

Auslegung des Laserstrahltransports und Charakterisierung des Photoinjektorlasers an FLUTE

Design of the Laser Transport System and Characterization of the Photoinjector Laser at FLUTE

Masterarbeit von

Thiemo Schmelzer

an der Fakultät für Physik

Laboratorium für Applikationen der Synchrotronstrahlung (LAS)

Erstgutachter: Prof. Anke-Susanne Müller

Zweitgutachter: Prof. Marc Weber

Betreuender Mitarbeiter: Dr. Michael J. Nasse

01. Juni 2016 – 12. Mai 2017

Karlsruher Institut für Technologie
Fakultät für Physik
Wolfgang-Gaede-Str. 1
76128 Karlsruhe

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Änderungen entnommen wurde.

Karlsruhe, 12.05.2017

.....
(Thiemo Schmelzer)

Als Masterarbeit akzeptiert:

.....

Kurzfassung

Das Ferninfrarot Linac- und Testexperiment (FLUTE) wird zur Zeit am KIT aufgebaut. Ein Hauptziel des Linearbeschleunigers ist es ultra-kurze (< 10 fs) Elektronenpakete zur Generierung von THz-Strahlung zu erzeugen. Die Elektronenpakete werden durch den photoelektrischen Effekt, bei dem UV Laserpulse auf eine Kupferkathode treffen, ausgelöst. Die Qualität des Laserspots ist dabei maßgebend für die erreichbare Qualität des Elektronenpaketes und wird durch eine Transportoptik vorgegeben. Für den Transport des Laserstrahls vom Laserlabor bis zur Kathode über ca. 30 m, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit über ein Raytracing-Programm die Transportoptik für sowohl die normalen Betriebsmodi als auch für den Extremfall des Split Ring Resonator (SRR)-Experimentes simuliert und ausgelegt. Zur weiteren Optimierung werden die tatsächlichen Strahlparameter des Laserstrahls benötigt, da diese einen großen Einfluss auf die Auslegung des Transportsystems und somit auf die Qualität der Elektronenpakete haben. Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde für die Messung dieser Parameter ein sogenanntes Knife-Edge Experiment aufgebaut und konnte erfolgreich an einem sichtbaren Justierlaser getestet werden. Die Messung wurde anschließend am FLUTE Lasersystem aufgebaut und angepasst, so dass eine Messmethode zur Verfügung steht, mit der die Parameter der verbleibenden Laserausgänge bestimmt werden können.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Beschleunigerphysik und Laseroptik	3
2.1. Die Beschleunigung von geladenen Teilchen	3
2.1.1. Interaktion mit der Lorentzkraft	3
2.1.2. Teilchenbeschleunigung in RF cavities	4
2.1.3. Geladene Teilchen aus einer Photokathode	6
2.1.4. Strahlmanipulation im magnetischen Feld	7
2.1.5. Synchrotronstrahlung von geladenen Teilchen	10
2.2. Laseroptik und Abbildungssysteme	11
2.2.1. Eigenschaften von gauß'schen Laserstrahlen	11
2.2.2. Nichtlineare Optik zur Erzeugung von Harmonischen	14
2.2.3. Abbildungen in geometrischer Optik	16
3. Linearbeschleuniger FLUTE	21
3.1. Überblick über FLUTE	21
3.2. Das FLUTE Lasersystem	27
3.3. Das Split-Ring Resonator-Experiment	30
4. Lasertransport	33
4.1. Anforderungen und Ziele des Lasertransportes	33
4.2. Simulationsergebnisse des Lasertransportes	36
4.3. Analyse der simulierten Lasertransportsysteme	42
5. Messungen der Laserstrahlparameter	47
5.1. Aufbau der Strahlparametermessung	47
5.2. Testmessungen mit einem Helium-Neon-Laser	52
5.3. Strahlparametermessungen am FLUTE-Oszillatorlaser	56
5.4. Analyse der Strahlparametermessungen	61
6. Zusammenfassung und Ausblick	65
Literatur	67
A. Anhang	71
A.1. Ergebnisse der Lasertransportsimulationen	71
A.2. Bestimmung der Divergenz θ aus den Ergebnissen der Strahlparameter- messungen	76

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Definition des mitbewegten Koordinatensystems	4
2.2.	Hohlleiter mit Irisblenden	5
2.3.	Off-crest Beschleunigung	6
2.4.	Longitudinale Fokussierung	9
2.5.	Spektrum der Synchrotronstrahlung	11
2.6.	Propagation eines Gaußstrahls	13
2.7.	Beugungseffekte an Gaußstrahlen	15
2.8.	Nichtlineare Prozesse zweiter Ordnung	16
2.9.	Einfluss eines Abbildungssystems auf die Spotqualität	17
2.10.	Abbildung mit zwei dünnen Linsen	18
3.1.	Überblick über den FLUTE Komplex	22
3.2.	Überblick über die Komponenten des Beschleunigers	23
3.3.	Simulation der transversalen Paketgröße	24
3.4.	Longitudinaler Phasenraum bei FLUTE	25
3.5.	Prozesse zur Erzeugung von THz Strahlung	26
3.6.	Schema des Lasersystems bei FLUTE	28
3.7.	Strahlengang in der THG-Einheit	29
3.8.	Prinzipzeichnung des SRR-Experiments	31
4.1.	Ausgabe der Raytracing-Simulation	34
4.2.	Transportstrecke von Laserlabor zu Photokathode	38
4.3.	Vergleich des Transport verschiedener Wellenlängen	39
4.4.	Spezialoptik für das SRR-Experiment	41
4.5.	Profiländerung am Fokuspunkt der SRR-Optik	44
4.6.	Verlauf des Strahldurchmessers beim Transport	45
5.1.	Funktionsweise der Knife-Edge-Messung	48
5.2.	Test mit einfachem Messaufbau	49
5.3.	Messaufbau zur Messung der Laserstrahlparameter	50
5.4.	Ansprechverhalten der Photodiode	51
5.5.	Messergebnisse mit erstem Messaufbau am Testlaser	53
5.6.	Messergebnisse mit zweitem Messaufbau am Testlaser	54
5.7.	Auswirkungen von longitudinaler Mode und Schwebung	55
5.8.	Messergebnisse für den Seed Laser	58
5.9.	Laserspot des Seed Lasers	59
5.10.	Strahlqualitätsmessung am Seed Laser	60
5.11.	θ -Histogramm aus Monte-Carlo Rechnung	63

A.1. Spotgröße von 2 mm	71
A.2. Spotgröße von 5,3 mm	72
A.3. Spotgröße für SRR-Experiment	72
A.4. Aperturänderung 1 bei SRR	73
A.5. Aperturänderung 2 bei SRR	73
A.6. Veränderung der Spotgröße durch Positionierungsfehler 1	74
A.7. Veränderung der Spotgröße durch Positionierungsfehler 2	74
A.8. Veränderung der Spotgröße durch Positionierungsfehler 3	75
A.9. Divergenz des HeNe Laserstrahls durch d_0 -Messung, horizontal	76
A.10. Divergenz des HeNe Laserstrahls mit M^2 -Messung, horizontal	77
A.11. Divergenz des HeNe Laserstrahls durch d_0 -Messung, vertikal	77
A.12. Divergenz des Seed Laserstrahls durch d_0 -Messung, horizontal	78
A.13. Divergenz des Seed Laserstrahls mit M^2 -Messung, horizontal	78

