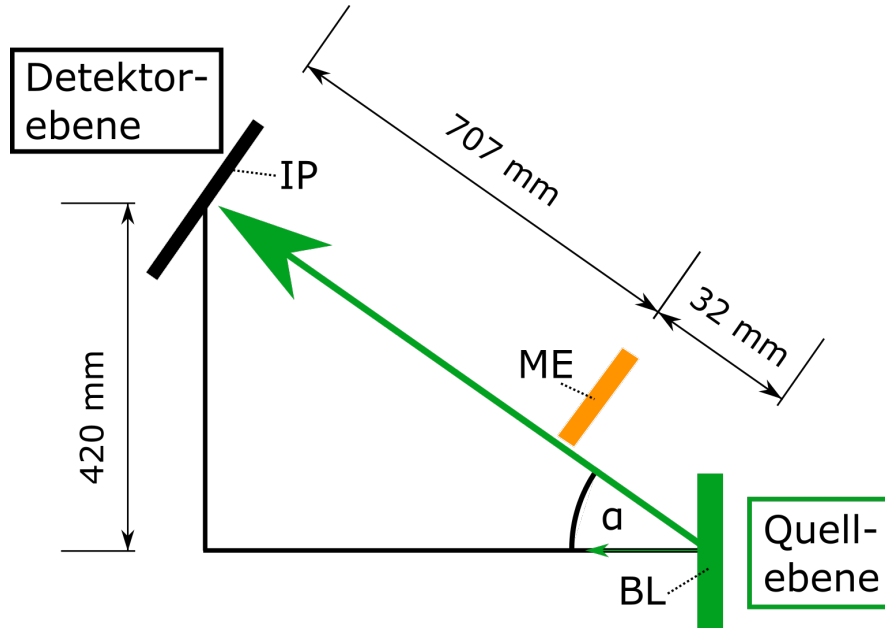


Abbildung 17: Skizze der Geometrie des Magnified-Edge-Aufbaus. Die Magnified-Edge-Strahlachse ist um α nach oben gekippt. Die Imaging Plate (IP) befindet sich in Detektorebene in einer Distanz von $707 \text{ mm} + 32 \text{ mm}$ und Höhe von 420 mm zur Backlichter-Quelle (BL). Die Magnified Edge (ME) ist 32 mm von der Backlichter-Quelle entfernt.

Zuletzt ist für die Fokushöhe noch ein geometrisches Problem zu berücksichtigen. Die Strahlachse des Magnified-Edge-Setups ist konstruktionsbedingt um den Winkel α nach oben geneigt (siehe Abbildung 17). Das bedeutet, dass eine Projektion der Backlichter-Quelle aufgenommen wird. Der Winkel berechnet sich aus den Abständen in Abbildung 17:

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{420 \text{ mm}}{707 \text{ mm} + 32 \text{ mm}}\right). \quad (18)$$

Einzelne Abstände wurden mit einer Messungenauigkeit von 5 mm gemessen. Der fehlerbehaftete Wert für den Winkel ist also $\alpha = 34.6^\circ \pm 0.7^\circ$. Mithilfe des Winkels kann die reale Höhe des Fokus berechnet werden:

$$FWHM_{\text{Höhe,real}} = FWHM_{\text{Höhe}} \cdot \left(\frac{1}{\cos(\alpha)}\right) \quad (19)$$

$$\Delta FWHM_{\text{Höhe,real}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta FWHM_{\mu\text{m}}}{\cos(\alpha)}\right)^2 + \left(\frac{FWHM_{\text{Höhe}} \cdot \sin(\alpha) \cdot \Delta\alpha}{\cos^2(\alpha)}\right)^2}. \quad (20)$$

Mit Fehlerfortpflanzung ergibt sich $\Delta FWHM_{\text{Höhe,real}}$ aus dem Fehler der Fokuswerte $\Delta FWHM_{\mu\text{m}}$ (siehe Gleichung 17) und dem Winkelfehler $\Delta\alpha$. Die finale Fokushöhe und Fokusweite inklusive Fehler sind in Abbildung 16 mit der LSF_{fokus} und den zugehörigen Gauß-Fits für die Magnified- und Contact-Edge von Schuss 44 eingetragen.

4.4. Probleme der Knife-Edge-Methode

Beim Auswerten der Messergebnisse fiel auf, dass nicht alle Schüsse problemlos ausgewertet werden können. Ein Vergleich der Knife-Edge-Auswertungen der Fokuswerte von Schuss 14 und 33 soll exemplarisch die Probleme zeigen. Schuss 14 ist ein Referenz-Schuss, das heißt ohne Langpuls, der einen Schock erzeugt. Schuss 33 ist mit Langpuls aufgenommen, der einen Plasmaschock an einem PMMA-Target erzeugt. Das Backlighter-Target ist für beide Schüsse ein $5\ \mu\text{m}$ starker Wolframdraht. Betrachtet werden die Auswertungen der vertikalen Kanten, die zur Bestimmung der horizontalen Fokusweite genutzt werden. In Abbildung 18 sind die LSF, OTFs und die geteilte OTF der vertikalen Kantenverschmierung von Schuss 14 und Schuss 33 geplottet.

Der Unterschied zwischen LSF_{mag} und LSF_{con} des 33. Schusses ist im Vergleich zu Schuss 14 deutlich. So ist für Schuss 33 die OTF_{mag} schmaler als die OTF_{con} . Die OTF_{mag} und OTF_{con} des Schusses 14 sind sich hingegen in Form und Breite sehr ähnlich.

Im nächsten Schritt der Auswertung erfolgt die Division $\frac{OTF_{\text{mag}}}{OTF_{\text{con}}}$. In beiden Fällen ist eine symmetrische Kurve mit Maximum bei der Nullfrequenz zu erkennen. Für Schuss 14 sind die Fußpunkte der Kurve sehr schwer auszumachen, denn sie gehen im Rauschen unter, das sich aus den vorherigen OTF überträgt. Die Kurve der OTF_{fokus} erreicht kein klar erkennbares Minimum. Im Vergleich dazu ist die Kurve in der OTF_{fokus} des Schusses 33 gut abgrenzbar.

Das Problem verursachen Stellen, an denen sich OTF_{mag} und OTF_{con} in der Breite sehr ähneln. Denn die OTF_{fokus} -Kurve kommt durch das Teilen der OTF_{mag} und OTF_{con} zustande und wird somit bei ähnlichen Kurven unscheinbarer. Das Rauschen (siehe Unterunterabschnitt 4.3.4), dass bei allen Schüssen für betragsmäßig größer werdende Frequenzen auftritt, verschlechtert zusätzlich die Erkennbarkeit der Kurven-Fußpunkte.

Eine Multiplikation mit einem Tukey-Window filtert das Rauschen (siehe Unterunterabschnitt 4.3.4). Für Schuss 33 ist das Tukey-Window deutlich leichter zu setzen als für Schuss 14. Dennoch kann grob ein Fenster in Schuss 14 gesetzt werden, wie in Abbildung 18 dargestellt ist. Doch die gefensterte OTF_{fokus} bei Schuss 14 weicht dann deutlich mehr von der ungefilterten OTF_{fokus} ab, als bei Schuss 33 (vergleiche hierzu für beide Schüsse den grünen mit dem blauen Kurvenverlauf in Abbildung 18). Da die Fensterfunktion die OTF_{fokus} auf Null ziehen muss, ist die Abweichung an den Fußpunkten klar zu erkennen. Bei Schuss 33 stimmt hingegen die grüne Funktion gut mit der blauen ungefilterten Funktion überein.

Durch das Fenstern wird es zwar möglich eine rauscharme LSF_{fokus} für Schuss 14 zu erzeugen, die in Abbildung 19 einen ebenso klar erkennbaren Gauß-Peak aufweist, wie die LSF_{fokus} für Schuss 33. Gleichzeitig fließt in Schuss 14 die Veränderung des originalen OTF_{fokus} -Verlaufs durch das Tukey-Window als Fehler in die LSF_{fokus} ein.

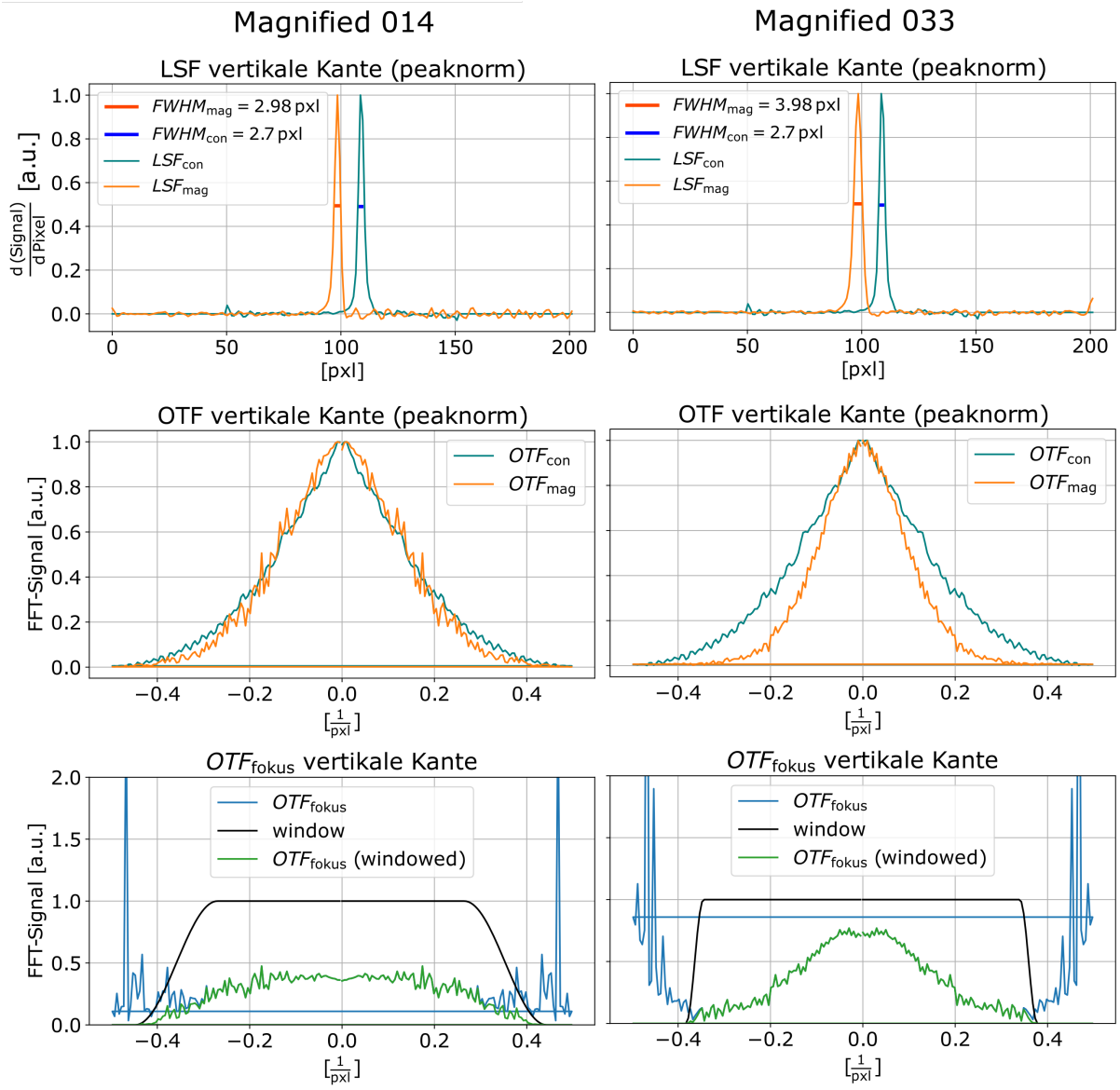


Abbildung 18: Vergleich der peaknormierten $LSF_{mag/con}$ (**1. Reihe**), peaknormierten $OTF_{mag/con}$ (**2. Reihe**) und OTF_{fokus} (**3. Reihe**) zwischen Magnified-Edge-Schuss 14 (**linke Spalte**) und 33 (**rechte Spalte**). Die FWHM der LSF-Peakkurven sind rot für die Magnified-Edge und blau für die Contact-Edge markiert. Die Kurven der Magnified-Edge sind orange und die Contact-Edge-Kurven türkis eingefärbt. Die grüne OTF_{fokus} ist die Multiplikation aus hellblauer OTF_{fokus} und schwarzen Tukey-Window. Die fouriertransformierten OTF sind hier als Absolutbeträge geplottet.

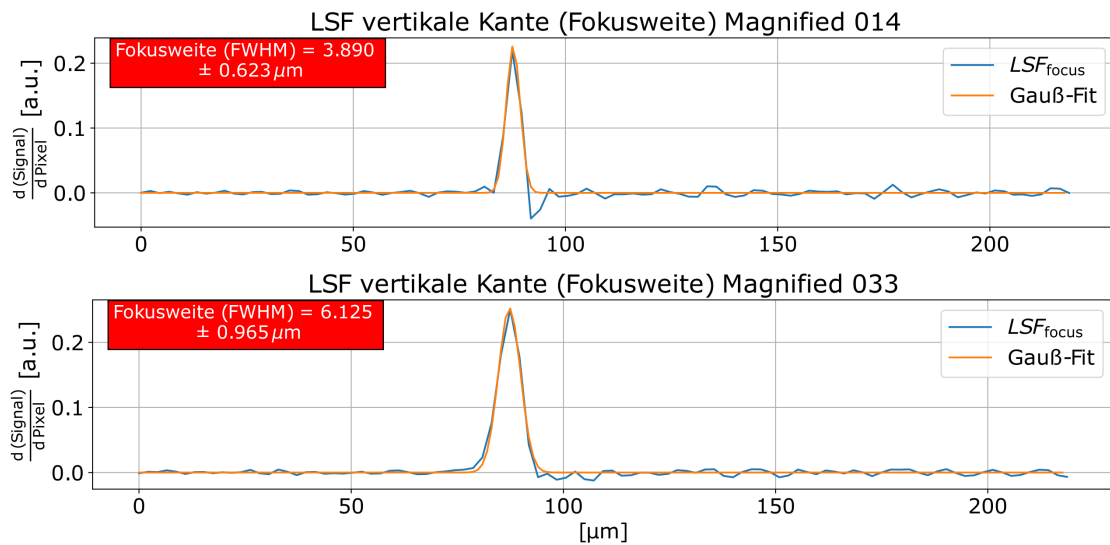


Abbildung 19: LSF_{fokus} (blau) der vertikalen Kanten von Schuss 14 (**oben**) und von Schuss 33 (**unten**) jeweils mit Gauß-Fit (orange) und x-Achse in Quellebene. Die Fokusweiten im roten Kästchen wurden aus den Fit-Parametern bestimmt (siehe Unterunterabschnitt 4.3.5).

Zusammenfassend führt es also zu einem Problem, wenn Contact-Edge- und Magnified-Edge-Verschmierung in der selben Größenordnung liegen, sodass die berechneten Fokuswerte mit einem Fehler behaftet sind. Für Schuss 14 trifft das zu, sodass dort Informationen der Magnified-Edge in der Detektorverschmierung der Contact-Edge verloren gehen. In Schuss 33 hebt sich die Magnified-Edge-OTF durch eine größere Quellausdehnung deutlich von den entsprechenden Contact-Edge-OTF ab. Die Information in der Quellverschmierung bleibt besser erhalten.

Den Erwartungen aus Unterunterabschnitt 3.1.1 entsprechend sind die Fokushöhen deutlich größer als die Fokusweiten. Deshalb taucht das Problem an der horizontalen Kante der Magnified-Edge nicht auf. Die Kantenverschmierung ist dort deutlich größer. Davon unabhängig bleibt die Detektorverschmierung der Contact-Edge an der horizontalen Kante in der gleichen Größenordnung wie an der vertikalen Kante. So treten klare Unterschiede zwischen den horizontalen Contact-Edge und Magnified-Edge-Funktionen auf, ähnlich wie für Schuss 33 in Abbildung 18.

Da die Detektorverschmierung unabhängig von der Quelle konstant bleiben sollte, sollte für die Knife-Edge-Auswertung eine einzelne Contact-Edge-Aufnahme ausreichen. Dennoch wurden mehrere Contact-Edge-Messungen am PHELIX-Experiment durchgeführt.

Die FWHM der jeweiligen LSF_{con} , die vom Alogrihtmus (siehe Unterunterabschnitt 4.3.3) aus den Aufnahmen erstellt wurden, wurden ermittelt. Dies erfolgte mit einer Ablesegenauigkeit von $\pm 0.1 \mu\text{m}$ (Wert in Quellebene). In Abbildung 20 werden die LSF-FWHM der vertikalen und horizontalen Kantenausdehnungen pro Schuss übereinander geplottet. Obwohl die Detektorverschmierung als gleichbleibend erwartet wird, schwanken die Werte deutlich. Die Mittelwerte mit Standardabweichungen aus Abbildung 20

$$\overline{FWHM_{\text{vert}}} = (7.2 \pm 0.9) \mu\text{m}; \quad \overline{FWHM_{\text{hori}}} = (6.8 \pm 0.9) \mu\text{m} \quad (21)$$

zeigen, dass die vertikale Kantenverschmierung $FWHM_{\text{vert}}$ im Durchschnitt größer ist. Damit lässt sich eine Korrelation mit der Quellgröße ausschließen. Falls die Contact-Edge Verschmierungen durch die Backlighter-Quelle, ähnlich wie die Magnified-Edge Verschmierungen, beeinflusst werden, wäre eine ausgedehntere horizontale als vertikale Verschmierung zu erwarten. Also genau solche Verschmierungen, wie sie entsprechend der aufrechten Ausrichtung des Backlighter-Drahtes (siehe Unterunterabschnitt 3.1.1) an der Magnified-Edge auftreten. Die Schwankungen müssen daher durch andere Begebenheiten verursacht werden.