Tabellenverzeichnis

3.1.	Beschleunigerparameter von FLUTE	27
3.2.	Laserparameter an FLUTE	29
4.1.	Laserparameter für Simulationen	35
4.2.	Laserspotgrößen auf der Photokathode	36
4.3.	Einstellungen für verschiedene Laserspotgrößen	40
4.4.	Position und Fokallängen der Transportlinsen	42
4.5.	Abweichung der Spotgröße	43
5.1.	Ergebnisse der Messungen am Testlaser	56
5.2.	Ergebnisse der Messungen am Seed Laser	61

1. Einleitung

Bewegen sich geladene Teilchen durch ein magnetisches Feld, werden diese senkrecht zur Bewegungsrichtung beschleunigt, bzw. abgelenkt. Gleichzeitig emittieren diese Teilchen elektromagnetische Strahlung. Am General Electric Synchrotron konnte diese Strahlung durch die Ablenkung von relativistischen Elektronen in Dipolmagneten erstmals 1946 beobachtet werden [1]. Die über diesen Prozess erzeugte Strahlung wird seither Synchrotronstrahlung genannt. Diese Strahlung ist durch ihr breites Spektrum, vom Röntgenbereich bis zum fernen Infrarot, vielseitig einsetzbar. In Speicherringen, wie z. B. ANKA am Karlsruher Institut für Technologie (KIT), wird über mehrere Stunden Elektronen gespeichert und Synchrotronstrahlung erzeugt, mit der in unterschiedlichen Gebieten geforscht wird. Der THz-Bereich, von etwa 100 GHz bis 100 THz, eignet sich für viele Forschungsgebiete und ist seit einigen Jahren von zunehmenden Interesse. Die THz-Strahlung wird z. B. bei medizinischen Anwendungen [2] und in der Materialforschung [3] verwendet. Es ist auch möglich ohne einen Beschleuniger THz-Strahlung zu erzeugen, z. B. über optische Rektifikation eines Laserstrahls in einem nichtlinearen Medium [4]. Die Erzeugung in einem Beschleuniger bietet gegenüber diesen Prozessen jedoch ein breiteres Spektrum und eine flexible Einstellung über die Beschleunigerparameter. Dies gilt insbesondere für Elektronen wegen deren kleiner Masse m , da die Intensität der Strahlung proportional zu $1/m^4$ ansteigt. Durch die Beschleunigung mit einem wechselnden elektrischen Feld werden die Teilchen nicht einzeln, sondern in Paketen beschleunigt. Wenn die Länge eines Teilchenpakets kürzer ist als die der emittierten Strahlung, wird diese kohärent abgestrahlt. In diesem Fall können sehr hohe Intensitäten erreicht werden, da diese quadratisch, statt linear, mit der Elektronenzahl in einem Paket ansteigt [5].

Am Karlsruher Institut für Technologie wird derzeit das Ferninfrarot Linac- und Testexperiment (FLUTE) aufgebaut [6]. Dies ist ein Linearbeschleuniger, der für die Produktion von ultra-kurzen Elektronenpaketen ausgelegt ist. Hierbei wird ein magnetisches System verwendet, das die Länge der Elektronenpakete nach der Beschleunigung verkürzt, ein sogenannter Bunchkompressor. Als Testexperiment ausgelegt, soll z. B. die Erzeugung von kohärenter Strahlung über verschiedene Prozesse untersucht werden. Dabei ist FLUTE modular konzipiert, um verschiedene Diagnoseelemente einbauen und testen zu können. So wird zum Start von FLUTE das sogenannte Split Ring Resonator (SRR)-Experiment eingebaut, mit dem die longitudinale Größe ultra-kurzer Elektronenpakete bestimmt werden soll [7].

Die Elektronenpakete werden an FLUTE über einen Photoinjektor erzeugt. Dieser verwendet einen UV-Laserpuls, um aus einer Photokathode Elektronen über den photoelektrischen Effekt auszulösen. Über die Einstellung der Intensität und Größe des Laserspots werden verschiedene Paketparameter möglich. So ist die Ladung eines Pakets zwischen 1 pC und 3 nC einstellbar. Da der Laserstrahl in etwa 30 Meter Entfernung erzeugt wird, muss dieser zur Kathode transportiert werden. Dazu ist eine Optik notwendig die den Durchmes-

ser des Laserspots auf die Kathode reproduzierbar und mit guter Qualität abbildet, da diese einen entscheidenden Einfluss auf die Qualität der Elektronenpakete hat. Im Vergleich zu den Laserspotgrößen der normalen Betriebsmodi, wird für das SRR-Experiment eine 400-mal kleinere Spotgröße benötigt. Dies stellt eine besondere Herausforderung an die Transportoptik dar.

Für die Optimierung des Lasertransports sind die Parameter des Laserstrahls entscheidend. So dass eine Charakterisierung des Laserstrahls benötigt wurde. Dazu wurde eine Messung nach der Knife-Edge-Methode aufgebaut und am FLUTE Lasersystem getestet.

Im folgenden Kapitel 2 werden die der Arbeit zugrundeliegenden physikalischen Prinzipien erläutert. Hierbei werden die Grundlagen der Beschleunigerphysik und der Laseroptik getrennt dargestellt. Ein Überblick über FLUTE wird in Kapitel 3 gegeben, wobei die für die Arbeit entscheidenden Komponenten näher beschrieben werden. In Kapitel 4 werden die Simulation des Transportsystems für den Photoinjektorlaser und die Optimierung für verschiedene Betriebsmodi an FLUTE dargestellt. Dafür wurden Simulationen mit dem Raytracing-Programm OpTaliX [8] durchgeführt. Die besonderen Bedingungen des SRR-Experiments wurde ebenfalls mit in die Simulation der Transportoptik aufgenommen. In Kapitel 5 wird der Aufbau und Test einer Messung der Laserstrahlparameter beschrieben. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf Erweiterungsmöglichkeiten und weitere Schritte gegeben.

2. Beschleunigerphysik und Laseroptik

In diesem einführenden Kapitel werden die Prinzipien der Beschleunigerphysik vorgestellt. Diese werden insbesondere für die Beschleunigung mittels eines Linearbeschleunigers betrachtet. Nach der Vorstellung von verschiedenen Bauteilen eines Beschleunigers und deren Funktion anhand des für diese Arbeit relevanten Beschleunigers FLUTE, wird die Emission von Synchrotronstrahlung durch geladene Teilchen eingeführt. Im zweiten Teil dieses Kapitels werden die Charakteristiken von Laserstrahlen und deren Erzeugung vorgestellt. Außerdem wird das Prinzip der Ausbreitung von Licht durch ein optisches System beschrieben.

2.1. Die Beschleunigung von geladenen Teilchen

Für einen Teilchenbeschleuniger gibt es verschiedene Bauformen. Dazu zählen unter anderem Linear- und Kreisbeschleuniger. In einem Linearbeschleuniger passieren die Teilchen nach der Erzeugung den Beschleuniger nur ein einziges Mal. Bei einem Kreisbeschleuniger hingegen werden die Teilchen auf einer geschlossenen Bahn gehalten, so dass die Elemente des Beschleunigers mehrfach Einfluss auf die Teilchen nehmen können. Ein Kreisbeschleuniger kann neben der Beschleunigung auch zum Speichern der Teilchen genutzt werden. Ein bekannter Speicherring ist z. B. der LHC am CERN bei dem hochenergetische Teilchen zur Kollision gebracht werden. Speicherringe können auch als Strahlungsquelle (Unterabschnitt 2.1.5) genutzt werden, wie z. B. ANKA am Karlsruher Institut für Technologie (KIT). Um ein Teilchen zu beschleunigen, muss seine kinetische Energie erhöht werden. Dafür gibt es verschiedene Mechanismen, wobei elektromagnetische Felder bei geladenen Teilchen sehr gut geeignet sind. Im Folgenden wird die Beschleunigung mittels Hochfrequenz (HF) Hohlraumresonatoren (Engl. "RF cavities") vorgestellt. Bei dieser Art der Beschleunigung sind zusätzliche Systeme notwendig, um den resultierenden Teilchenstrahl zu lenken und zu fokussieren.

2.1.1. Interaktion mit der Lorentzkraft

Der Einfluss von elektromagnetischen Feldern auf ein geladenes Teilchen, wie z. B. Elektronen, wird durch die Lorentzkraft beschrieben. Die Richtung der Kraft ist dabei von der Richtung des elektrischen Feldes \vec{E} , des magnetischen Feldes \vec{B} und der Bewegungsrichtung des Teilchens mit der Geschwindigkeit \vec{v} abhängig:

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.1)$$

Für ein Elektron ist die Ladung q die Elementarladung e . Durch das Kreuzprodukt $\vec{v} \times \vec{B}$ steht die aus dem Magnetfeld resultierende Kraft senkrecht auf der Bewegungsrichtung

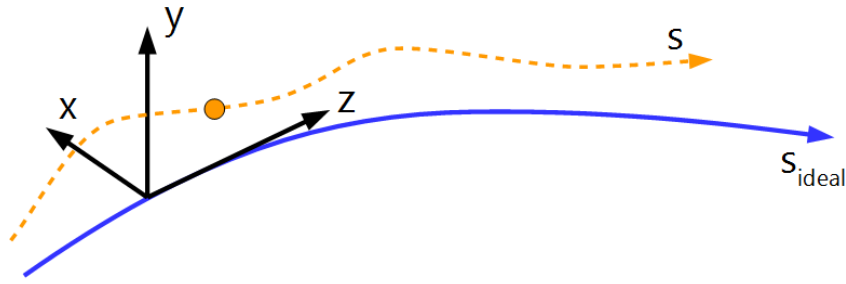


Abbildung 2.1.: Definition des mitbewegten Koordinatensystems, nach [10]: Die Position eines Teilchens (orange) wird in Referenz zur idealen Bahn s_{ideal} angegeben. Dabei bewegt sich das Koordinatensystem entlang dieser Bahn, so dass z immer in Bewegungsrichtung des idealen Teilchens zeigt.

und wirkt dementsprechend ablenkend. Die optimale Beschleunigung durch das elektrische Feld wird erreicht, wenn $\vec{v} \parallel \vec{E}$. Zur Ablenkung kann ebenfalls das elektrische Feld genutzt werden. Im Vergleich zur Ablenkung durch ein Magnetfeld wird jedoch ein deutlich stärkeres elektrisches Feld benötigt. Es gilt $E = vB$, wobei die Geschwindigkeit der Teilchen $v \approx c$ der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Um die Ablenkungsstärke eines Magnetfeld mit $B = 1 \text{ T}$ zu erreichen, wäre ein elektrisches Feld von $E \approx 300 \text{ MV/m}$ nötig [9].

Um den Weg eines Teilchens durch den Beschleuniger zu beschreiben wird ein mitbewegtes Koordinatensystem verwendet. In diesem System bleibt die Bedeutung der Achsen auch bei einer Kreisbahn der Teilchen gleich. In der x - und y -Ebene wird der horizontale, bzw. vertikale Abstand zur Referenzbahn s_{ideal} eines Teilchens angegeben. Die z -Achse zeigt in Bewegungsrichtung und gibt die longitudinale Position des Teilchens an. In Abbildung 2.1 ist dieser Zusammenhang dargestellt.

Durch die Möglichkeit den Weg eines Teilchens zu beschreiben, kann der Energiegewinn durch die beschleunigenden Strecken in einem Beschleuniger bestimmt werden. Dafür wird das Integral über die Lorentzkraft entlang des Weges des Teilchens betrachtet:

$$\Delta E_{kin} = \int \vec{F}_L d\vec{s} = q \int \vec{E} d\vec{s} + q \int (\vec{v} \times \vec{B}) \vec{v} dt . \quad (2.2)$$

Da im letzten Term des Integrals $(\vec{v} \times \vec{B})$ senkrecht auf \vec{v} steht, verschwindet das Skalarprodukt $(\vec{v} \times \vec{B}) \vec{v} = 0$. Dies bedeutet, dass die Beschleunigung von geladenen Teilchen nur durch das elektrische Feld ermöglicht wird.

2.1.2. Teilchenbeschleunigung in RF cavities

Wie zuvor beschrieben, wirkt ein elektrisches Feld in Bewegungsrichtung beschleunigend. Dies kann mit einem statischen Feld zwischen zwei Platten oder einem Wechselfeld in einer RF cavity erreicht werden. Der Vorteil von RF cavities liegt, neben der möglichen stärkeren Beschleunigung, in der Phasen Anpassung zwischen Wechselfeld und Teilchen. Diese kann zur Stabilisierung des Teilchenpakets genutzt werden. Auf einer leitenden metallischen Oberfläche stehen elektrische Felder senkrecht. Diese Randbedingung wird in einer RF

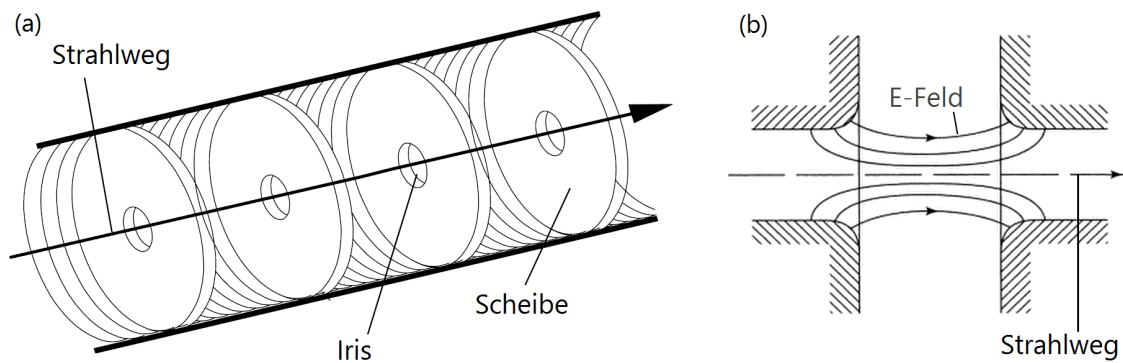


Abbildung 2.2.: Hohlleiter mit Irisblenden und Randfeld einer Cavity [10, 11]: In (a) ist die Struktur eines Hohlleiters mit Irisblenden dargestellt. Durch den Abstand zwischen den Scheiben wird die Phasengeschwindigkeit auf die Geschwindigkeit des Teilchenpakets angepasst. Das elektrische Feld am Rand einer cavity ist in (b) dargestellt. In der Mitte ist das elektrische Feld longitudinal zum Strahlweg ausgerichtet. Am Rand sind transversale Komponenten, zum bzw. weg vom Strahlweg zeigend, vorhanden. Diese wirken transversal fokussierend, bzw. defokussierend.