Möglicherweise ist ein festes Rauschen, auch "Filmgrain" genannt, auf den Imaging Plates verantwortlich für die Schwankungen. Filmgrain kommt durch die Dichteverteilung des photosensitiven Bariumfluorids auf der Imaging Plate zu Stande.

Für Schuss 47, 48 und 49 sind die Imaging Plates um 90 Grad zu den anderen Schüssen rotiert eingescannt. In Abbildung 20 kann für diese Schüsse aber keine Auffälligkeit festgestellt werden. Da dies aber nur für 3 Schüsse getestet worden ist, lässt sich eine Beeinflussung durch die Scan-Richtung beim Scannen nicht vollständig ausschließen.

Ein Grund für die unterschiedlichen Werte ist die Spektrumsabhängigkeit des Kontrasts der Kantenverschmierung, da eine nicht ideale Kante verwendet wird, die Strahlung transmittiert (siehe Unterabschnitt 4.2).

Die Contact-Edge-FWHM einzelner Schüsse in Abbildung 9 weichen stärker als andere von den σ -Bereichen der Mittelwerte ab. Schuss 25 ist ein Referenzschuss ohne Schock, der mit einer Platinfolie als Backlighter durchgeführt wurde. Schuss 48 erfolgte mit einem PMMA-Schaum-Schock und Platindraht-Backlighter. Schuss 52 ist ein Referenzschuss mit Wolframdraht-Backlighter, der im Unterschied zu anderen Schüssen aus unbekanntem Gründen verhältnismäßig geringe Intensitäten aufweist. Eine mögliche Erklärung für die Abweichung dieser drei Schüsse ist das oben erwähnte Spektrum der Röntgenstrahlung. Dieses könnte bei den Schüssen so gewesen sein, dass sehr viel Strahlung transmittiert wird und die Kantenverschmierung weniger scharf ausfällt.

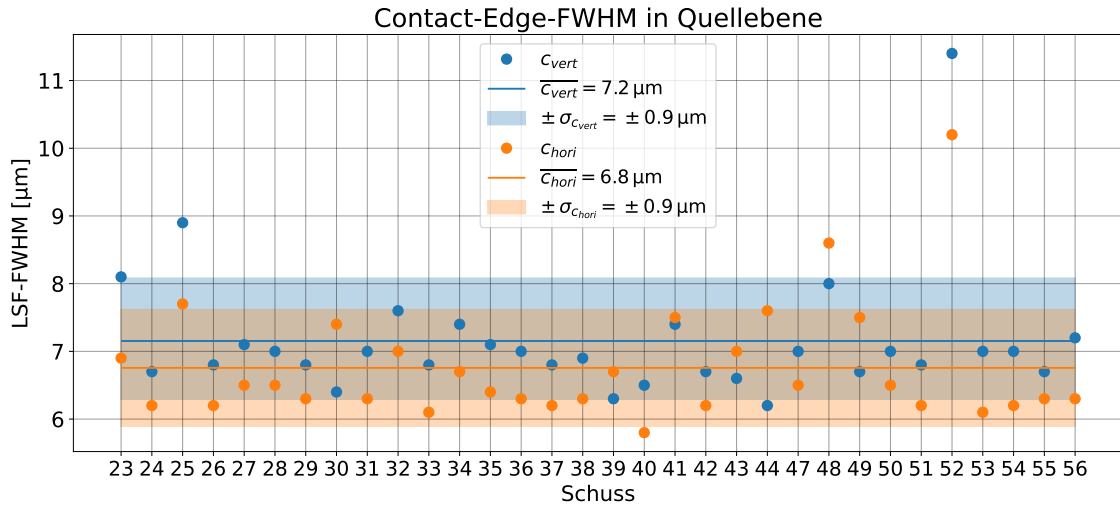


Abbildung 20: FWHM der Detektorverschmierung in Quellebene aus den LSF_{mag} der Contact-Edge-Aufnahmen. Für Schuss 23 bis 56 aufgetragen stellen orange Kreise die Breite der horizontalen Detektorverschmierung dar und blaue Kreise die Breite der vertikalen Detektorverschmierung. Eine blaue Linie gibt den Mittelwert der vertikalen Breiten an, mit einem blau eingefärbten Feld, dessen Breite nach oben und unten jeweils der zugehörigen Standardabweichung entspricht. Analog zur vertikalen Kante sind eine orange Linie und ein oranges Feld für die horizontale Kante eingezeichnet. Für die ersten 22 Schüsse wurde diese Messung noch nicht durchgeführt.

Die kleinste gemessene Detektorverschmierung an der vertikalen Kante der Contact-Edge gehört zu Schuss 44 und beträgt $\sim 136 \mu\text{m}$ im Imaging Plate Scan. Mit dem Vergrößerungsfaktor m aus Gleichung 13 kann die Detektorverschmierung in die Quellebene zurückgerechnet werden: $\sim 5.9 \mu\text{m}$. Der Backlighter hat verglichen dazu eine Ausdehnung von $\sim 5 \mu\text{m}$. Das bedeutet, dass sich die Detektorverschmierung in der gleichen Größenordnung befindet, wie die vergrößerte vertikale Quellverschmierung, aus der die Fokusweite bestimmt wird. Das führt wie bei Schuss 14 weiter oben beschrieben zu Problemen in der Knife-Edge-Auswertung.

Eine stärkere Vergrößerung der Magnified-Edge könnte dafür sorgen, dass sich die Quellverschmierung an der vertikalen Kante stärker von der Detektorverschmierung abhebt. Wird von der kleinsten Detektorverschmierung von $\sim 136 \mu\text{m}$ in Detektorebene und einer Fokusweite der Quelle von $\sim 5 \mu\text{m}$ ausgegangen, ist

$$\frac{136 \mu\text{m}}{5 \mu\text{m}} = 27.2 \quad (22)$$

die minimale Vergrößerung, sodass die Breite der Quellverschmierung nicht kleiner ist als die Breite der Detektorverschmierung. Da sich die vergrößerte Quellverschmierung von der Detektorverschmierung im besten Fall etwas abheben soll und von einer Schwankungen der Fokuswerte ausgegangen werden kann, sollten Vergrößerungen größer als 27.2 getestet wer-

den. Leider war hier die Vergrößerung $m \approx 23.1$ (Gleichung 13) nicht ausreichend, sodass bei Schüssen mit kleinen Fokusweiten das anhand Schuss 14 beschriebene Auswertungs-Problem der Ähnlichkeit zwischen den LSF der vertikalen Kanten von Magnified-Edge und Contact-Edge auftritt.

Für die Auswertung der Schüsse 14 und 33 in diesem Abschnitt und für die gesamte Knife-Edge-Auswertung wurde die Aufnahme der Contact-Edge von Schuss 44 mit kleinster vertikaler Detektorverschmierung verwendet. Da die zugehörige vertikale Contact-Edge-LSF die schmalste Kurve aller Contact-Edge-Aufnahmen besitzt, unterscheidet sie sich in der Peakbreite am deutlichsten von den vertikalen Magnified-Edge-LSF aller anderen Schüsse. So soll das Verwenden der Contact-Edge-Aufnahme von Schuss 44 den Informationsverlust durch zu geringe Größendifferenz zwischen Quellverschmierung der Magnified-Edge und Detektorverschmierung der Contact-Edge minimieren.

4.4.1. Die Error-Funktion

Ein Lösungsansatz, um das Rauschen in der ungefilterten OTF_{fokus} der Knife-Edge-Methode und die im Unterabschnitt 4.4 geschilderte Problematik zu umgehen, ist das Fitten der Magnified-Edge-ESF. Da die zugehörige LSF im Idealfall einer Gauß-Funktion entspricht, wird die Fit-Funktion

$$f(x) = a \cdot \operatorname{erf}((x - b) \cdot c) + d = a \cdot \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{t=0}^{(x-b) \cdot c} e^{-t^2} \right) + d \quad (23)$$

aus einer sogenannten Error-Funktion $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{t=0}^x e^{-t^2}$ gebildet, denn die Error-Funktion ist eine Stammfunktion der Gauß-Verteilung. Die Variablen a , b , c und d in Gleichung 23 sind Fitparameter.

Die gefittete Funktion $ESF_{\text{mag, err}}$ durchläuft dieselben Schritte (siehe Knife-Edge Auswertung in Abschnitt 4), wie die ESF_{mag} der Magnified-Edge, an der gefittet wurde. Ihre Folgefunktionen sind dann die $LSF_{\text{mag, err}}$, $OTF_{\text{mag, err}}$ und $OTF_{\text{fokus, err}}$. Das Endresultat nach Tiefpassfilter ist eine $LSF_{\text{fokus, err}}$, die die Fokusgröße enthält und auf dem Error-Funktions-Fit beruht.

In Unterabschnitt 4.4 sind bereits Schuss 14 und Schuss 33 zur Veranschaulichung verwendet worden. Hier wird der Error-Funktions-Fit anhand derselben Daten diskutiert, um zu untersuchen, ob Schuss 14 auch mit Fit noch schwieriger auszuwerten ist als Schuss 33. Zuerst wird Schuss 33 von der ESF bis zur LSF_{fokus} in Abbildung 22 betrachtet.

Vertikale Kante Schuss 33 Die $ESF_{\text{mag, err}}$ kann den Verlauf der ESF_{mag} der vertikalen Kante des Schusses 33 gut fitten. Die $LSF_{\text{mag, err}}$, $OTF_{\text{mag, err}}$ und $OTF_{\text{fokus, err}}$ sind dann auch sehr ähnlich zu ihren ursprünglichen Funktionen und haben dabei einen klaren

rauscharmen Verlauf mit weniger Schwankungen. Letztendlich ergibt sich eine $LSF_{\text{fokus, err}}$, die fast identisch zur normalen LSF_{fokus} ist.

Horizontale Kante Schuss 33 Der auffällig doppelte Peak der LSF_{mag} der horizontalen Kante des Schusses 33 entspricht nicht dem Verlauf eines einfachen Gauß-Peaks, weshalb die vorausgehende ESF_{mag} keine Error-Funktion ist. Dementsprechend kann die Fitfunktion $ESF_{\text{mag, err}}$ den Verlauf der ESF_{mag} nur schwer fitten. Somit weicht die $LSF_{\text{mag, err}}$ stark von der LSF_{mag} ab. Die nachfolgenden $OTF_{\text{mag, err}}$ und $OTF_{\text{fokus, err}}$ haben zwar Übereinstimmungen am oberen Peak-Verlauf, aber in Richtung der Fußpunkte unterscheiden sie sich klar von der OTF_{mag} und der OTF_{fokus} . Die finalen LSF_{fokus} und $LSF_{\text{fokus, err}}$ sind damit sehr unterschiedlich, da der Error-Funktions-Fit die originalen Verläufe nicht reproduzieren kann und dabei viele Details verliert.

Vertikale Kante Schuss 14 Die $ESF_{\text{mag, err}}$ repräsentiert gut die originale ESF_{mag} der vertikalen Kante des Schusses 14. Das ist an der Übereinstimmung von LSF_{mag} und $LSF_{\text{mag, err}}$ erkennbar. Die gleichmäßige $OTF_{\text{mag, err}}$ behält den Verlauf der ursprünglichen OTF_{mag} bei. Damit besteht aber auch hier zwischen der $OTF_{\text{mag, err}}$ und der OTF_{con} das Problem der Ähnlichkeit von Peakbreite und Verlauf (siehe Unterabschnitt 4.4). Dadurch ist es auch in der $OTF_{\text{fokus, err}}$ schwer eine symmetrische Kurve um die Nullfrequenz klar zu erkennen. Sogar die $OTF_{\text{fokus, err}}$ hat bei betragsmäßig höheren Frequenzen ein deutliches Rauschen, das sich in starken künstlichen Rasuchpeaks ausdrückt. Grund dafür ist, dass auch hier die OTF_{con} schneller gegen Null läuft als die $OTF_{\text{mag, err}}$. Dadurch wird in der $OTF_{\text{fokus, err}}$ das von der ungefiteten Contact-Edge-ESF verursachte Rauschen verstärkt. Nach dem Setzen des Tiefpassfilters, also der Multiplikation der $OTF_{\text{fokus, err}}$ mit dem Tukey-Window, und nach der inversen FFT ergibt sich die $LSF_{\text{fokus, err}}$, die fast identisch zur LSF_{fokus} ist.

Für diese Kante wird ein Tiefpassfilter aufgrund des Rauschens benötigt. Um eine Konsistenz beizubehalten, werden jeweils an allen Kanten die gleichen Tiefpassfilter für die $OTF_{\text{fokus, err}}$ verwendet, die auch für die OTF_{fokus} angewendet wurden. Die Tiefpassfilter für die anderen drei Kanten haben aber kaum Einfluss, da die $OTF_{\text{fokus, err}}$ dieser Schüsse bereits rauscharm sind.

Horizontale Kante Schuss 14 Analog zur LSF_{mag} der horizontalen Kante des Schusses 33 ist die LSF_{mag} der horizontalen Kante Schuss 14 nicht gaußförmig und die ESF_{mag} keine Errorfunktion. Der ESF-Fit weicht zu Beginn und Ende der Flanke deutlich ab. Infolgedessen wird der Verlauf der LSF_{mag} durch $LSF_{\text{mag, err}}$ nicht gut dargestellt. Die Error-Funktions-Kurve $OTF_{\text{mag, err}}$ ist im unteren Bereich deutlich schmaler und ist nach oben breiter als die originale OTF_{mag} . Dementsprechend sind die OTF_{fokus} sehr verschieden und somit auch die LSF_{fokus} .

Magnified 033

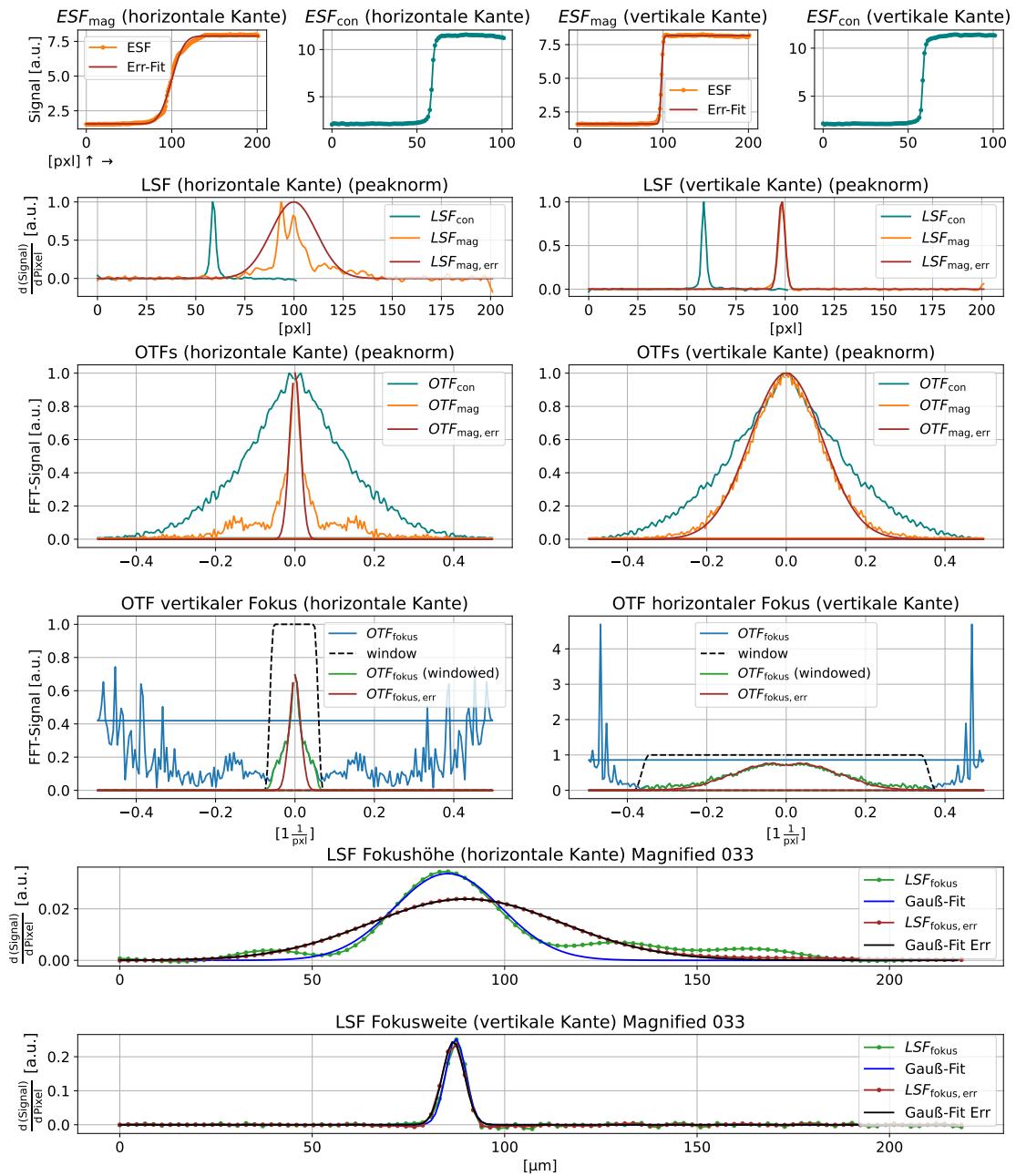


Abbildung 21: Knife-Edge-Auswertung (siehe Unterabschnitt 4.3) für Schuss 33 mit Error-Funktions-Fits (Gleichung 23) an horizontaler und vertikaler ESF_{mag} (**Reihe 1**). Fit-Funktion $ESF_{mag, err}$ und Folgefunktionen $LSF_{mag, err}$ (**Reihe 2**), $OTF_{mag, err}$ (**Reihe 3**), $OTF_{fokus, err}$ (**Reihe 4**) und $LSF_{fokus, err}$ in (**Reihe 5/6**) sind in Braun zusammen mit originaler ESF_{mag} , LSF_{mag} , OTF_{mag} , OTF_{fokus} und $LSF_{fokus, err}$, die nicht der Fit-Funktion entstammen, je in eine Achse eingetragen.

Magnified 014

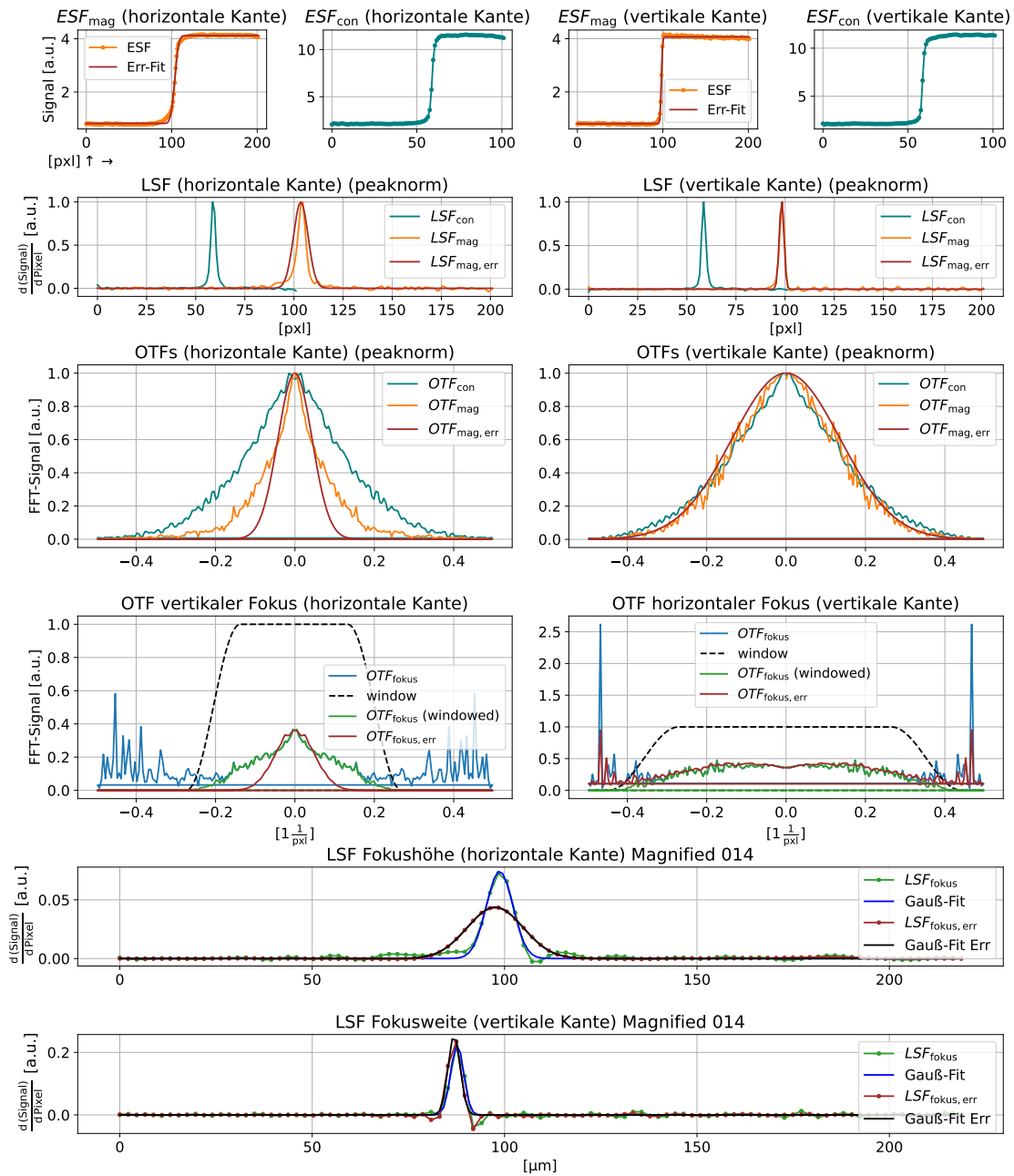


Abbildung 22: Knife-Edge-Auswertung (siehe Unterabschnitt 4.3) für Schuss 14 mit Error-Funktions-Fits (Gleichung 23) an horizontaler und vertikaler ESF_{mag} (**Reihe 1**). Fit-Funktion $ESF_{mag, err}$ und Folgefunktionen $LSF_{mag, err}$ (**Reihe 2**), $OTF_{mag, err}$ (**Reihe 3**), $OTF_{fokus, err}$ (**Reihe 4**) und $LSF_{fokus, err}$ in (**Reihe 5/6**) sind in Braun zusammen mit originaler ESF_{mag} , LSF_{mag} , OTF_{mag} , OTF_{fokus} und $LSF_{fokus, err}$, die nicht der Fit-Funktion entstammen, je in eine Achse eingetragen.

Für die vertikale Kante von Schuss 33 funktioniert der Fit also sehr gut und konnte mit weniger Rauschen in den Zwischenschritten nahezu identische Ergebnisse reproduzieren. Die Ergebnisse der vertikalen Kante des Schusses 14 unterscheiden sich durch den Fit kaum. Auch mit dem Error-Funktions-Fit tritt an der $OTF_{\text{fokus,err}}$ ein Rauschen auf. Der Fit generiert also keinen Vorteil gegenüber den originalen Funktionen. Aber gerade an den vertikalen Aufnahmen kommt es zu Problemen mit zu verrauschten OTF_{fokus} . Der Fit funktioniert an den horizontalen Kanten des Schüsse 14 und 33 am schlechtesten. Eine Verbesserung könnte durch ein Erweitern der Fit-Funktion in Gleichung 23 erreicht werden. Dies sinnvoll für die gesamte Messreihe umzusetzen ist sehr schwierig.

Zusammenfassend funktioniert die Knife-Edge-Auswertung mit Error-Funktions-Fit für die vertikale Kante des Schuss 33, dessen Auswertung bereits ohne Fit gut funktioniert (vgl. Unterabschnitt 4.4). Für den schwer auszuwertenden Schuss 14 konnte der Fit keine Verbesserung bringen. Eine sinnvolle Anwendung des Error-Funktions-Fit an horizontale Kanten benötigt mehr Aufwand.

So ist die Suche nach einer Fitfunktion, die für alle LSF konsistent funktioniert, für den Umfang dieser Arbeit zu viel. Deshalb wurde entschieden für die Auswertung der Knife-Edge-Messungen auf den Error-Funktions-Fit zu verzichten.

4.4.2. Supersampling

In Unterunterabschnitt 4.3.3 wurde der Algorithmus zur Berechnung der ESF aus den ROI der vier verschiedenen Kanten eingeführt. Das Supersampling soll helfen die Kantenverschmierung feiner aufzulösen, ohne dabei Rauschen zu erzeugen. Der Standard [EM04] empfiehlt ein Supersampling mit Faktor 4. Innerhalb dieses Abschnitts wird veranschaulicht, warum die Supersampling-Funktion des Algorithmus nicht für die Knife-Edge-Auswertung verwendet wird. Repräsentativ wird die Auswertung der Fokushöhe des Schusses 35 mit Supersampling Faktor 1 (ohne Supersampling) und 4 verglichen. Schuss 35 erfolgte mit einem PMMA-Schock-Target und einem Wolframdraht als Backlighter-Röntgenquelle. Abbildung 23 enthält die Auswertungsschritte der Knife-Edge-Methode von ROI bis OTF_{fokus} aus Unterabschnitt 4.3. Die Auswertung auf der linken Hälfte erfolgt ohne Supersampling und auf der rechten Seite mit Supersampling-Faktor 4. Die ROI der vertikalen Kanten, aus denen der Algorithmus die ESF berechnet, sind identisch. Im Anhang A sind die vollständigen Auswertungen für Supersampling 1 (Abbildung 34) und 4 (Abbildung 36) von Schuss 35 zu finden.

Im Vergleich der ESF zwischen Supersampling 1 und 4, ist das 4-fache Sampling der ESF auf der rechten Seite anhand der Punkte im ESF-Graph, die jeden einzelnen Datenpunkt darstellen, klar erkennbar. Die ESF und LSF unterscheiden sich im Peakverlauf und Peak-

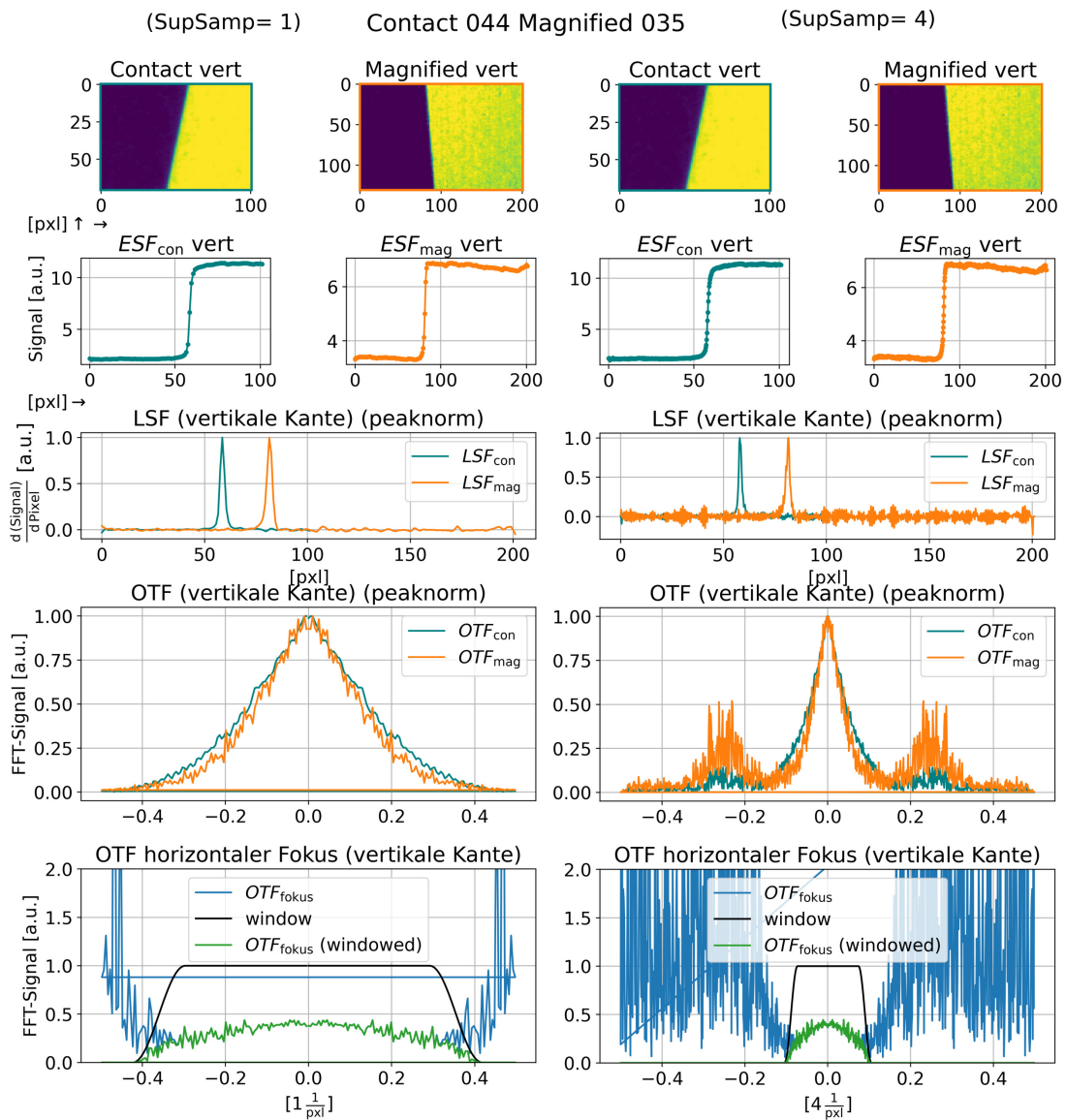


Abbildung 23: Knife-Edge-Auswertung für Schuss 35 mit Supersampling-Funktion des Algorithmus von [Rau22] (Unterunterabschnitt 4.3.3) für die vertikale Kante von Schuss 35. **Links:** Supersampling Faktor 1 (ohne Supersampling). **Rechts:** Supersampling Faktor 4. Die Kurven der Contact Edge sind türkis und die der Magnified-Edge orange eingefärbt. **1. Zeile:** ROI von Contact- und Magnified-Edge. **2. Zeile:** ESF aus den ROI. **3. Zeile:** Abgeleitete LSF. **4. Zeile:** Fouriertransformierte OTF. **5. Zeile:** Geteilte OTF_{fokus} aus vorherigen OTF, in Blau ungefiltert und in Grün mit schwarzem Tukey-Window multipliziert.

breite nicht. Ein Unterschied ist jedoch sehr deutlich im Rauschverhalten der OTF im Fourierraum zu erkennen. Neben der Kurve um die Null-Frequenz treten zwei sehr starke Nebenpeaks um ca. $\pm 2.5 \frac{1}{\text{pxl}}$ in der supersamplten OTF_{mag} auf. Beide OTF mit Supersampling 4 zeigen ein starkes Rauschen durch viele kleine und große Peaks.

Die OTF_{fokus} mit Supersampling besitzt den gleichen Fokus-Peak um die Nullfrequenz, wie die OTF_{fokus} ohne Supersampling. Aber links und rechts des Peaks wird das starke Rauschen der OTF_{mag} und OTF_{con} noch verstärkt, besonders für Frequenzen, bei denen die OTF_{con} nahe Null kommt.

Eine Ursache für die Verstärkung des Rauschens von Supersampling 1 zu 4 kann der analoge "Filmgrain" der Imaging Plates sein. Dies ist kein statistisch unabhängiges Rauschen, das durch Supersampling reduziert werden kann. Verursacht wird es durch eine ungleichmäßige Verteilung der Phosphorschicht (Bariumfluorids) in den Imaging Plates, sodass verschieden große Partikel des Bariumfluorids entstehen, die ein festes Rauschmuster (Körnigkeit) in den Aufnahmen hinterlassen.

Die Breite des Tukey-Window wird allgemein in der Knife-Edge-Auswertung über die Anzahl der Datenpunkte bestimmt. Für die OTF_{fokus} mit Supersampling wird ein Fenster mit gleicher Anzahl an Datenpunkten verwendet.

Die resultierende LSF_{fokus} in Abbildung 24 nach Rücktransformation ist sehr ähnlich zu LSF_{fokus} ohne Supersampling. Dies wird im Vergleich der berechneten Fokushöhen $FWHM_{W,S1}$ für Supersampling 1 und $FWHM_{W,S4}$ für Supersampling 4 bestätigt:

$$|FWHM_{W,S1} - FWHM_{W,S4}| = (0.1 \pm 0.8) \mu\text{m}. \quad (24)$$

Supersampling 4 resultiert also in ein starkes Rauschen gerade für die OTF-Funktionen im Fourierraum. Das Setzen der Tiefpassfilter in der OTF_{fokus} wird nicht erleichtert. Die Differenz in Gleichung 24 schwankt mit resultierendem Fehler um die Null, weshalb ein Unterschied in der Fokusweite zwischen Supersampling 1 und Supersampling 4 vernachlässigbar klein ist. Somit bringt die Supersampling-Funktion keinen Vorteil mit sich und wird in der Auswertung nicht angewendet.

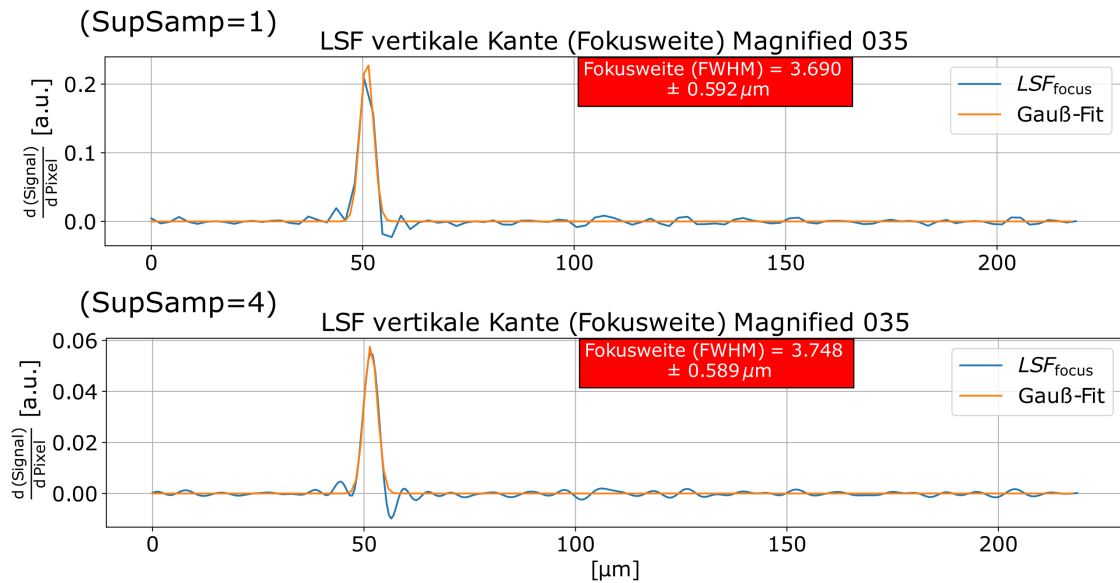


Abbildung 24: LSF_{fokus} in Blau mit Gauß-Fit in Orange von Schuss 35 geplottet über die x-Achse in Quellebene. mit Fokusweiten in roten Kästchen bestimmt aus Fit-Parametern (siehe Unterunterabschnitt 4.3.5). **Oben** wurde die vorausgehende Knife-Edge-Auswertung mit Supersampling Faktor 1 (kein Supersampling) durchgeführt und **unten** mit Supersampling Faktor 4 (siehe jeweils Abbildung 23).