cavity verwendet, um eine elektromagnetische Welle mit longitudinalem elektrischen Feld E_z zu erzeugen. Die Schwingungen (Moden), die sich in einer RF cavity ausbilden, werden in transversal elektrische (TE) und transversal magnetische (TM) Moden unterteilt. In zylindrischen RF cavities ist TM_{010} die Grundmode für die Beschleunigung, da bei dieser $E_z \neq 0$ ist [9].

Ein wichtiger Aspekt bei der Verwendung von Wechselfeldern ist die Synchronisation zwischen dem Teilchenpaket und der Phase ϕ des Wechselfeldes. Eine Erhöhung der Energie wird nur dann erreicht, wenn sich die Teilchen zum Zeitpunkt einer positiven Spannung in der RF cavity aufhalten. Das Integral in Gleichung 2.3 ergibt den phasenabhängigen Energiegewinn

$$\Delta E_{kin}(\phi) = q \int_0^L E(\phi) ds = eV_0 \cos(\phi). \quad (2.3)$$

Mit V_0 wird die Maximalspannung des elektrischen Feldes beschrieben [10]. Im Gegensatz zum Kreisbeschleuniger, bei dem in jeder Runde die Energie erhöht wird, ist bei Linearbeschleunigern eine längere Beschleunigungsstrecke mit mehreren Zellen nötig. Dabei muss die Phasengeschwindigkeit der Wanderwellen in der RF cavity an die Teilchengeschwindigkeit angepasst werden. In einem Hohlleiter ist die Phasengeschwindigkeit v_{ph} höher als die Lichtgeschwindigkeit. Durch Einsetzen von metallischen Irisblenden kann diese auf die Geschwindigkeit der zu beschleunigenden Teilchen verringert werden [9]. In Abbildung 2.2 ist ein Schema eines solchen Aufbaus dargestellt.

Da die Pakete schon bei der Erzeugung eine Ausdehnung in x-,y- und z-Richtung besitzen, ist für die Stabilität des Pakets eine Fokussierung in allen Raumrichtungen nötig. Über die Einstellung der RF-Phase kann eine Energie-, bzw. Impulsabweichung gegenüber einem Referenzteilchen geschaffen und mit Hilfe von Magneten die Ausdehnung in z-Richtung beeinflusst werden. Für die transversale Fokussierung werden Magnete verwendet, da diese

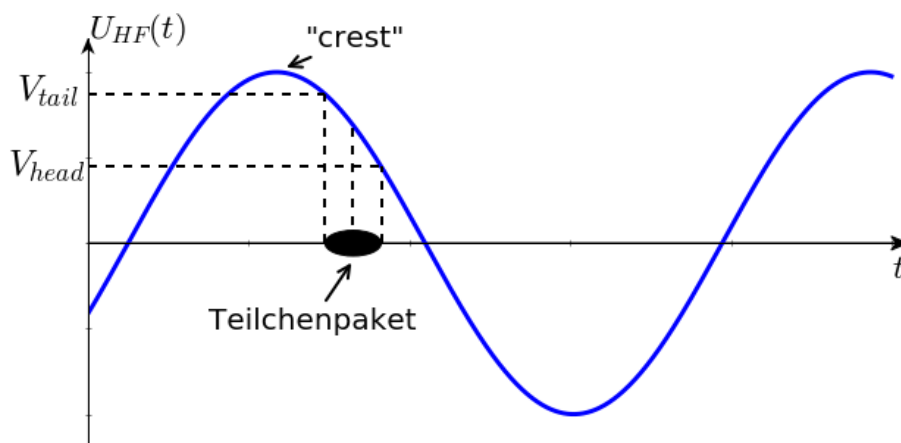


Abbildung 2.3.: Off-crest Beschleunigung: Das Teilchenpaket wird bei der off-crest Beschleunigung an einer Flanke der HF Spannung beschleunigt. Dazu wird das Teilchenpaket mit der Phase der Spannung synchronisiert. Bei der dargestellten Einstellung wird der Anfang des Pakets („head“) mit einer geringeren Spannung beschleunigt, als das Ende („tail“). Als Referenz wird ein Teilchen in der Mitte des Pakets verwendet, so dass der Impulsunterschied für den Anfang des Pakets $\Delta p/p < 0$ und für das Ende des Pakets $\Delta p/p > 0$ ist.

über die Lorentzkraft ablenkend wirken. An RF cavities ist für Elektronenpakete ebenfalls eine Fokussierung in transversaler Richtung möglich. Da die elektrischen Felder immer senkrecht auf einer metallischen Oberfläche stehen, haben die Felder am Eingang fokussierende und am Ausgang der RF cavity defokussierende Anteile (siehe Abbildung 2.2). Durch die anfängliche Fokussierung und die Beschleunigung innerhalb der RF cavity, wirkt die Defokussierung am Ausgang weniger stark. Dies gilt bei allen metallischen Verengungen mit anliegendem elektrischen Feld.

In Abbildung 2.3 ist das Beschleunigungsprinzip durch ein Wechselfeld dargestellt. Die Phase ist hierbei so eingestellt, dass das Teilchenpaket beim Anstieg der Spannung in der RF cavity eintrifft. Dabei handelt es sich um die sogenannte „off crest“ Beschleunigung. Die vorderen Teilchen werden durch eine geringere Spannung beschleunigt als die hinteren Teilchen des Pakets. So sind die hinteren Teilchen mit einem höheren Impuls minimal schneller, als die vorderen Teilchen des Pakets. Diese Verteilung wird „negativer Chirp“ genannt und kann mit einem speziellen magnetischen System zur longitudinalen Fokussierung des Pakets genutzt werden.