4.5. Ergebnisse

Es wurden 56 Schüsse mit dem PHELIX Laser im Phasenkontrast-Experiment durchgeführt. Referenzaufnahmen erfolgen ohne Langpuls und Objektaufnahmen mit Langpuls des PHELIX, der einen Plasmaschock erzeugt. Dabei standen verschiedene Schock- und Backlighter-Targets zur Verfügung.

Schock-Targets sind entweder massives PMMA oder PMMA-Schaum. Die Backlighter bestehen aus Wolfram, Platin oder Gold, in Form eines Drahtes oder einer Folie. Die meisten Schüsse wurden mit Drähten (siehe Unterunterabschnitt 3.1.1) durchgeführt. Die 5 μm dicken Backlighter-Folien haben eine Fläche von mehreren Quadratmillimeter und sind in Abbildung 29 (Zustand nach Beschuss) zu sehen. Nachfolgend werden die berechneten Fokuswerte für die verschiedenen Backlighter diskutiert.

Von allen 56 durchgeführten Schüssen konnten 42 vollständig mit der Knife-Edge-Methode ausgewertet werden. Vier Schüsse konnten aufgrund einer sehr weiten und inhomogenen Kantenverschmierung an der Magnified-Edge nicht vollständig ausgewertet werden. Die Scans der vier Schüsse sind im Anhang A in Abbildung 38 zu finden. Der Algorithmus aus Unterunterabschnitt 4.3.3 hat Probleme die ESF der Kanten zu berechnen. Bei diesen Schüssen liegen sehr starke Störeffekte bzw. große Quellausdehnungen vor, was sie für Phasenkontrast-Bildgebung ungeeignet macht.

Für weitere 10 Schüsse fehlen die Auswertungen, da Probleme in der Experimentdurchführung auftraten. In den ersten Schüssen des Experiments, war die Positionierung der Magnified-Edge im Versuchsaufbau noch nicht richtig, sodass sie falsch auf der Imaging Plate abgebildet wurde. Ein anderer Grund war das Verfehlen des Backlighters mit dem Kurzpuls, sodass keine Röntgenstrahlung erzeugt wurde. Zusätzlich erfolgten einzelne Schüsse ohne Imaging Plates im Knife-Edge-Aufbau, weshalb für diese Schüsse keine Aufnahmen vorliegen.

Tabelle 1: Mittelwerte mit Standardabweichungen für Fokusweite und Fokushöhe aller auswertbaren Wolframdraht-Schüsse und differenziert nur für die Referenzschüsse (ohne Schock-Target), die Schüsse mit Schocks an festen PMMA-Stücken und die Schüsse mit PMMA-Schaum als Schock-Target.

$\overline{FWHM} \pm \sigma_{FWHM}$	Alle Schüsse	Referenz	PMMA-Schock	Schaum-Schock
Höhe [μm]	29 ± 23	11 ± 8	40 ± 24	44 ± 13
Weite [μm]	5.2 ± 1.2	4.2 ± 0.5	6.3 ± 0.9	5.4 ± 0.9

Drähte 41 der 56 Schüsse wurden mit $5\mu\text{m}$ Wolframdraht als Backlighter durchgeführt. Die berechneten Fokushöhen und -weiten dieser Schüsse, die die Größe der Backlighter-Röntgenquelle beschreiben, sind in Abbildung 26 und in Abbildung 25 eingetragen. Den Abmessungen der Drähte entsprechend sind die Fokusweiten deutlich geringer als die Fokushöhen. Die Mittelwerte mit Standardabweichungen aller ausgewerteten Schüsse mit Wolframdraht als Backlighter sind in der 2. Spalte in Tabelle 1 eingetragen.

Aus Unterabschnitt 4.4 ist das berechnete FWHM von $\sim 5.9 \pm 0.1 \mu\text{m}$ der kleinsten Detektorverschmierung an der vertikalen Contact-Edge von Schuss 44 in Quellebene bekannt. Dieser Wert ist als violette Linie im Graph für die Fokusweiten eingezeichnet. Die Fokusweiten, die unterhalb der Linie liegen, sind Werte mit dem in Unterabschnitt 4.4 beschriebenen Fehler, der durch die Ähnlichkeit der LSF_{mag} und LSF_{con} verursacht wird.

In Abbildung 25 ist leicht erkennbar, dass für die Schüsse mit Schock die berechneten Fokusweiten größer sind als für die Referenzschüsse. Der Vergleich der Mittelwerte (mit Standardabweichung) von Referenzschüssen, PMMA-Schüssen und Schaum-Schüssen in Tabelle 1 bestätigt dieses Muster. Der Mittelwert der Referenzschüsse liegt unter den Mittelwerten der Schock-Schüsse. Der Einfluss von Schocks durch ihr Eigenleuchten auf die Fokuswerte wird im Unterunterabschnitt 4.5.1 diskutiert.

Der Durchmesser der Wolframdrähte von $\sim 5 \mu\text{m}$ stimmt tatsächlich sehr gut mit dem Mittelwert der Fokusweiten von $(5.2 \pm 1.2) \mu\text{m}$ überein. Deshalb scheint die Vorstellung, dass die Fokusweite durch den Durchmesser des Drahtes begrenzt wird, ein gutes Modell zu sein.

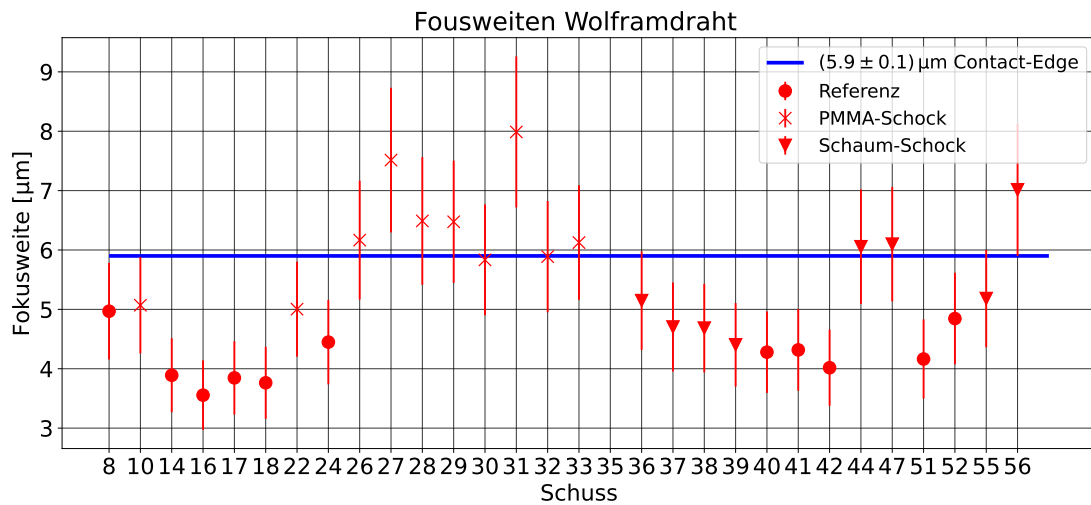


Abbildung 25: Berechnete Fokusweiten mit 5 µm Wolframdraht-Backlighter aufgetragen gegen die Schussnummer. Die Werte der Fehlerbalken wurden in Unterunterabschnitt 4.3.5 hergeleitet. Punkte markiert mit roten Kreisen sind Referenzschüsse (Schüsse ohne Schock). Kreuze markieren Schüsse bei denen ein festes PMMA-Stück geschockt wurde und rote Dreiecke zeigen Schüsse bei denen eine PMMA-Schaum als Schock-Target verwendet wurde. Die blaue Linie zeigt zum Vergleich die Breite der Detektorverschmierung des Contact-Edge-Schusses 44, der zur Auswertung verwendet wurde.

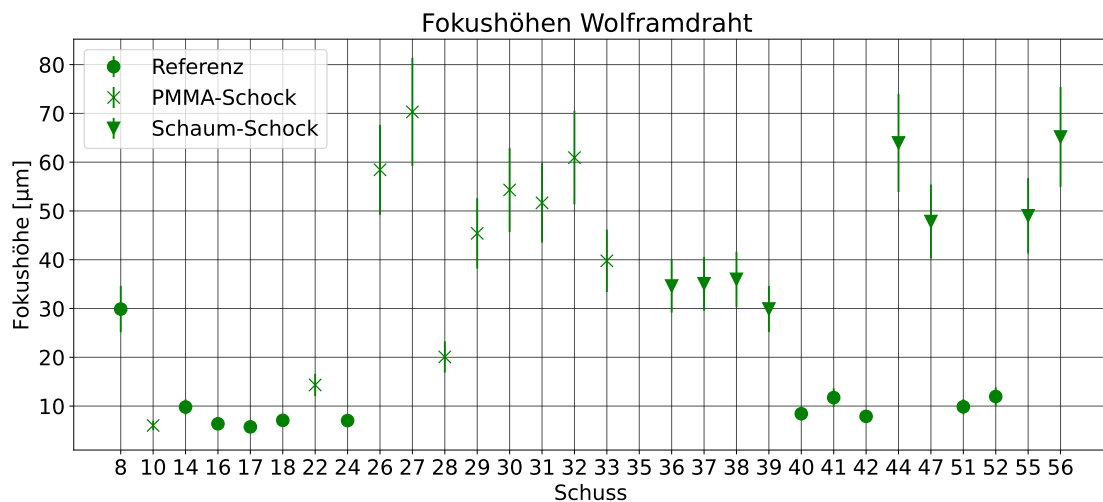


Abbildung 26: Berechnete Fokushöhen mit 5 µm Wolframdraht-Backlighter aufgetragen gegen die Schussnummer, mit Fehlern aus Unterunterabschnitt 4.3.5. Punkte markiert mit grünen Kreisen sind Referenzschüsse, also Schüsse ohne Schock Target. Kreuze markieren Schüsse bei denen ein festes PMMA-Stück geschockt wurde und grüne Dreiecke zeigen Schüsse bei denen eine PMMA-Schaum als Schock-Target verwendet wurde.

Die Fokushöhen sind für Phasenkontrast von weniger Bedeutung. Der Vergleich von Mittelwerten der Referenz-Schüsse und Schock-Schüsse in Tabelle 1 zeigt das gleiche Verhalten, dass auch an den Fokusweiten erkennbar ist. Schüsse mit Schocks haben größere Fokuswerte, worauf in Unterunterabschnitt 4.5.1 eingegangen wird.

Außerdem wird hier mit einem Mittelwert aller Schüsse von $(29 \pm 23) \mu\text{m}$ klar, dass die Fokushöhen größer sind als die Fokusweiten mit $(5.2 \pm 1.2) \mu\text{m}$. Maßgeblich kann dafür die mm-Länge des Backlighter-Drahtes verantwortlich sein, die anders als der Durchmesser den Brennfleck des Kurzpulses nicht auf wenige Mikrometer beschränkt.

Einzigartig ist Schuss 34, der mit einem Wolframdraht von $10 \mu\text{m}$ Durchmesser und einem PMMA-Schaum als Schock-Target erfolgte. Den Erwartungen entsprechend hat er die größte Fokusweite mit $(11.0 \pm 1.8) \mu\text{m}$ unter den Wolframdrähten und eine Fokushöhe von $(74 \pm 12) \mu\text{m}$. Es macht also keinen Sinn den breiteren $10 \mu\text{m}$ Draht dem $5 \mu\text{m}$ -Drähten vorzuziehen, da im Phasenkontrast aufgrund der großen Quellgröße kein Moire-Muster zu sehen war. Der Schuss ist in Abbildung 25 und Abbildung 26 nicht berücksichtigt.

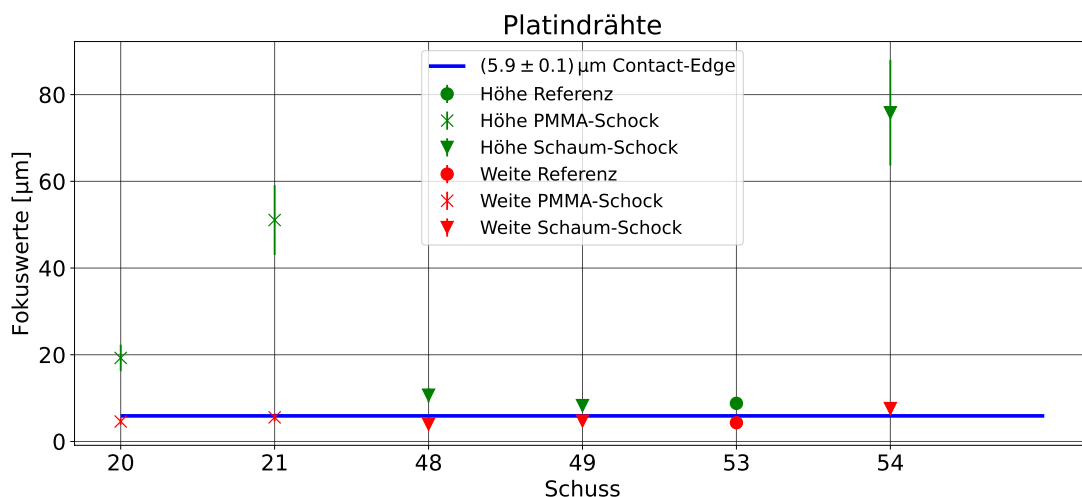


Abbildung 27: Fokusweiten als rote und Fokushöhen als grüne Marker über die Schüsse mit $5 \mu\text{m}$ Platindraht-Backlighter eingetragen. Die Werte der Fehlerbalken wurden in Unterunterabschnitt 4.3.5 hergeleitet. Kreise markieren Referenzschüsse (Schüsse ohne Schock Target). Kreuze Schüsse mit festem PMMA-Schock-Target und Dreiecke zeigen Schüsse bei denen ein PMMA-Schaum als Schock-Target verwendet wurde. Die blaue Linie zeigt zum Vergleich die Breite der Detektorverschmierung des Contact-Edge-Schusses 44, der zur Auswertung verwendet wurde.

Das Backlighter-Target war in acht der 56 Schüsse ein Platindraht. Abbildung 27 zeigt die Fokuswerte der verwertbaren sechs Platin-Schüsse. Die Fokushöhen sind auch hier den Erwartungen entsprechend größer als die Fokusweiten. Der Mittelwert mit Standardab-

weichung der Fokusweiten ist $(5.1 \pm 1.2) \mu\text{m}$ und der Fokushöhen (29 ± 26) .

Die Schüsse 21 und 54 wurden beide mit Schocks durchgeführt und haben sowohl für die Fokusweite und die Fokushöhe die höchsten Werte. Das passt zu der Tatsache, dass die LSF_{mag} der horizontalen Kante der beiden Schüsse keine einfachen gaußförmigen Peakverläufe aufweisen, sondern sich aus zwei einzelnen Peaks überlagern. Dieser Zusammenhang, zwischen relativ großen Fokuswerten und nicht gaußförmigen Verläufen der LSF_{mag} bei Schüssen mit Schocks, wird in Unterunterabschnitt 4.5.1 diskutiert.

Mit dem $5 \mu\text{m}$ -Golddraht als Backlighter wurde nur ein Schuss mit Schaum-Schock-Target durchgeführt. Die berechneten Fokuswerte des Schusses 50 sind $FWHM_{\text{Weite}} = (10.32 \pm 0.19) \mu\text{m}$ und $FWHM_{\text{Höhe}} = (94.0 \pm 2.6) \mu\text{m}$. Die Fokushöhe ist größer als die aller anderen Schüsse mit Wolframdrähten. Die Visibilität (siehe Unterabschnitt 2.5) am primären Phasenkontrast-Setup für diesen Schusses ist die schlechteste aller ermittelten Visibilitäten (siehe Abbildung 30).

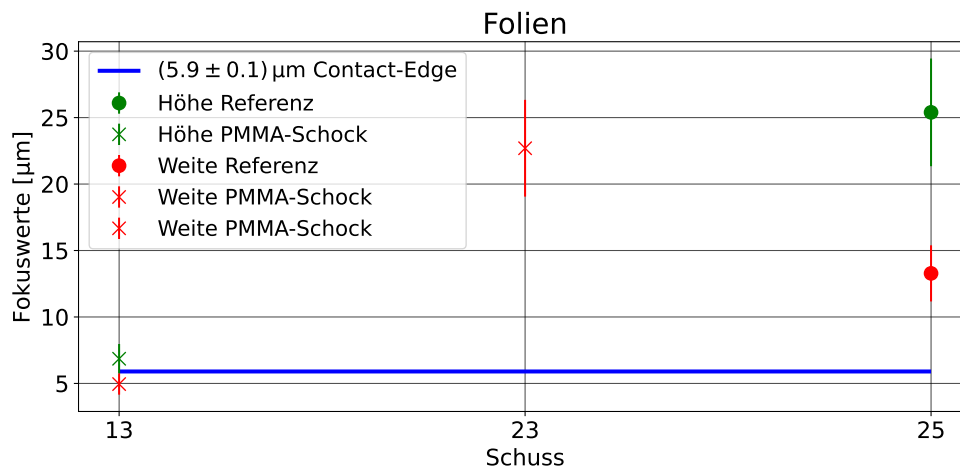


Abbildung 28: Grüne Marker für Fokushöhe und rote Marker für Fokusweite eingezeichnet je mit Fehler (siehe Unterunterabschnitt 4.3.5) über Schussnummer. Schuss 13 ist ein Goldfolienschuss mit PMMA-Schock. Schuss 23 ist ein Wolframfolienschuss mit PMMA-Schock, für welchen nur die Fokusweite ermittelt werden konnte. Schuss 25 ist ein Wolframfolienschuss ohne Schock-Target. Die blaue Linie zeigt die Detektorverschmierung in Quellebene des zur Auswertung verwendeten Contact-Edge-Schusses 44.

Folien Folien als Backlighter waren so ausgerichtet, dass die Folienoberfläche parallel zur Strahlachse des Phasenkontrast-Setups verläuft. Dies dient dazu die horizontale Fokusweite der entstehenden Röntgenquelle in Richtung des Phasenkontrast-Setups durch die $5 \mu\text{m}$ Dicke der Folie zu begrenzen. Dabei soll der Kurzpuls 'Edge-On', also möglichst nahe der Kante, auf die Backlighter-Folie treffen.

Bei Folien-Schüssen waren oft keine Moiré-Muster zu sehen, was durch große Quellgrößen

verursacht wird. Deshalb wurden nur wenige Schüsse mit Folien als Backlighter durchgeführt. Außerdem ist es aufgrund einer zu großen Quellgröße nicht möglich mithilfe des Algorithmus (aus [Rau22]) die Fokuswerte für alle Folienschüsse zu berechnen. Somit können die Fokuswerte nur für drei der sieben Folienschüsse bestimmt werden, die in Abbildung 28 eingetragen sind.

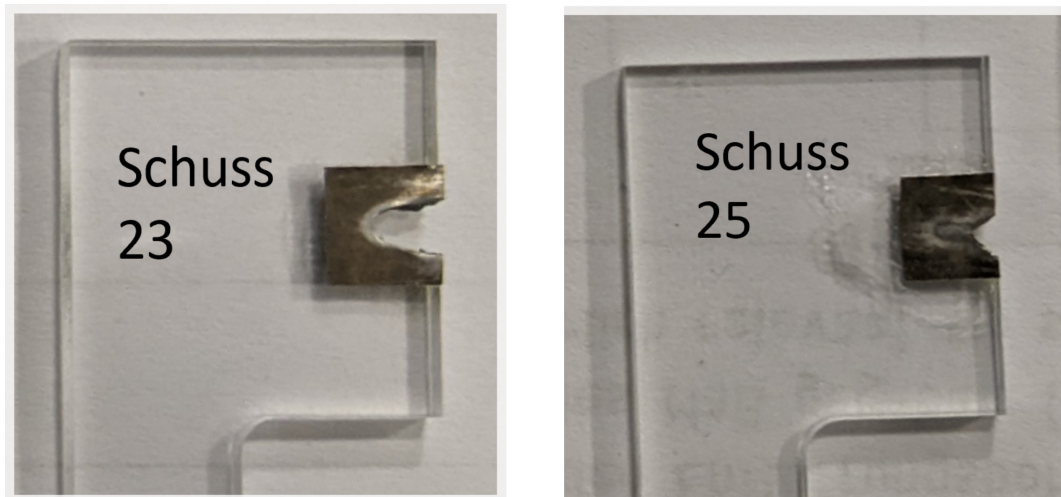


Abbildung 29: Fotografie der in Schuss 23 und 25 als Backlighter verwendeten Wolframfolien. Die quadratischen Folien mit einer Fläche von mehreren Quadratmillimetern sind an einer Plastikhalterung befestigt. Beide Folien sind mit dem Kurzpuls vertikal mittig, nahe des rechten Randes getroffen worden, sodass dort jeweils ein Teil der Folie fehlt. Bei Schuss 23 ist der Ausschnitt deutlich größer als bei Schuss 25. Auf den Folien sind, vermehrt an den Rändern der Ausschnitte, helle Flecken zu erkennen, die von der entstehenden Hitze beim Backlighter-Blitz stammen.

Bei Schuss 13 war das Edge-On Prinzip erfolgreich. Denn dieser Goldfolienschuss hat Fokushöhe und Fokusweite in Größenordnungen der Höhen und Weiten von Backlighter-Drähten. Die Folie wurde mit dem Kurzpuls sehr nahe am Rand der Folie getroffen, ungefähr $9\ \mu\text{m}$ vom Folienrand entfernt. Im Vergleich wurde die Folie von Schuss 23 im Abstand von etwa $50\ \mu\text{m}$ zum Rand getroffen.

Die beiden Folienschüsse 23 und 25 in Abbildung 28 erfolgten mit Platinfolien. Die beiden verwendeten Platinfolien sind als Fotografie in Abbildung 29 zu sehen. Die Fokushöhe von Schuss 23 kann wegen einer sehr ausgeschmierten horizontalen Kante nicht ausgewertet werden. Die vertikale Kantenverschmierung ist jedoch nicht zu groß, sodass die Fokusweite bestimmt werden kann. In der Fotografie ist ein deutlich größer ausgebranntes Loch für Schuss 23 zu erkennen, als für Schuss 25. Das passt zu der Fokusweite von Schuss 25, die ca. $10\ \mu\text{m}$ kleiner ist, als die Fokusweite von Schuss 23. Die Fokushöhe von Schuss 25 kann

bestimmt werden, da die zugehörige Kantenverschmierung klein genug ist. Schuss 23 war ein Schuss mit PMMA-Schock, welcher zusätzlich Ursache für größere Fokuswerte als bei Schuss 25, einem Referenzschuss, sein könnte. Größere Fokuswerte für Schüsse mit Schocks wurden schon mehrmals beobachtet und wird anschließend im Unterunterabschnitt 4.5.1 diskutiert.

Durch das Edge-On Prinzip konnte zwar einmal eine kleine Fokusweite und -höhe erreicht werden. Aber nach wenigen Folienschüssen ist bereits klar, dass Folien-Backlighter meistens einen signifikant größeren Fokus erzeugen, was sie für die Phasenkontrast-Bildgebung ungeeignet macht.

4.5.1. Zusammenhänge zwischen Fokuswerten und Experiment-Parametern

Visibilität Die Visibilität V (siehe Unterabschnitt 2.5) hängt von der Quellgröße ab. Nachfolgend soll ein Zusammenhang zwischen ermittelter Visibilität V und der Fokusgröße untersucht werden.

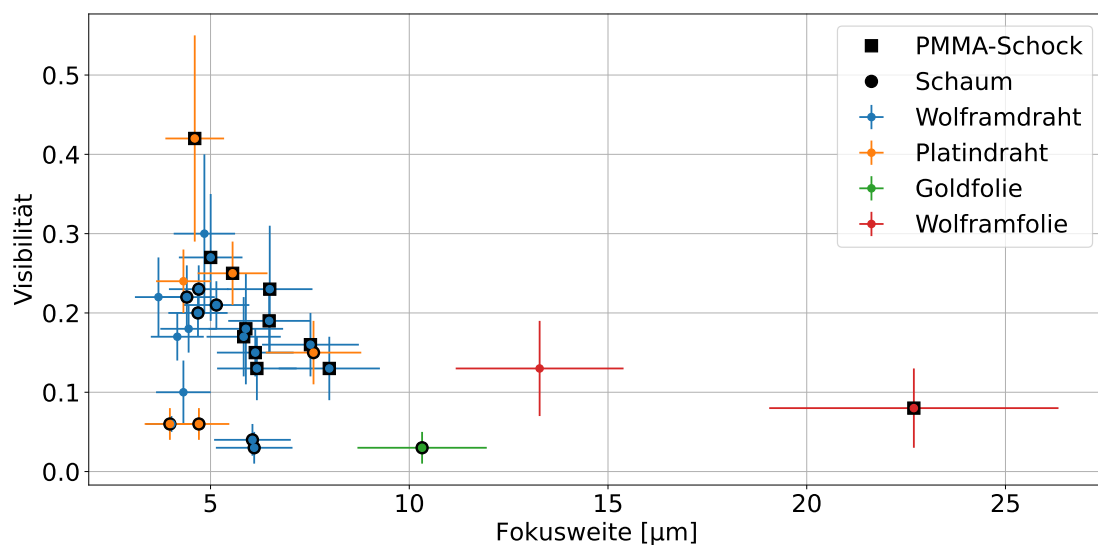


Abbildung 30: Visibilität am primären Phasenkontrast-Setup über Fokusweite geplottet. Die Fehler der Visibilitäten sind Standardabweichungen, die Fehler der Fokusweiten wurden in Unterunterabschnitt 4.3.5 hergeleitet. Die Punkte der Schüsse mit Woframdraht-Backlighter sind blau, mit Platindraht orange, mit Goldfolie grün und mit Wolframfolie rot markiert. Mit schwarzem Quadrat sind Punkte mit Schock-Schüssen, die ein festes PMMA-Target als Schock hatten, hinterlegt. Mit schwarzem Kreis sind Schüsse, die PMMA-Schaum als Schock-Target hatten, hinterlegt. Alle nicht schwarz hinterlegten Punkte gehören zu Referenzschüssen, bei denen kein Langpuls-Schock erfolgte.

Da im Experiment nur die horizontale Quellausdehnung (Fokusweite) Einfluss auf den Phasenkontrast nimmt (siehe Unterunterabschnitt 3.1.1) wird in Abbildung 30 die Fokusweite gegen die ermittelte Visibilität am primären Phasenkontrast-Setup pro Schuss geplottet. Für Fokusgrößen größer als $\sim 9 \mu\text{m}$ liegen nur wenig Schüsse vor, die Visibilitätswerte unter 15 % haben. Diese Schüsse sind die zwei Folien-Schüsse und der Golddraht-Schuss. Fokusweiten, die kleiner als $\sim 9 \mu\text{m}$ sind, besitzen sowohl hohe, als auch niedrige Visibilitäten. Gerade hier ist eine Tendenz zu erkennen, dass die Visibilität mit höheren Fokusweiten sinkt.

Allgemein liegen für große Fokusweiten keine großen Visibilitäten vor. Für die kleineren Fokuswerte ist ein Abfall der Visibilität mit Abweichungen zu erkennen. Eine solche Abnahme der Visibilität mit zunehmender Fokusweite ist nach der Theorie in Unterabschnitt 2.5 plausibel. Die Visibilität ist auch vom Spektrum und der Energie der Röntgenstrahlung abhängig, was die Abweichung der Werte von einem klar erkennbaren Verlauf begründet. Bei Hochenergiedichte-Experimenten mit Backlighter-Röntgenquellen gibt es zudem viele weitere unkontrollierbare Parameter, die die Schwankungen verursachen können.

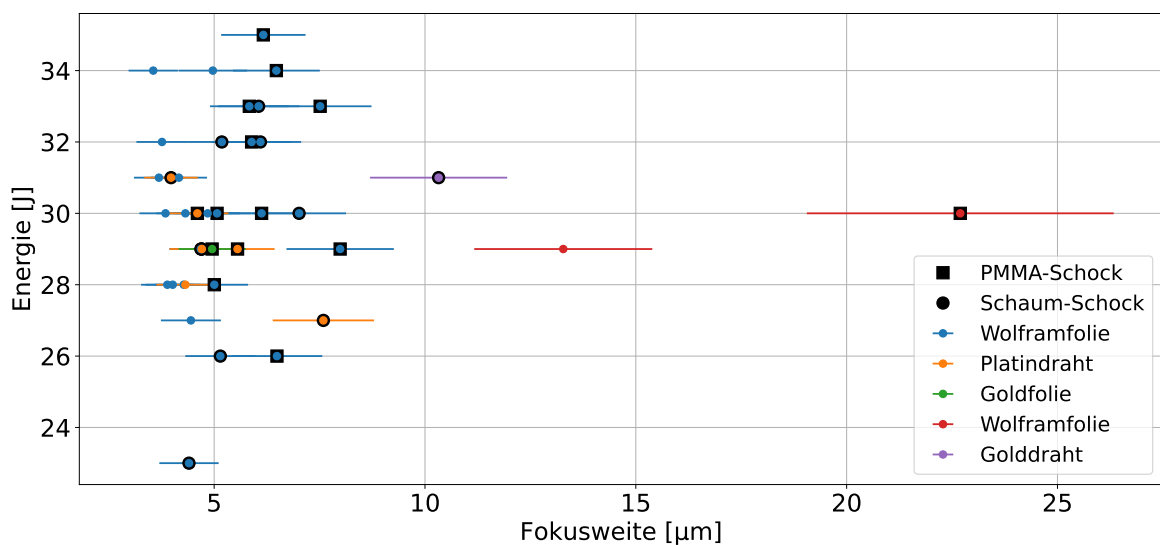


Abbildung 31: Am Backlighter erhaltene Kurzpulsenergie aufgetragen über die Fokusweite mit Fehler (siehe Unterunterabschnitt 4.3.5). Die Farbe der runden Marker gibt das Backlighter-Target des jeweiligen Schusses an. Blau markiert Wolframdrähte, Orange Platindrähte, Grün Goldfolien, Rot Wolframfolien und Lila Golddrähte. Marker der Schüsse mit festem PMMA-Schock-Target sind mit einem schwarzen Quadrat hinterlegt, die der Schüsse mit einem PMMA-Schaum als Schock-Target mit einem schwarzen Kreis und Referenzschüsse ohne Schocks haben keine schwarze Hinterlegung.

Kurzpulsenergie Ein weiterer Parameter ist die Kurzpulsenergie, die vom PHELIX Lasersystem am Backlighter-Target ankommt. Experimentbedingt schwanken die Energiewerte etwas um 30 J. In diesem Abschnitt werden die Fokuswerte auf eine Abhängigkeit von der Kurzpulsenergie untersucht.

Die Kurzpuls-Energie ist in Abbildung 31 über die Fokusweite aufgetragen. Die meisten Datenpunkte liegen um den Energiemittelwert ~ 30 J vor. Zu höheren und niedrigeren Energiewerten wird die Anzahl der Schüsse weniger. Die vorherigen Analysen können bereits die Abweichungen in den Fokuswerten begründen, unabhängig von den Energiewerten. Die großen Fokusweiten ab $\sim 10 \mu\text{m}$ um den Energiemittelwert sind entweder Folien oder die außergewöhnlich große Fokusweite des Golddrahtes- Die Referenzschüsse mit kleineren Fokuswerten als die Schock-Schüsse scheinen auch nicht von einer bestimmten Energie abzuhängen. Alle anderen Schüsse mit Fokusweiten, die sich im Bereich unter $\sim 10 \mu\text{m}$ aufhalten, sind relativ gleichmäßig entlang der Energie-Achse verteilt. Abschließend ist also eine Unabhängigkeit zwischen Kurzpuls-Energie am Backlighter und Fokusweite zu erkennen.

Double-Peaks In der Datenanalyse mit der Knife-Edge-Methode macht sich im Vergleich aller LSF_{mag} der horizontalen Kante eine Auffälligkeit bemerkbar. Der Verlauf des Peaks weicht von einem typischen scharfen gaußförmigen Peak ab, wie er bei der LSF_{con} vorliegt. Der scharfe Peak überschneidet sich mit einem flacheren breiteren Peak. In Abbildung 32 ist ein solcher "Double-Peak" in der LSF_{mag} des Schuss 56 abgebildet. Der Schuss erfolgte mit einem Wolfram-Backlighter und einem Schaum-Shock-Target. Im Anhang A Abbildung 39 ist die vollständige Knife-Edge-Auswertung des Schusses einsehbar.

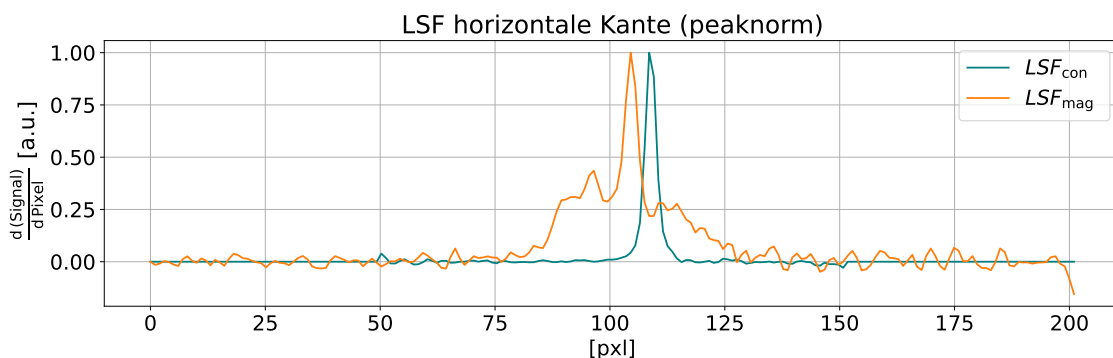


Abbildung 32: Orange LSF_{mag} der horizontalen Magnified-Edge von Schuss 56 und blaue LSF_{con} der horizontalen Contact-Edge von Schuss 44 geplottet über die Pixel auf dem zugehörigen Imaging Plate Scan. Die peaknormierten Kurven sind aus der vollständigen Knife-Edge-Auswertung des Schusses im Anhang A in Abbildung 39 entnommen.

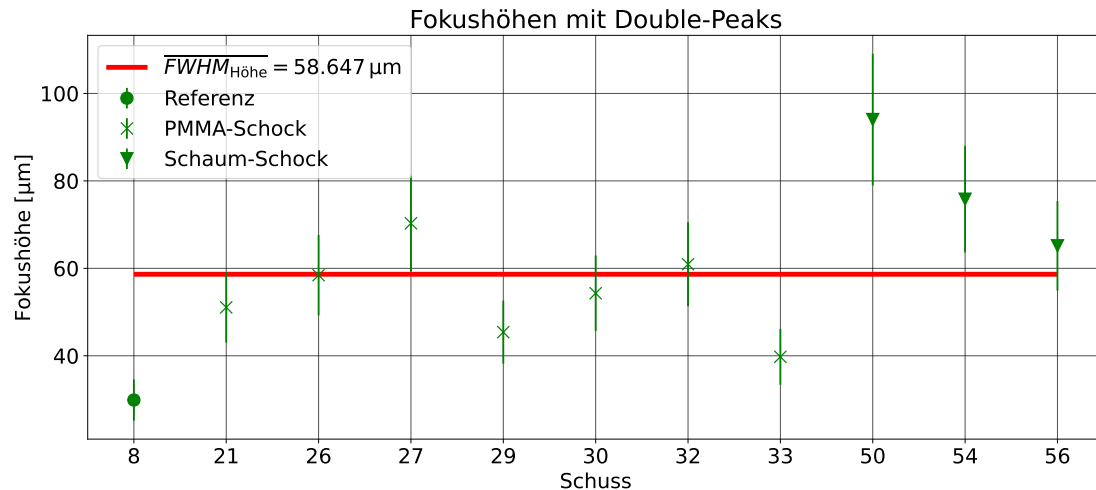


Abbildung 33: Fokushöhen (grün) mit Fehler (siehe Unterunterabschnitt 4.3.5) für Schüsse mit Double-Peak in der LSF_{mag} der horizontalen Kante aufgetragen über die Schussnummer. Referenzschuss ohne Schock-Target ist mit Kreis markiert. Kreuze stehen für Schüsse, bei welchen ein feste PMMA-Targets geschockt wurden. Dreiecke zeigen Schüsse mit PMMA-Schaum als Schock-Target. Eine horizontale, rote Linie stellt den Mittelwert der eingetragenen Werte da.