2.1.3. Geladene Teilchen aus einer Photokathode

Bevor ein Teilchenpaket beschleunigt und gelenkt werden kann, muss es erzeugt werden. Eine Möglichkeit ist beispielsweise die Elektronen durch einen Laserstrahl aus dem Material einer Photokathode auszulösen. Dies bietet die Möglichkeit die Form und Ladung des Elektronenpakets durch Anpassen des Laserstrahls zu variieren. Ebenfalls kann durch die Verwendung von gepulsten Lasern die Erzeugung und die darauffolgende HF Beschleunigung synchronisiert werden. Um ein Elektron durch den Photoeffekt aus einem Material

zu lösen, wird eine Energie benötigt, die größer als die Austrittsarbeit E_W ist. Da bei einer Photokathode ein Laserstrahl für diesen Zweck genutzt wird, muss die Photonenenergie $\hbar\omega$ die Austrittsarbeit überschreiten. Durch ein äußeres Potential kann die benötigte Energie um $E_{Schottky}$ verringert werden. Die Erzeugung eines freien Elektrons wird somit möglich, wenn die Energie $E_{excess} \geq 0$ ist [12]:

$$E_{excess} = \hbar\omega - E_W + E_{Schottky} . \quad (2.4)$$

Die Austrittsarbeit E_W ist materialabhängig und liegt für Kupfer im Bereich zwischen 4,5 und 4,9 eV [13]. Um Elektronen aus Kupfer auszulösen ist Licht mit der Wellenlänge 266 nm geeignet, da die Photonen eine Energie von 4,66 eV besitzen. Ein solcher ultravioletter Laserstrahl kann über nichtlineare Prozesse (siehe Unterabschnitt 2.2.2) durch einen Ti:Sa Laser erzeugt werden.

Die Anzahl der durch einen Laserpuls erzeugten Elektronen kann über die Quanteneffizienz bestimmt werden. Diese gibt an, wie viele der Photonen mit ausreichend Energie Elektronen aus der Photokathode auslösen. Für Kupfer liegt die Quanteneffizienz im Bereich von 10^{-5} . Eine deutlich bessere Quanteneffizienz von z. B. 10^{-3} ist mit einer Photokathode aus dem Halbleitermaterial Caesium Tellur (Cs_2Te) erreichbar [14]. Dadurch könnte mit der gleichen Intensität des Laserstrahls eine höhere Ladung des Teilchenpakets erreicht werden. Im Vergleich ist Kupfer jedoch deutlich robuster, was eine leichte Handhabung ermöglicht.

Nach dem Auslösen haben die Elektronen unterschiedliche Energien und das Paket ist durch die gegenseitige Wechselwirkung der Elektronen stark divergent. Deshalb ist nach der ersten Beschleunigung, weg von der Kathode, eine Fokussierung nötig.

2.1.4. Strahlmanipulation im magnetischen Feld

In einem Magnetfeld werden Teilchen, wie bereits erwähnt, senkrecht zur Bewegungsrichtung abgelenkt. Um eine horizontale Kreisbahn zu bekommen werden Dipolmagnete verwendet, deren homogenes Magnetfeld B_\perp in vertikaler Richtung aufgespannt ist. Der Radius der Kreisbahn ρ ergibt sich durch das Gleichsetzen von Zentripetalkraft und dem Magnetfeldanteil der Lorentzkraft [9]:

$$\frac{\gamma m v^2}{\rho} = q v B_\perp . \quad (2.5)$$

Hier wurde die Masse m und Ladung q der Teilchen verwendet. Außerdem der relativistische Faktor $\gamma = E/E_0$, der durch die Energie E und Ruheenergie E_0 eines Teilchens gegeben ist. Für die Geschwindigkeit von relativistischen Elektronen gilt, $v \approx c$. Über $cp \approx E$ wird ersichtlich, dass Impuls und Energie in diesem Fall gleich behandelt werden können. Mit diesen Annahmen lässt sich der Krümmungsradius für Elektronen zu

$$\frac{1}{\rho} = \frac{e B_\perp}{p} \quad (2.6)$$

bestimmen. In einem Solenoiden, also einer Zylinderspule, ist das Magnetfeld parallel zur Bewegungsrichtung ausgerichtet. Trotzdem wirkt auf die geladenen Teilchen außerhalb

von der zentralen Achse des Solenoiden eine schwache Fokussierung in radialer Richtung [15]. Eine starke Fokussierung wird durch Magnetfeldgradienten erreicht, z. B. magnetischen Quadrupolen. Die vier Pole des Magneten sind symmetrisch aufgebaut, so dass sich die gleichen Pole gegenüberliegen. Als Resultat verschwindet das Magnetfeld auf der Achse im Zentrum des Magneten und steigt mit zunehmenden Abstand von der Achse an. Die Ablenkung wirkt in horizontaler und vertikaler Ebene unterschiedlich, in einer Ebene fokussierend und senkrecht dazu defokussierend. Für eine Fokussierung in beiden Ebenen werden deshalb mindestens zwei Quadrupole benötigt, die zueinander gedreht aufgebaut sind.

Die Ablenkung und somit die Fokussierungsstärke von Magneten ist vom Impuls der Teilchen abhängig. Da in einem Teilchenpaket neben transversalen Abweichungen zur idealen Bahn auch Impulsabweichungen vorhanden sind, müssen Korrektormagneten für ein stabiles Paket genutzt werden. Dafür werden höhere Ordnungen der Magnetmultipole verwendet, wie z.B. Sextupole. Dies ist vor allem in Kreisbeschleunigern wichtig, da sich durch die häufigen Umläufe, anfänglich kleine Abweichungen vergrößern und zu einem Strahlverlust führen können.

Um den Weg aller Teilchen eines Strahls zu beschreiben, wird die Einhüllende des Strahls definiert, die die maximale Größe des Strahls im Beschleuniger angibt [10]:

$$u(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)}\cos(\Phi(s) + \Phi_0) . \quad (2.7)$$

Hier werden die Betafunktion $\beta(s)$ und die Phase Φ_0 , bzw. die Änderung der Phase $\Phi(s)$ verwendet. Die Emittanz ϵ gibt die Fläche der Phasenraumellipse $a = \pi\epsilon$ an. Diese Ellipse wird durch die Parameter $u(s)$ und $u'(s)$ aufgespannt. Aus der Kombination von je zwei Parametern sind mehrere zweidimensionale Phasenräume möglich. In Abbildung 2.4b ist z. B. ein Phasenraum dargestellt. Dabei ist die Energieabweichung gegenüber der longitudinalen Position im Teilchenpaket dargestellt.

Teilchen mit unterschiedlichem Impuls, bzw. Energie, werden durch einen Dipolmagneten auf verschiedene Bahnen gelenkt. Dies wird als Dispersion bezeichnet. Werden diese Bahnen durch weitere Magnete wieder zusammengeführt, unterscheidet sich die Streckenlänge, die von den verschiedenen Teilchen zurückgelegt wurde. Dies wird für eine longitudinale Fokussierung, also eine Verkürzung des Teilchenpakets verwendet. In einer D-förmigen Schikane mit vier Dipolmagneten, wie in Abbildung 2.4a dargestellt, legen die Teilchen mit geringerem Impuls einen längeren Weg bis zum Endpunkt zurück. Eine Verringerung der Paketlänge kann nur erreicht werden, wenn das Teilchenpaket mit einem negativen chirp erzeugt wird. Dadurch hat der vordere Teil des Pakets einen geringeren Impuls als der hintere Teil und legt in der Schikane einen längeren Weg zurück. Diese Art der Kompression ist für relativistische Teilchen notwendig, da die Teilchen trotz unterschiedlichem Impuls eine Geschwindigkeit von $v \approx c$ haben. Im nicht relativistischen Fall würde der Impulsunterschied bei einem negativen chirp dazu führen, dass die hinteren Teilchen die vorderen überholen. Der Phasenraum in Abbildung 2.4b stellt die Verkürzung des Teilchenpakets beim Durchgang durch die Schikane dar. Der negative chirp ist im ersten Phasenraum am Anfang der Schikane klar zu erkennen.

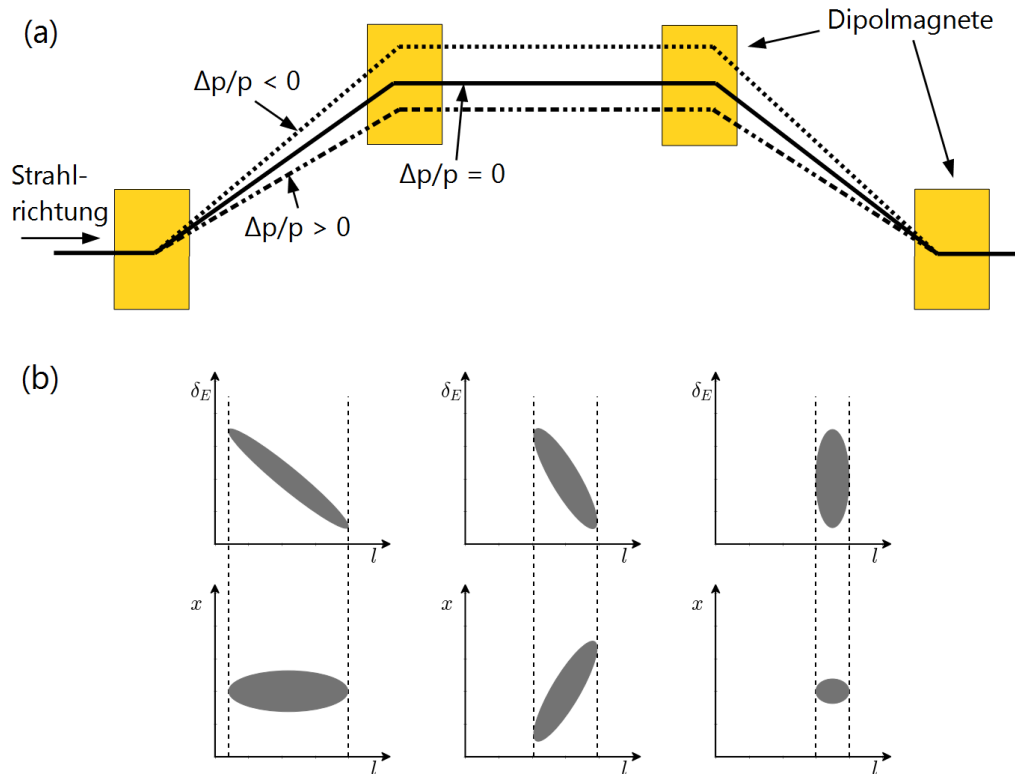


Abbildung 2.4.: Longitudinale Fokussierung, nach [16]: Das Schema in (a) zeigt den Aufbau eines magnetischen „bunch compressor“. Ein Teilchenpaket mit negativem chirp wird durch die Dispersion in Dipolmagneten auf unterschiedliche Bahnen abgelenkt. Dabei werden Teilchen mit niedrigerem Impuls $\Delta p/p < 0$ als das Referenzteilchen durch den ersten Magnet stärker abgelenkt. Die Teilchen mit höherem Impuls $\Delta p/p > 0$ sind beim ersten Magnet am Ende des Pakets und werden auf eine kurze Bahn durch die Schikane gelenkt. Beim letzten Magnet der Schikane laufen die Teilchen auf den unterschiedlichen Bahnen zur gleichen Zeit zusammen. In (b) ist die Verkürzung des Teilchenpakets durch die Änderung im Phasenraum dargestellt. Der Phasenraum zeigt die Energieabweichung δ_E über der longitudinalen Position l im Paket. Für relativistische Teilchen entspricht die Energieabweichung der Impulsabweichung. Die Bilder in der unteren Reihe zeigen die horizontale Größe über l und stellen eine Draufsicht auf das Paket beim Durchgang durch die Schikane dar. Während die Energieabweichung konstant bleibt, verändert sich die horizontale Größe entsprechend der Aufspaltung in die verschiedenen Bahnen. Die hinteren Teilchen können durch den kürzeren Weg durch die Schikane zu den vorderen aufschließen, wie durch die Verkürzung der Paketlänge zu erkennen ist.

2.1.5. Synchrotronstrahlung von geladenen Teilchen

Bei der Beschleunigung von geladenen Teilchen emittieren diese die sogenannte Synchrotronstrahlung. In einem Beschleuniger entsteht diese Strahlung z. B. bei der Ablenkung in Dipolmagneten, da die Teilchen für die Richtungsänderung beschleunigt werden. Im mitbewegten Koordinatensystem wird die Synchrotronstrahlung radial zur Beschleunigungsrichtung abgestrahlt. Dies kann mit der Strahlung einer Dipolantenne verglichen werden. Um die Abstrahlung von relativistischen Teilchen zu bestimmen, wird eine Lorentz-Transformation ins Laborsystem durchgeführt. Daraus ergibt sich, dass die Synchrotronstrahlung in Vorwärtsrichtung der Teilchen emittiert wird. Die stark kollimierte Strahlung hat einen typischen Öffnungswinkel von $\theta = \pm 1/\gamma$, wobei der Lorentzfaktor $\gamma = E/E_0$ von der Energie des Teilchens abhängt [10].

Die gesamte Leistung, die von einem Teilchen durch die Ablenkung mit dem Krümmungsradius R emittiert wird, ist von der Ladung q , der Masse m_0 und der Energie E des Teilchens abhängig. Über

$$P_\gamma = \frac{q^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{E^4}{R^2 (m_0 c^2)^4} \quad (2.8)$$

kann diese mit der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 berechnet werden [9]. Die Gleichung zeigt, dass die Strahlungsleistung für leichte Teilchen ($\sim 1/m_0^4$) und höhere Energien ($\sim E^4$) ansteigt. Für die Erzeugung von Synchrotronstrahlung eignen sich Elektronen deshalb besonders gut.