Dieser oder ähnliche abweichende Double-Peak-Verläufe sind bei fast allen Schüssen mit Schock zu finden. Die resultierenden Fokushöhen sind im Durchschnitt größer als alle anderen Fokushöhen. In Abbildung 33 sind alle Fokushöhen mit Double-Peak in der LSF_{mag} abgebildet, die einen Mittelwert mit Standardabweichung von $(59 \pm 17) \mu\text{m}$ haben. Im Vergleich dazu ist der Mittelwert $(29 \pm 23) \mu\text{m}$ aus Tabelle 1 für alle Fokushöhen der Wolframdraht-Schüsse (siehe Abbildung 26) kleiner, wobei die großen Standardabweichungen der beiden Mittelwerte nicht zu vernachlässigen sind. Das deckt sich mit mehreren Beobachtungen von weiter oben, dass Schüsse mit Schock größere Fokuswerte aufweisen. Ein Grund für die größeren Fokusweiten bei Schüssen mit Schock-Targets könnte Röntgenstrahlung sein, die in den Schock-Targets entsteht. Die Quellverschmierung der Backlighter-Röntgenquelle überlagert sich so mit einer zweiten Verschmierung des Schock-Targets. Das zeigt sich in der LSF_{mag} durch einen zweiten ausgedehnteren Peak der Schock-Röntgenstrahlung zusätzlich zum scharfen Peak der Backlighter-Röntgenstrahlung, wie beispielsweise in Abbildung 32 zu sehen.

Allerdings findet sich dieser Double-Peak nicht in allen LSF_{mag} der Schüsse mit Schock. Der Schock äußert sich bei den Schüssen ohne den doppelten Peak durch eine Verbreiterung der einzelnen LSF-Peaks, sodass größere Fokuswerte berechnet werden.

Auf eine Abschirmung, die in Richtung Kante und Imaging Plate ungewollte Strahlung blockt, wurde verzichtet, da die Magnified-Edge direkt über dem Shock-Target sitzt und nicht im Strahlungsweg von Schock-Target zu Imaging Plate des Magnified-Edge-Aufbaus.

Möglicherweise wird also Strahlung oder auch Plasma von umgebenden Oberflächen verschieden stark gestreut und reflektiert, was dann eine umfangreichere Abschirmung um die Strahlachse von Backlighter-Target zu Imaging Plate herum benötigen würde.

Bei der Analyse der Schüsse mit Double-Peaks in Abbildung 33 ist Schuss 8 auffällig. Dieser Wolframdrahtschuss hat zwar die kleinste Fokushöhe unter den Schüssen mit Double-Peaks, aber ist der einzige Schuss, der einen Double-Peak aufweist und kein Schock-Target hatte. In Abbildung 41 im Anhang A ist die gesamte Knife-Edge-Auswertung des Schusses abgebildet. Werden die Magnified-Edge-ROI und die daraus resultierenden Magnified-Edge Funktionen betrachtet, liegt ein ungewöhnlich starkes Rauschen vor, welches bei den anderen Double-Peak-Schüssen nicht zu sehen ist. Allgemein wurde bei Schuss 8 hohe Hintergrundintensitäten gemessen, was eine nachvollziehbare Ursache für den verbreiterten Peak sein könnte.

Abschließend können also Folien-Targets als Backlighter, aufgrund zu großer Fokusweiten und schlechter Visibilität, für Phasenkontrast-Bildgebung ausgeschlossen werden. Es scheint schwierig zu sein, zuverlässig Schüsse mit Fokusweiten vergleichbar zu den Schüssen mit Backlighter-Drähten zu generieren. Wobei zwischen den Folienschüssen auch sehr viel Parameter variiert wurden, wie Auftreffpunkt und Winkel des Kurzpulslasers.

Bei Backlighter-Drähten haben die Wolframdrähte die besten Ergebnisse erzielt zu haben. Sie haben die kleinsten Fokuswerte mit vergleichsweise höheren Visibilitäten. Wolframdrähte sind daher von den untersuchten (Backlighter-) Typen am besten für Phasenkontrast-Bildgebung geeignet. Dennoch sollten Platindrähte nicht vollständig ausgeschlossen werden. Weitere Versuchsdurchführungen mit Platindrähten sind empfehlenswert, um eine bessere Aussage zur Eignung als Backlighter-Targets treffen zu können.

Schüsse mit Plasma-Schocks haben höhere Fokuswerte, was zum Teil die Schwankungen unter den Fokuswerten in Abbildung 25 bei Wolframdrähten als Backlighter erklärt. Das bedeutet auch, dass Schock-Schüsse vermutlich kleinere reale Fokuswerte haben als die berechneten. Zudem scheint die schwankende Kurzpulsenergie, die am Backlighter auftrifft, keinen Einfluss auf die Fokusweiten zu haben.

Zusätzlich gibt es viele andere, teilweise unbekannte und unkontrollierbare Einflüsse auf den realen Fokus, sodass dieser unabhängig vom Schock-Target von Schuss zu Schuss variiert. Wie aufgezeigt wurde, wirkt sich der Backlighter-Durchmesser auf die Fokuswerte aus (siehe Unterabschnitt 4.5). Daher können auch fertigungsbedingte Unterschiede in Form und Durchmesser einen Einfluss auf die Fokuswerte haben. Zum Beispiel kann es auch während der Montierung der feinen Backlighter-Drähte in die Plastikhalterung (siehe Abbildung 5 des Backlighter-Drahtes) zu Verformungen kommen, sodass etwa der Draht platt gedrückt wird und damit ein breiteres Profil in Richtung Strahlachse hat.

5. Fazit

Das Ziel dieser Arbeit war es mithilfe der Knife-Edge-Methode den Fokus von lasergetriebenen Backlighter-Röntgenquellen zu charakterisieren. Im Rahmen eines Hochenergiedichte-Experiments mit Phasenkontrast-Bildgebung am PHELIX Labor in Darmstadt wurden Messdaten aufgenommen, die zur Berechnung der Fokusgrößen der erzeugten Backlighter-Röntgenquellen genutzt werden.

Der verwendete Knife-Edge-Aufbau besteht aus einer vergrößerten Kante, der sogenannten Magnified-Edge, und einer weiteren Kante, der sogenannten Contact-Edge, die direkt auf dem Detektor (Imaging Plate) aufliegt. Ein Auswertungsprinzip, beruhend auf der Knife-Edge-Methode aus [Nis+20], wurde entwickelt und Schritt für Schritt erläutert. Jeweils eine Line-Spread-Function wird aus den Aufnahmen der vergrößerten Magnified-Edge und Contact-Edge berechnet. Dabei enthält die Magnified-Edge sowohl Quellverschmierung als auch Detektorverschmierung, die Contact-Edge nur die Detektorverschmierung. Eine Entfaltung der beiden Line-Spread-Functions ergibt die Line-Spread-Function des Fokus, die die reale Größe der Quelle ohne die Detektorverschmierung enthält.

Für Schüsse mit niedrigen Quellgrößen sind die Line-Spread-Functions der Contact- und Magnified-Edge in der Breite nahezu identisch zueinander. Das bedeutet, dass Information der Magnified-Edge-Verschmierung in der Detektorverschmierung der Contact-Edge verloren geht, was eine Auswertung nur schwer möglich macht und einen unbestimmten Fehler für die finalen Fokuswerte generiert. Deshalb wird eine alternative Herangehensweise getestet. Ein Error-Funktions-Fit wird an der Edge-Spread-Function der Magnified-Edge erstellt, der aber das Problem nicht lösen kann. Auch ein Supersampling der Edge-Spread-Functions kann keine Verbesserung erzielen. Eine stärkere Vergrößerung der Magnified-Edge könnte das Problem bei der Datenerhebung vermeiden. Das würde bewirken, dass die Line-Spread-Functions der Magnified-Edge sich deutlicher von den Line-Spread-Functions der Contact-Edge abheben. So könnte der Fehler für die Fokuswerte minimiert werden.

Die im Experiment verwendeten Backlighter-Typen waren Drähte oder Folien, die aus Wolfram, Platin oder Gold bestanden. Die erzielten Fokusweiten mit Mittelwert und Standardabweichung von $(5.2 \pm 1.2) \mu\text{m}$ für $5 \mu\text{m}$ Wolframdraht-Backlighter zeigen, dass dieser Backlighter für Phasenkontrast-Bildgebung der geeignetste der verwendeten Backlighter-Typen ist.

$5 \mu\text{m}$ Platindrähte könnten sich möglicherweise auch als Backlighter eignen. Die Fokusweiten schwanken mit einer Standardabweichung $1.2 \mu\text{m}$ um den Mittelwert $5.1 \mu\text{m}$. Da nur eine geringe Anzahl an Schüssen mit diesem Backlighter-Typ durchgeführt wurden, ist eine aussagekräftige Beurteilung nicht möglich.

Folien erweisen sich als ungeeignet, da nur bei einem von sieben Schüssen ausreichend kleine Fokusgrößen erzeugt werden konnten. Die anderen Schüsse haben so große Fokusweiten, dass die Interferenzmuster beim Phasenkontrast schlechte Visibilitäten zeigen.

Ferner konnte ein Zusammenhang zwischen Schocks und größeren berechneten Fokusweiten erkannt werden, da Schüsse mit Schock-Targets sekundär Röntgenstrahlung emittieren, die sich möglicherweise über Streuung und Reflexion auf die Knife-Edge-Aufnahmen auswirken. Das bedeutet, dass die reale Fokusgröße im Schnitt sogar kleiner als der berechnete Durchschnitt sein sollte.

Zwischen den Fokusweiten und der Visibilität bzw. Kurzpulsenergie wurden Korrelationen untersucht. Der Theorie entsprechend ist ein Abfall der Visibilitäten mit größer werdenden Fokusweiten erkennbar. Zudem kann festgestellt werden, dass die Schwankung der Kurzpulsenergie, die am Backlighter-Target auftritt, keinen Einfluss auf die Fokusweiten hat. Das bedeutet, dass in Laser getriebenen Backlighter-Experimenten höhere Kurzpulsenergien getestet werden können.

In zukünftigen Experimenten mit der Knife-Edge-Methode, bei denen Imaging Plates als Detektoren verwendet werden, sollte die vergrößerte Kante mindestens um den Faktor ~ 28 vergrößert aufgenommen werden, sodass das Problem durch eine zu kleine Magnified-Edge-Verschmierung minimiert werden kann. Des Weiteren könnte eine Abschirmung des Aufbaus helfen, den Einfluss von sekundären Strahlungsquellen bei Schüssen mit Schocks zu verhindern.

Eine umfangreichere Messreihe mit Platindrähten als Backlighter-Target, um die Eignung dieses Backlighters zu testen, ist empfehlenswert.

Zudem könnte ein Vergleich der erzielten Fokuswerte mit der Spektrumsanalyse zum Röntgenspektrum der einzelnen Schüsse weitere Erkenntnisse bringen.

Zusammenfassend konnte in dieser Arbeit die Knife-Edge-Methode Aufschluss über die Fokusgröße von verschiedenen Backlighter-Röntgenquellen geben. Dadurch konnte eine Einschätzung zur Eignung verschiedener Backlighter-Targets für Phasenkontrast-Bildgebung getroffen werden. Zudem konnten Zusammenhänge von Fokusgröße und weiteren Parametern eines Hochenergiedichte-Experiment mit lasergetriebener Backlighter-Röntgenquellen untersucht werden.

Bibliographie

- [Aks+21] B. Akstaller, S. Schreiner, F. Hofmann, P. Meyer, P. Neumayer, M. Schuster, A. Wolf, B. Zielbauer, V. Ludwig, T. Michel u. a. “Single-shot grating-based phase-contrast imaging of a micrometer sample at a laser-driven x-ray back-lighter source”. In: *Journal of Instrumentation* 16.6 (Juni 2021). Publisher: IOP Publishing, P06021. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/16/06/P06021. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/16/06/P06021> (besucht am 27.04.2023).
- [Ami09] Isaac Amidror, Hrsg. *The Theory of the Moiré Phenomenon*. Bearb. von Gunnilla Borgefors, Rachid Deriche, Thomas S. Huang, Tianzi Jiang, Reinhard Klette, Ales Leonardis, Heinz-Otto Peitgen, Katsushi Ikeuchi und John K. Tsotsos. Bd. 38. Computational Imaging and Vision. London: Springer, 2009. ISBN: 978-1-84882-180-4 978-1-84882-181-1. DOI: 10.1007/978-1-84882-181-1. URL: <http://link.springer.com/10.1007/978-1-84882-181-1> (besucht am 27.04.2023).
- [Bag+10] V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul u. a. “Commissioning and early experiments of the PHELIX facility”. In: *Applied Physics B* 100.1 (1. Juli 2010), S. 137–150. ISSN: 1432-0649. DOI: 10.1007/s00340-009-3855-7. URL: <https://doi.org/10.1007/s00340-009-3855-7> (besucht am 08.05.2023).
- [Ble22] Paulina Bleuel. *Bestimmung der räumlichen Auflösung im Differentiellen Phasenbild der gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung und Quantitative Analyse eines Talbot-Teppichs*. 21. Dez. 2022.
- [CL13] Jeff Colvin und Jon Larsen. *Extreme Physics: Properties and Behavior of Matter at Extreme Conditions*. Cambridge University Press, 2013.
- [Cyt] Cytiva. *Amersham typhoon gel and blot imaging systems P 00192*. Cytiva. Section: Home. URL: <https://www.cytivalifesciences.com/en/us/shop/protein-analysis/molecular-imaging-for-proteins/imaging-systems/amersham-typhoon-gel-and-blot-imaging-systems-p-00192> (besucht am 15.04.2023).
- [Dem17] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2*. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer, 2017. ISBN: 978-3-662-55789-1 978-3-662-55790-7. DOI: 10.1007/978-3-662-55790-7. URL: <http://link.springer.com/10.1007/978-3-662-55790-7> (besucht am 28.01.2023).
- [EM04] Magali Estribeau und Pierre Magnan. “Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO 12333 slanted-edge methodology”. In: *Detectors and Associated Signal Processing*. Detectors and Associated Signal Processing. Bd. 5251.

- SPIE, 19. Feb. 2004, S. 243–252. DOI: 10.1117/12.513320. URL: <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/5251/0000/Fast-MTF-measurement-of-CMOS-imagers-using-ISO-12333-slanted/10.1117/12.513320.full> (besucht am 19.05.2023).
- [12a] *Femtosekunden-Frontend*. GSI. 29. März 2012. URL: https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/plasmaphysikphelix/phelix/femtosekunden_frontend?C=0&cHash=c9a37504ab5c58fbc5bf11664aaa856 (besucht am 27.04.2023).
- [Fik+12] G. Fiksel, F. J. Marshall, C. Mileham und C. Stoeckl. “Note: Spatial resolution of Fuji BAS-TR and BAS-SR imaging plates”. In: *Review of Scientific Instruments* 83.8 (1. Aug. 2012), S. 086103. ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.4739771. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4739771> (besucht am 03.05.2023).
- [Har99] Dieter H Hartmann. “Afterglows from the largest explosions in the universe”. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 96.9 (1999), S. 4752–4755.
- [Izu+06] N. Izumi, R. Snavelly, G. Gregori, J. A. Koch, H.-S. Park und B. A. Remington. “Application of imaging plates to x-ray imaging and spectroscopy in laser plasma experiments (invited)”. In: *Review of Scientific Instruments* 77.10 (23. Okt. 2006), 10E325. ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.2351924. URL: <https://doi.org/10.1063/1.2351924> (besucht am 24.04.2023).
- [Mad+11] B. R. Maddox, H. S. Park, B. A. Remington, N. Izumi, S. Chen, C. Chen, G. Kimminau, Z. Ali, M. J. Haugh und Q. Ma. “High-energy x-ray backlighter spectrum measurements using calibrated image plates”. In: *Review of Scientific Instruments* 82.2 (23. Feb. 2011), S. 023111. ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.3531979. URL: <https://doi.org/10.1063/1.3531979> (besucht am 08.05.2023).
- [Mai16] Jens Thomas Maisenbacher. *Realisierung eines Talbot-Lau-Interferometers an Mikrofokusröntgenröhren für materialwissenschaftliche Tomografieanwendungen*. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2016.
- [Miy+86] Junji Miyahara, Kenji Takahashi, Yoshiyuki Amemiya, Nobuo Kamiya und Yoshinori Satow. “A new type of X-ray area detector utilizing laser stimulated luminescence”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 246.1 (15. Mai 1986), S. 572–578. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/0168-9002(86)90156-7. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900286901567> (besucht am 06.05.2023).