Das Spektrum der emittierten Synchrotronstrahlung reicht dabei, abhängig von der Energie, vom Fern-infraroten bis zu harten Röntgenstrahlen. Dadurch wird diese Strahlung für viele verschiedene Anwendungszwecke genutzt, wie z. B. bei der Materialforschung [3]. Ein charakteristischer Wert des Spektrums ist die kritische Frequenz ω_c , die die Fläche des Spektrums in zwei gleichgroße Teile teilt:

$$\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2R} . \quad (2.9)$$

Für ein Teilchenpaket mit N_e Teilchen summiert sich die Leistung für die inkohärente Abstrahlung über die einzelnen Teilchen auf. Die Gesamtleistung ergibt sich zu $P_0 = N_e P_\gamma$. Für kohärente Abstrahlung steigt die Leistung an. Dies wird erreicht, wenn die Teilchenpaketlänge kürzer ist, als die Wellenlänge der emittierten Strahlung. Diese Strahlung wird „coherent synchrotron radiation“ (CSR) genannt. Die abgestrahlte Leistung ist in diesem Fall proportional zum Quadrat der Teilchenzahl N_e und wird in Abhängigkeit von der Frequenz der Strahlung angegeben [10]:

$$P(\omega) = p(\omega) N_e [1 + (N_e - 1) f(\sigma_z, \lambda)] . \quad (2.10)$$

Hier ist $p(\omega)$ die abgestrahlte Leistung eines Teilchens pro Frequenzintervall und $f(\sigma_z, \lambda)$ der Formfaktor, der die Verteilung des Teilchen berücksichtigt. In Abbildung 2.5 ist das Spektrum der Synchrotronstrahlung dargestellt.

Für die Erzeugung von kohärenter Strahlung können auch andere Prozesse, als die CSR verwendet werden. Die „coherent edge radiation“ (CER) wird im Randfeld eines Magneten erzeugt. Der Prozess gleicht dabei der Erzeugung von CSR. Im Vergleich dazu besitzt

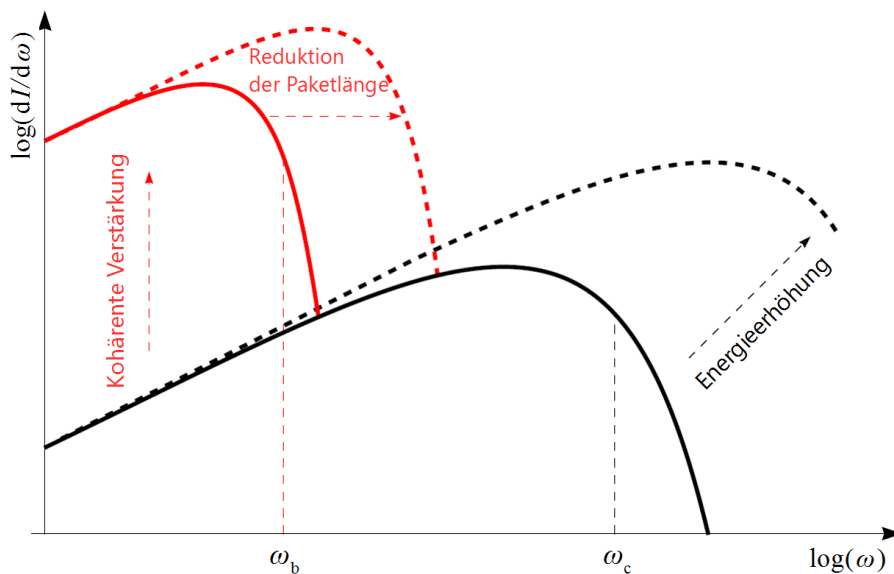


Abbildung 2.5.: Spektrum der Synchrotronstrahlung [6]: Das Spektrum für inkohärente (schwarz) und kohärente (rot) Synchrotronstrahlung ist hier dargestellt. Die resultierende Verschiebung durch Erhöhen der Paketenergie oder Reduzieren der Paketlänge ist eingezeichnet. Die höhere kohärente Strahlungsstärke resultiert aus der quadratischen Abhängigkeit von der Teilchenzahl für diesen Fall. Die Halbierung der Fläche durch ω_c ist durch die logarithmische Darstellung nicht ersichtlicher. Die Größe ω_b gibt die Grenze an, bei der die Wellenlänge der Strahlung mit der Länge des Teilchenpakets übereinstimmt.

CER aber einen schmalen Öffnungswinkel [17]. Eine weitere Möglichkeit ist durch die Verwendung einer dünnen Folie gegeben. Die „coherent transition radiation“ (CTR) wird beim Übergang zwischen Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex n erzeugt. Dies kann über den Dipol eines Elektrons und dessen Spiegelladung im Material erklärt werden. Die CTR entsteht beim Übergang des Elektrons ins Material durch die Vernichtung des Dipols.

2.2. Laseroptik und Abbildungssysteme

Wie in Unterabschnitt 2.1.3 beschrieben, kann zur Erzeugung eines Teilchenstrahls aus einer Photokathode ein Laserstrahl verwendet werden. Die Eigenschaften von Laserstrahlen, sowie der Transport von Licht durch abbildende Linsensysteme, werden nachfolgend beschrieben.

2.2.1. Eigenschaften von gauß'schen Laserstrahlen

Laserlicht wird z. B. durch die Verstärkung in Resonatoren erzeugt. Dabei bilden sich verschiedene Moden aus, die dann das transversale Intensitätsprofil des emittierten Laserstrahls bestimmen. Bei einem idealen Laser wird nur die fundamentale Mode angeregt, die transversalelektromagnetische TEM_{00} -Mode. Für diese Mode entspricht das Intensitäts-

profil in sehr guter Näherung einem gauß'schen Profil. Die Verteilung des elektrischen Feldes und der Intensität kann in zweidimensionaler Form über

$$\begin{aligned} E(x, y) &= E_{max} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega(z)^2}\right), \\ I(x, y) &= I_{max} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{\omega(z)^2}\right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

beschrieben werden [18]. Die übliche Konvention ist dabei, die Strahlpropagation in z-Richtung zu legen, so dass sich das transversale Profil in x und y aufspannt. Über E_{max} und I_{max} sind die Amplituden der Verteilungen gegeben. Über die x- und y-Koordinate kann der Radius zu $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ bestimmt werden. Die Breite der Gaußverteilung $\omega(z)$ ist so definiert, dass für $r = \omega(z)$ die Intensität auf

$$I(x, y) = I_{max} \exp\left(-2\frac{\omega(z)^2}{\omega(z)^2}\right) = \frac{I_{max}}{e^2} \quad (2.12)$$

abgefallen ist. An der Position z_0 ist der Radius $\omega(z_0) = \omega_0$ minimal, wobei die Änderung des Strahlradius über

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_r}\right)^2} \quad (2.13)$$

beschrieben wird. Für die weitere Beschreibung wurde $z_0 = 0$ angenommen. In Gleichung 2.13 wird die Rayleighlänge z_r verwendet. Diese ist ein Maß für die Fokussierung des Laserstrahls und ist als Strecke definiert, bei der der Strahldurchmesser von ω_0 auf $\sqrt{2}\omega_0$ angewachsen ist. In Abbildung 2.6 ist die Propagation eines Gaußstrahls dargestellt. Der Bereich von $2z_r$ um den minimalen Strahldurchmesser ω_0 wird als Strahltaile bezeichnet.