- [12b] *Nanosekunden-Frontend*. GSI. 29. März 2012. URL: https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/plasmaphysikphelix/phelix/nanosekunden_frontend (besucht am 22.03.2023).
- [Nis+20] Masayuki Nishiki, Satoshi Yanagita, Noriko Nishikawa und Hitomi Sugimura. “Measurement of the x-ray effective focal spot size with edge response analysis using digital detectors”. In: *Journal of Medical Imaging* 7.2 (März 2020), S. 023502. ISSN: 2329-4302. DOI: 10.1117/1.JMI.7.2.023502. URL: <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC7086143/> (besucht am 27.04.2023).
- [PP06] David Paganin und School of Physics David Paganin. *Coherent X-Ray Optics*. Google-Books-ID: SIISDAAAQBAJ. OUP Oxford, 12. Jan. 2006. 424 S. ISBN: 978-0-19-856728-8.
- [12c] *PHLIX*. GSI. 26. März 2012. URL: <https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/plasmaphysikphelix/phelix> (besucht am 22.03.2023).
- [Rau22] Constantin Rauch. “Setup characterisation measurements for grating-based X-ray phase-contrast imaging”. Masterarbeit. Erlangen: Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), Apr. 2022.
- [Sch20] Stephan Schreiner. “Design and characterization of a portable Talbot interferometer for imaging high energy density experiments”. Masterarbeit. Erlangen: Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 3. Nov. 2020.
- [Sei+18] Maria Seifert, Michael Gallersdörfer, Veronika Ludwig, Max Schuster, Florian Horn, Georg Pelzer, Jens Rieger, Thilo Michel und Gisela Anton. “Improved Reconstruction Technique for Moiré Imaging Using an X-Ray Phase-Contrast Talbot–Lau Interferometer”. In: *Journal of Imaging* 4.5 (Mai 2018). Number: 5 Publisher: Multidisciplinary Digital Publishing Institute, S. 62. ISSN: 2313-433X. DOI: 10.3390/jimaging4050062. URL: <https://www.mdpi.com/2313-433X/4/5/62> (besucht am 27.04.2023).
- [Tal] W. Talbot. “Facts relating to optical science”. In: *Philosophical Magazine* (). URL: <https://www.semanticscholar.org/paper/Facts-relating-to-optical-science-Talbot/25de6565ca5d33608c64958169e70420c2a138ac> (besucht am 28.01.2023).
- [Web13] Thomas Weber. “Untersuchungen zur gitterbasierten Phasenkontrast-Röntgenbildgebung in polychromatischen Strahlungsfeldern”. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2013. URL: <https://opus4.kobv.de/opus4-fau/frontdoor/index/index/docId/2917> (besucht am 26.01.2023).

- [Wor] X-RAY WorX. *Mikrofokus Röntgenröhren - Technologie*. X-RAY WorX. URL: <https://www.x-ray-worx.com/index.php/mikrofokus-roentgenroehren-produktuebersicht/mikrofokus-technologie> (besucht am 23.04.2023).

A. Anhang

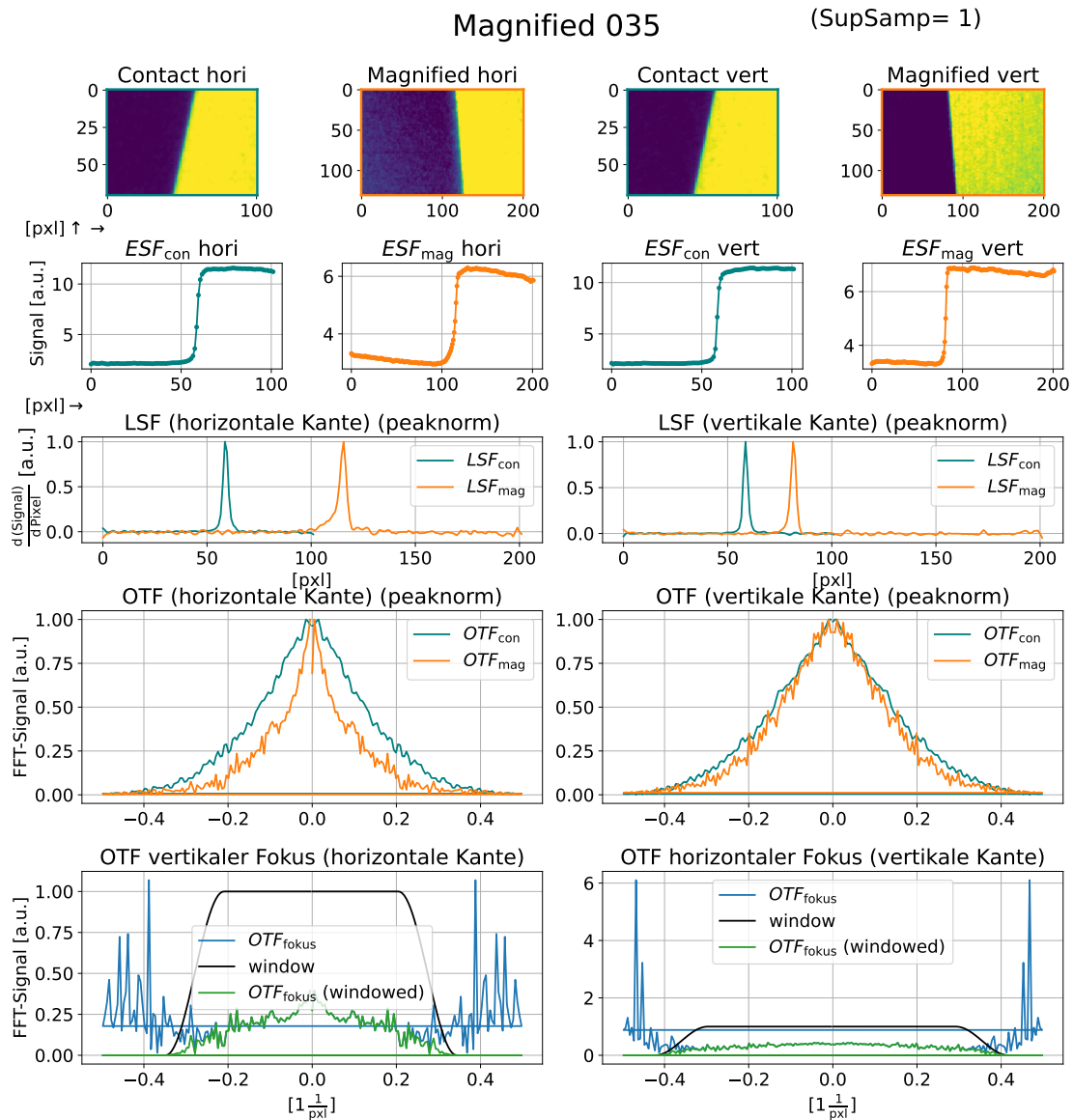


Abbildung 34: Knife-Edge-Auswertung (siehe Unterabschnitt 4.3) mit Supersampling Faktor 1 für Schuss 35, der mit Wolframdraht-Backlighter und Schaum-Schock erfolgte. **Linke Hälfte** ist die Auswertung der horizontalen Kanten von Contact-Edge (CE) und Magnified-Edge (ME). **Rechte Hälfte**: Auswertung der vertikalen Kanten von ME und CE. CE-Kurven sind türkis markiert und ME-Kurven orange. **Reihe 1**: ROI aus Aufnahmen. **Reihe 2**: ESF. **Reihe 3**: LSF. **Reihe 4** OTF_{fokus} ungefiltert in Blau und multipliziert mit schwarzem Tukey-Window in Grün. In Abbildung 35 sind die resultierenden LSF_{fokus} zu finden.

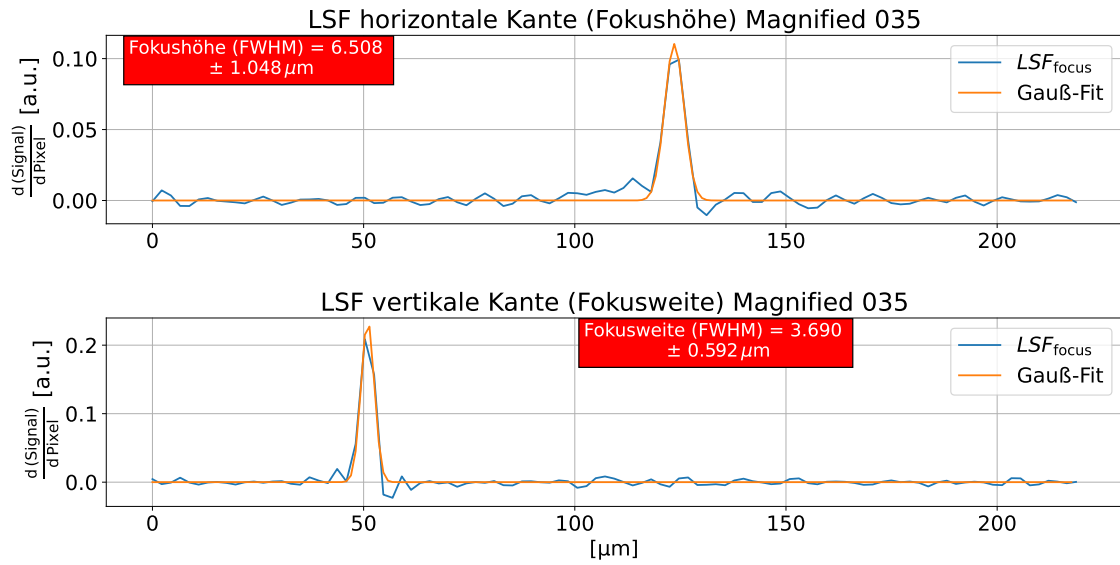


Abbildung 35: Resultierende LSF_{fokus} von Schuss 35 der horizontalen Kanten (oben) und vertikalen (**unten**) zur Knife-Edge-Auswertung mit Supersampling 1 in Abbildung 34. Die x-Achse ist in die Quellebene von Pixel auf Mikrometer zurückgerechnet. Reale Werte für Fokushöhe mit Fehler aus Gleichung 20 und Fokusweite mit Fehler aus Gleichung 17 sind berechnet aus den FWHM, die über die Fit-Parameter der orangenen Gauß-Fits bestimmt sind. Die Fokuswerte können im roten Kästchen abgelesen werden.

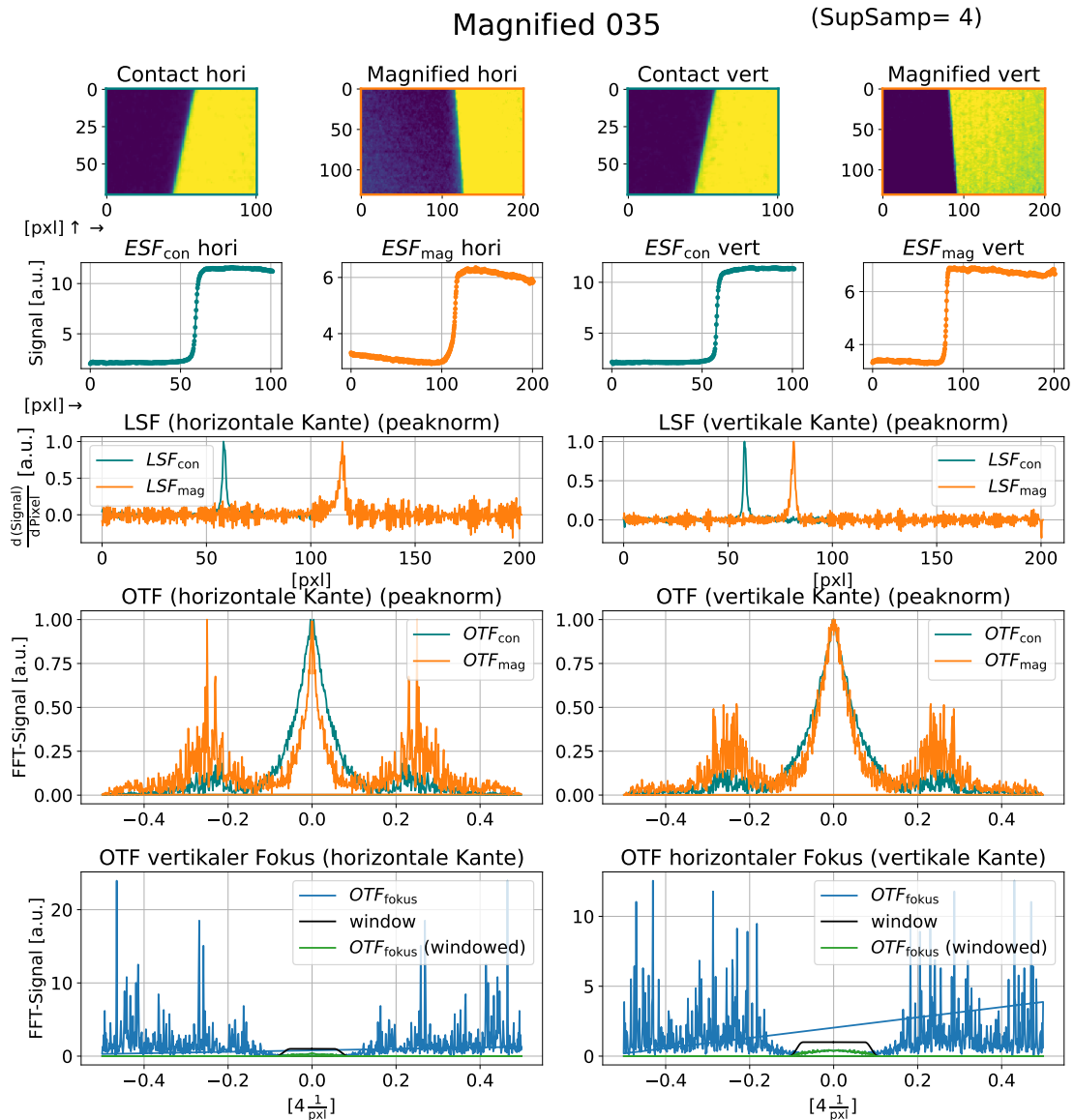


Abbildung 36: Knife-Edge-Auswertung (siehe Unterabschnitt 4.3) mit Supersampling Faktor 4 für Schuss 35, der mit Wolframdraht-Backlighter und Schaum-Schock erfolgte. **Linke Hälfte** ist die Auswertung der horizontalen Kanten von Contact-Edge (CE) und Magnified-Edge (ME). **Rechte Hälfte**: Auswertung der vertikalen Kanten von ME und CE. CE-Kurven sind türkis markiert und ME-Kurven orange. **Reihe 1**: ROI aus Aufnahmen. **Reihe 2**: ESF. **Reihe 3**: LSF. **Reihe 4** OTF_{fokus} ungefiltert in Blau und multipliziert mit schwarzem Tukey-Window in Grün. In Abbildung 37 sind die resultierenden LSF_{fokus} zu finden.

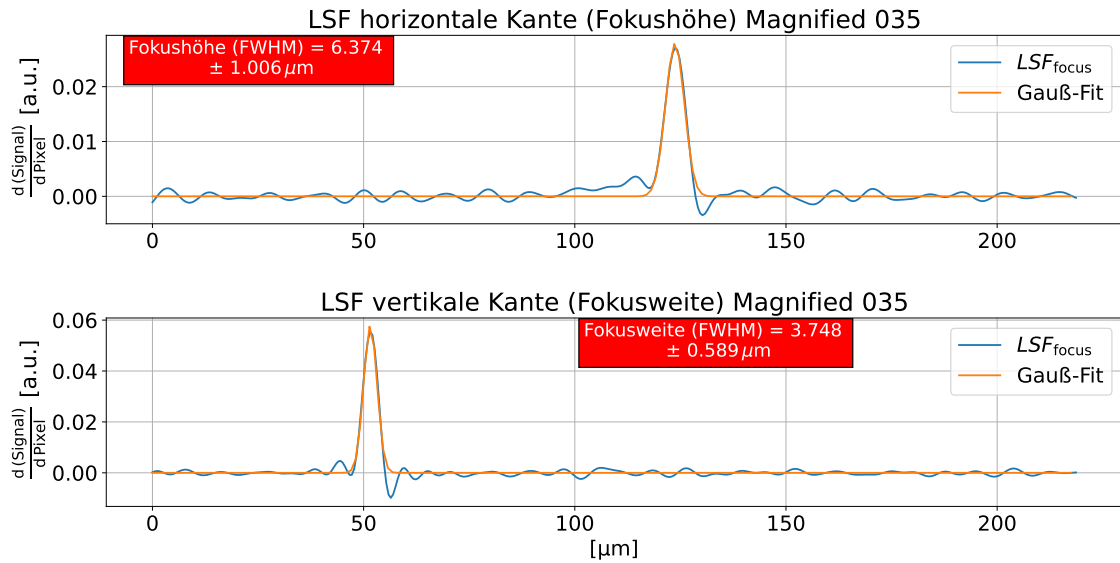


Abbildung 37: Resultierende LSF_{fokus} von Schuss 35 der horizontalen Kanten (oben) und vertikalen (**unten**) zur Knife-Edge-Auswertung mit Supersampling 4 in Abbildung 36. Die x-Achse ist in die Quellebene von Pixel auf Mikrometer zurückgerechnet. Reale Werte für Fokushöhe mit Fehler aus Gleichung 20 und Fokusweite mit Fehler aus Gleichung 17 sind berechnet aus den FWHM, die über die Fit-Parameter der orangenen Gauß-Fits bestimmt sind. Die Fokuswerte können im roten Kästchen abgelesen werden.

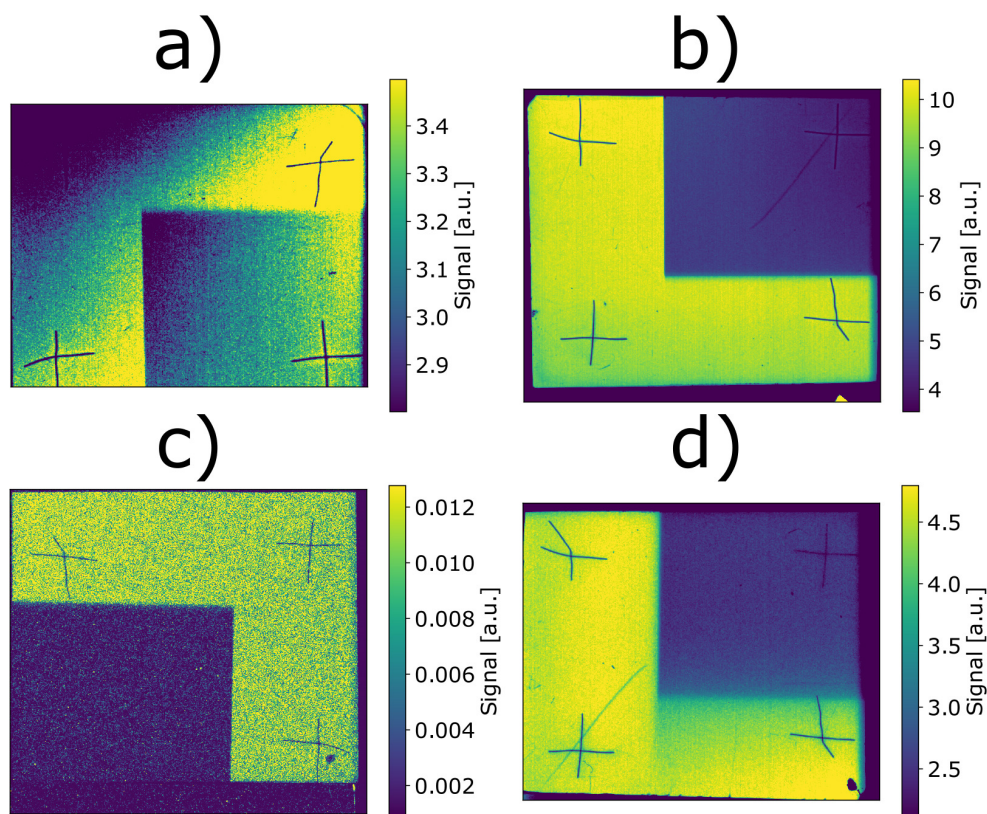


Abbildung 38: Imaging Plate Scans (Transmissionsbilder) der Magnified-Edge, die (zum Teil) nicht mit der Knife-Edge-Methode ausgewertet werden konnten. a) Schuss 9 mit Wolframdraht als Backlighter und festem PMMA-Schock. b) Schuss 12 mit Wolframdraht-Backlighter und festen PMMA-Schock. c) Schuss 15 mit Goldfolien-Backlighter und ohne Schock-Target (Referenzschuss). d) Schuss 23 mit Wolframfolie als Backlighter und einem festen PMMA-Schock-Target.

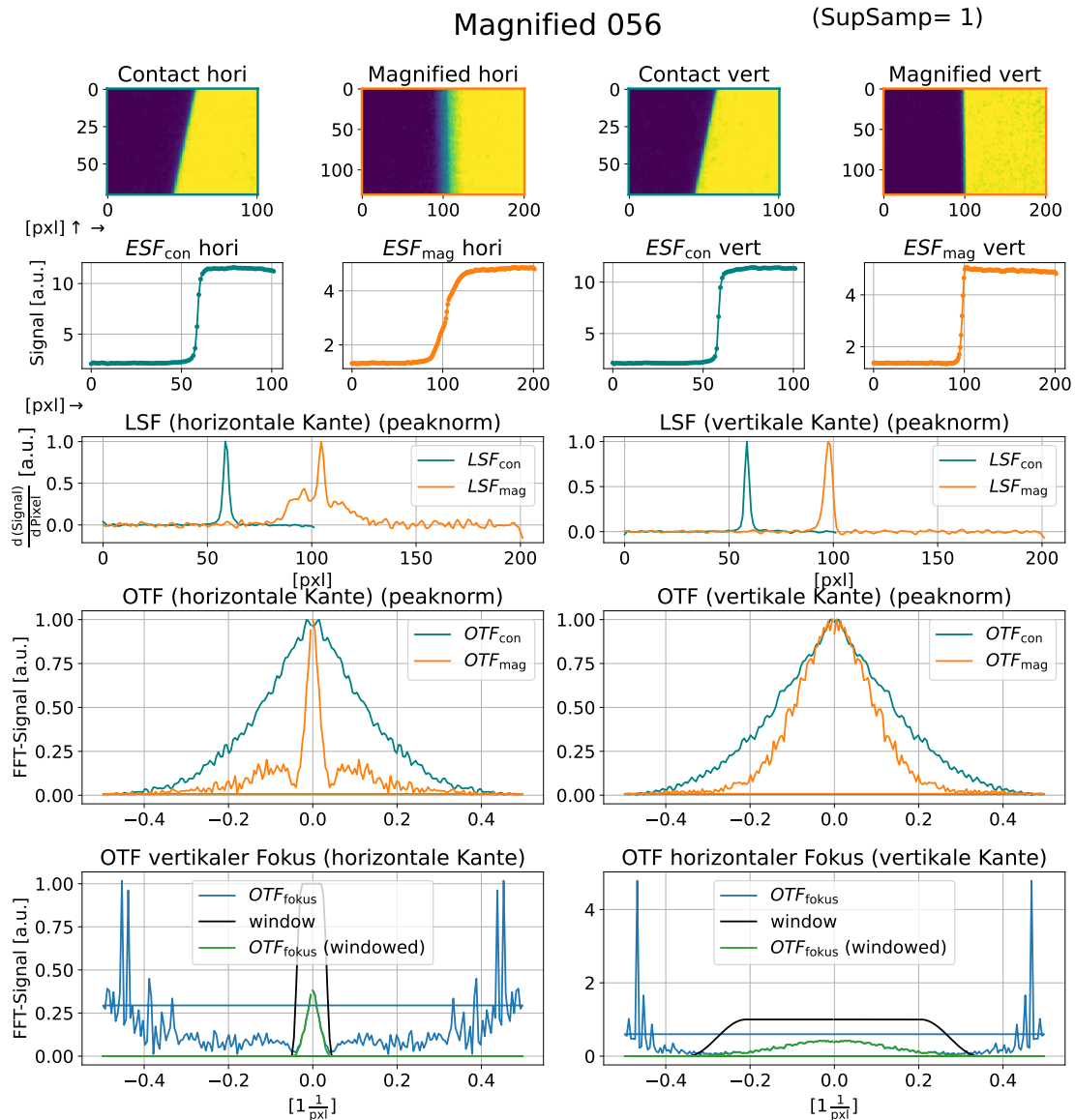


Abbildung 39: Knife-Edge-Auswertung (siehe Unterabschnitt 4.3) für Schuss 56, der mit Wolframdraht-Backlighter und Schaum-Schock erfolgte. **Linke Hälfte** ist die Auswertung der horizontalen Kanten von Contact-Edge (CE) und Magnified-Edge (ME). **Rechte Hälfte**: Auswertung der vertikalen Kanten von CE und ME. CE-Kurven sind türkis markiert und ME-Kurven orange. **Reihe 1**: ROI aus Aufnahmen. **Reihe 2**: ESF. **Reihe 3**: LSF. **Reihe 4** OTF_{fokus} ungefiltert in Blau und multipliziert mit schwarzem Tukey-Window in Grün. In Abbildung 40 sind die resultierenden LSF_{fokus} zu finden.

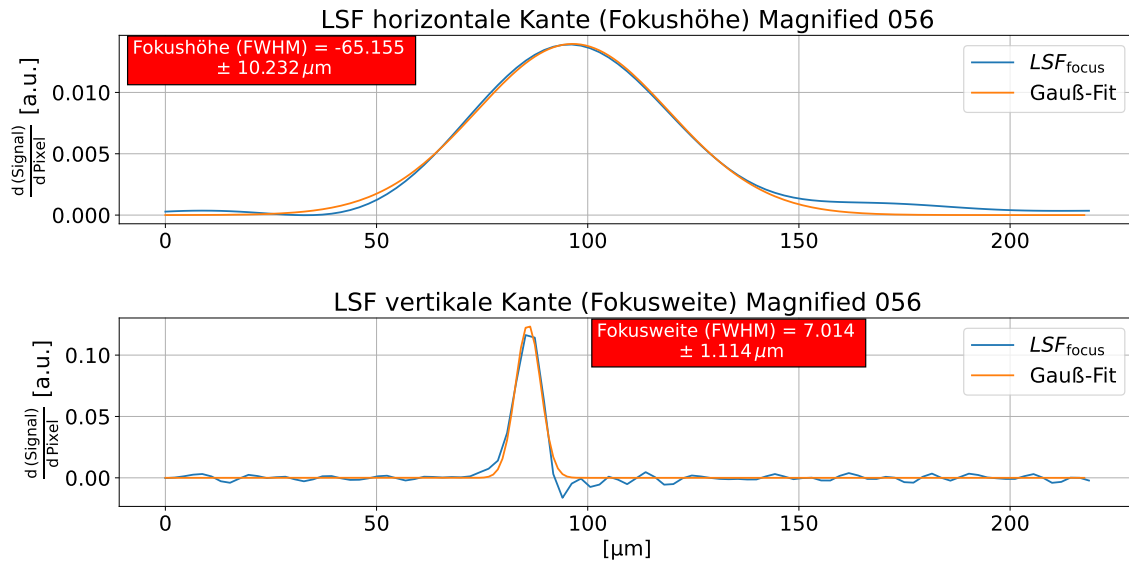


Abbildung 40: Resultierende LSF_{fokus} von Schuss 56 der horizontalen Kanten (oben) und vertikalen (**unten**) zur Knife-Edge-Auswertung in Abbildung 39. Die x-Achse ist in die Quellebene von Pixel auf Mikrometer zurückgerechnet. Reale Werte für Fokushöhe mit Fehler aus Gleichung 20 und Fokusweite mit Fehler aus Gleichung 17 sind berechnet aus den FWHM, die über die Fit-Parameter der orangen Gauß-Fits bestimmt sind. Die Fokuswerte können im roten Kästchen abgelesen werden.

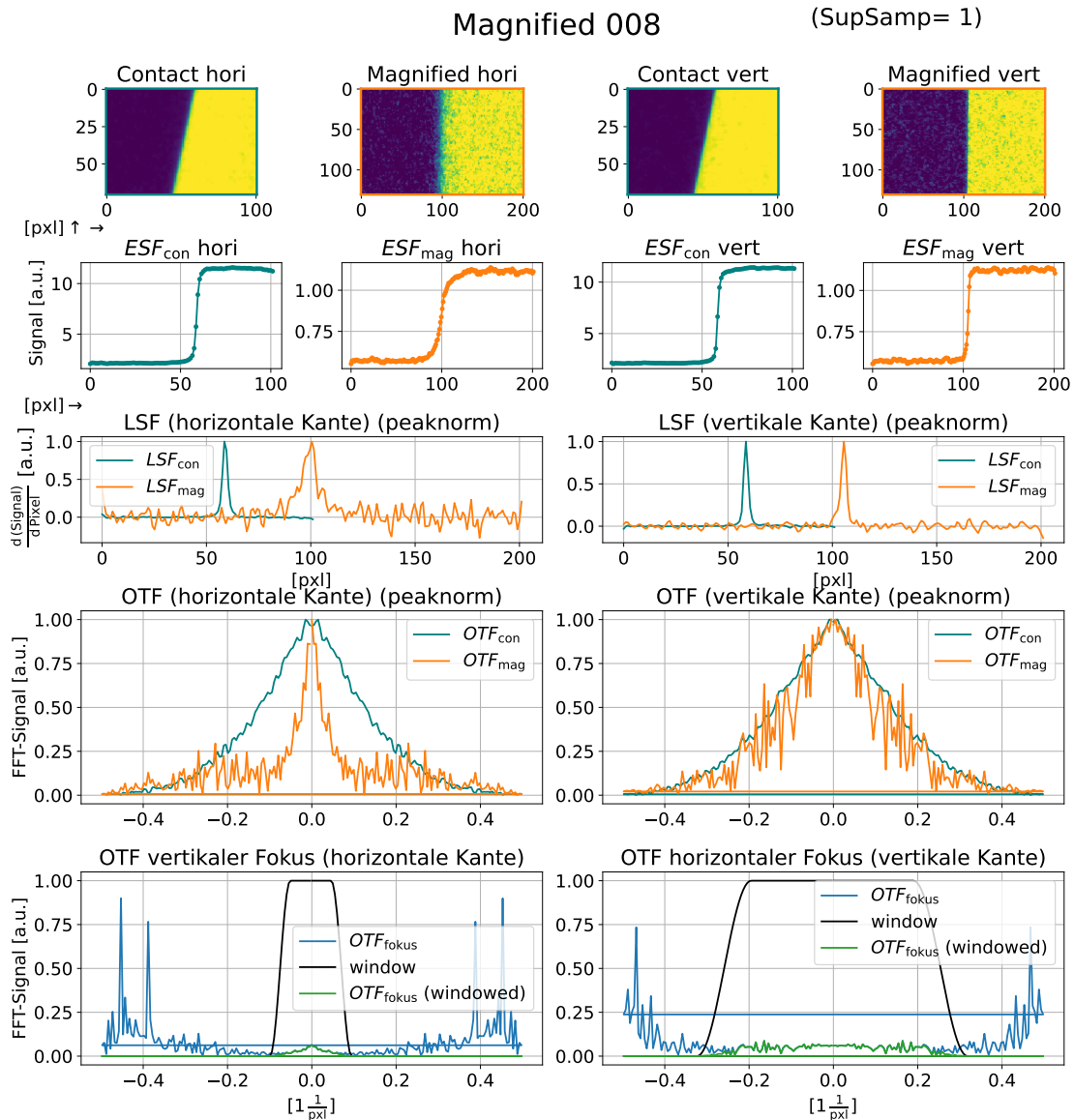


Abbildung 41: Knife-Edge-Auswertung (siehe Unterabschnitt 4.3) für Schuss 8, der mit Wolframdraht als Backlighter und ohne Schock-Target (Referenzschuss) erfolgte. **Linke Hälfte** ist die Auswertung der horizontalen Kanten von Contact-Edge (CE) und Magnified-Edge (ME). **Rechte Hälfte**: Auswertung der vertikalen Kanten von CE und ME. CE-Kurven sind türkis markiert und ME-Kurven orange. **Reihe 1**: ROI aus Aufnahmen. **Reihe 2**: ESF. **Reihe 3**: LSF. **Reihe 4** OTF_{fokus} ungefiltert in Blau und multipliziert mit schwarzem Tukey-Window in Grün. In Abbildung 42 sind die resultierenden LSF_{fokus} zu finden.

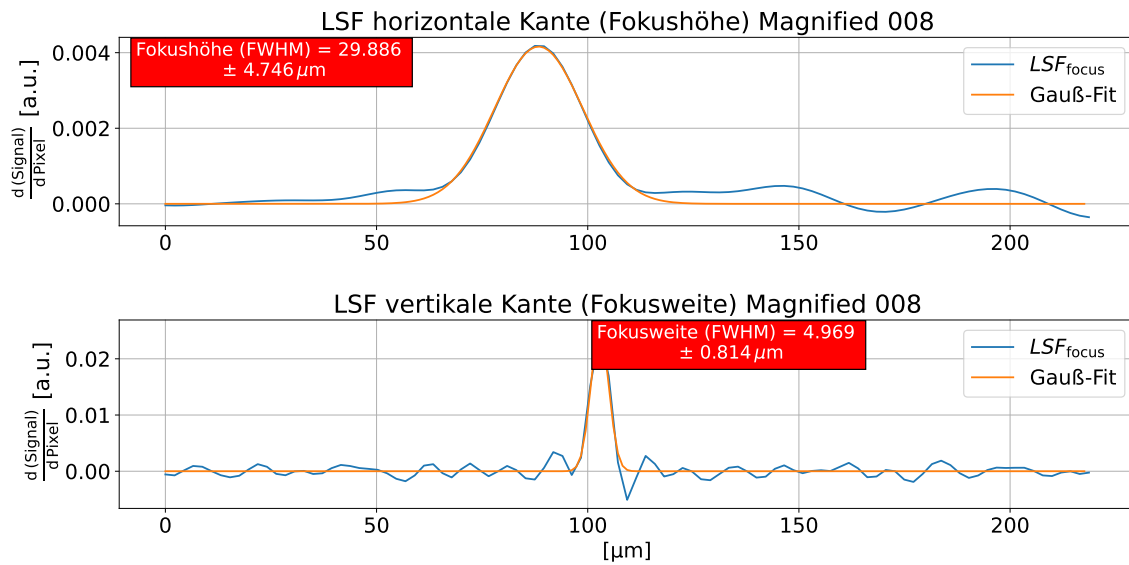


Abbildung 42: Resultierende LSF_{fokus} von Schuss 8 der horizontalen Kanten (oben) und vertikalen (**unten**) zur Knife-Edge-Auswertung in Abbildung 41. Die x-Achse ist in die Quellebene von Pixel auf Mikrometer zurückgerechnet. Reale Werte für Fokushöhe mit Fehler aus Gleichung 20 und Fokusweite mit Fehler aus Gleichung 17 sind berechnet aus den FWHM, die über die Fit-Parameter der orangen Gauß-Fits bestimmt sind. Die Fokuswerte können im roten Kästchen abgelesen werden.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mich beim Schreiben dieser Abschlussarbeit unterstützt haben. Ich danke

- Prof. Dr. Gisela Anton, Prof. Dr. Stefan Funk und PD Dr. Thilo Michel für Ihr Feedback.
- meinen Betreuen Stephan Schreiner und Constantin Rauch, die mich in das Thema einführten und eine große Unterstützung waren.
- besonders Constantin Rauch für seine Geduld und Zeit, die er fürs Korrekturlesen aufgewendet hat.

Erklärung

Hiermit erkläre, ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

(Ort, Datum)

(Unterschrift)