Für ideale gaußförmige Strahlen ist die Rayleighlänge über

$$z_r = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (2.14)$$

gegeben. Bei großen Abständen vom Fokus, also $z \gg z_r$, nähert sich der Strahlradius asymptotisch einem linearen Verlauf mit z an. Für diesen Bereich, dem Fernfeld, ist die Divergenz eines Laserstrahls definiert. Der Winkel, der sich zwischen den linearen Asymptoten aufspannt, wird als voller Divergenzwinkel θ bezeichnet. Dieser kann mit der Rayleighlänge z_r und dem minimalen Strahlradius ω_0 über

$$\theta = \frac{2\omega_0}{z_r} = \frac{2\lambda}{\pi\omega_0} \quad (2.15)$$

bestimmt werden. Dies kann zum sogenannten Strahl-Parameter-Produkt umgeformt werden:

$$\frac{\omega_0\theta}{2} = \frac{\lambda}{\pi}. \quad (2.16)$$

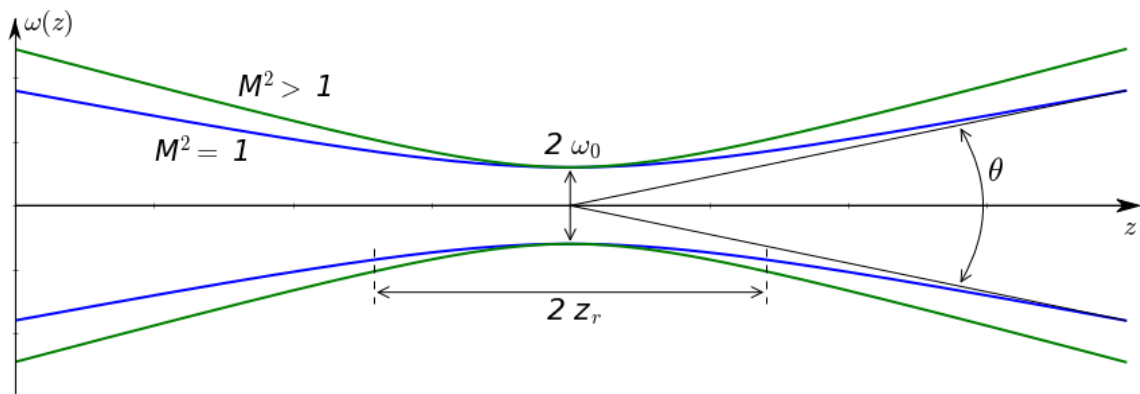


Abbildung 2.6.: Propagation eines Gaußstrahls: In blau ist ein idealer Laserstrahl beim Durchgang durch die Strahltaile dargestellt. Für diesen Strahl ist die Bedeutung der Strahlparameter eingezeichnet. Der minimale Strahlradius ω_0 liegt in der Mitte der Strahltaile $2z_r$. Die Vollwinkeldivergenz θ ist über die asymptotische Annäherung an den linearen Verlauf im Fernfeld definiert. In grün ist ein realer Laserstrahl mit dem gleichen Wert für ω_0 eingezeichnet. Durch $M^2 > 1$ besitzt dieser Strahl eine größere Divergenz und eine kleinere Strahltaile als der blaue Gaußstrahl.

Diese Gleichung für einen idealen gauß'schen Laserstrahl zeigt, dass das Produkt aus Divergenz und kleinstem Strahlradius stets einen konstanten Wert ergibt. So muss bei einer Reduzierung des Strahlradius die Divergenz im gleichen Maß ansteigen. Für reale Laserstrahlen erweitert sich das Strahl-Parameter-Produkt um den Faktor M^2 , auch Beugungsmaßzahl genannt. Dieser Faktor beschreibt die Abweichung eines realen Laserstrahls von einem idealen Gaußstrahl. Deshalb kann durch M^2 die Qualität des Laserstrahls beschrieben werden. Mögliche Gründe für die Abweichungen sind zum Beispiel Anteile höherer Moden oder auch Fehler bei den benutzten optischen Elementen. Um Gleichung 2.16 für reale Laserstrahlen anwenden zu können, muss auf der rechten Seite der Faktor M^2 ergänzt werden:

$$\frac{\omega_0 \theta}{2} = M^2 \frac{\lambda}{\pi} . \quad (2.17)$$

Der Effekt des M^2 -Faktors ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Die Darstellung der beiden Laserstrahlen zeigt, dass ein nicht idealer Laserstrahl, bei gleichem ω_0 , eine höhere Divergenz besitzt als ein idealer Laserstrahl. So kann M^2 über

$$M^2 = \frac{\theta_{real}}{\theta_{ideal}} \quad (2.18)$$

bestimmt werden. Gleichung 2.14 und 2.15 ändern sich dementsprechend für die Beschreibung eines realen Laserstrahls zu

$$\theta_{real} = \frac{2M^2 \lambda}{\pi \omega_0} \quad \text{bzw.} \quad z_{r,real} = \frac{\pi \omega_0^2}{M^2 \lambda} . \quad (2.19)$$

Als Grenzwert für ideale Gaußstrahlen gilt, $M^2 = 1$. Für reale Laserstrahlen gilt $M^2 > 1$. Durch den Transport eines Laserstrahls, über Linsen und Spiegel, wird die Qualität des Strahls durch Störungen an den Oberflächen beeinflusst. Der M^2 -Wert eines Laserstrahls steigt dementsprechend an. Für kurze Strecken, bei denen wenig beeinflussende Elemente genutzt werden, kann M^2 als konstant angenommen werden.

Für den Transport eines Laserstrahls ist es wichtig, den gesamten Strahl in guter Qualität durch die optischen Elemente zu führen. Die Intensität des Strahls verringert sich in transversaler Richtung bei größer werdendem Abstand zum Zentrum. Jedoch wird diese durch die Gaußverteilung streng genommen nie Null. Um ein Kriterium für einen guten Lasertransport zu erhalten, wird die transmittierte Leistung durch eine Apertur betrachtet. Diese Aperturen sind z. B. durch die Größe von Optiken wie Spiegeln und Linsen gegeben. Der Anteil der transmittierten Leistung von der Gesamtleistung kann durch

$$P_{trans} = \frac{2}{\pi\omega(z)^2} \int_0^a 2\pi r \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega(z)^2}\right) = 1 - \exp\left(-\frac{2a^2}{\omega(z)^2}\right) \quad (2.20)$$

bestimmt werden [19]. Hierbei ist a der Aperturradius. In Abbildung 2.7 ist ein gaußförmiges Intensitätsprofil mit verschiedenen Aperturgrößen dargestellt. So wird bei einer Apertur mit einem Durchmesser von $d = 2\omega(z)$ etwa 86 % der Gesamtleistung transmittiert. Etwa 99 % der Leistung wird bei $d = \pi\omega$ transmittiert. Durch das Abschneiden des Gaußprofils entstehen die sogenannten Ripples. Dieser Beugungseffekt beschreibt Intensitätsschwankungen auf dem transversalen Profil, wobei deren Stärke von der Größe der Apertur abhängt. Selbst bei 99 % transmittierter Leistung haben die Schwankungen noch eine Stärke von $\pm 17\%$ der Intensität. Um diese Schwankungen auf maximal $\pm 1\%$ zu reduzieren, darf die Apertur der optischen Elemente nicht kleiner als $d = 4,6\omega$ sein. Optische Elemente müssen (senkrecht zum Strahl gemessen) mindestens diese Größe aufweisen, um Beugungseffekte unter $\pm 1\%$ zu halten.

2.2.2. Nichtlineare Optik zur Erzeugung von Harmonischen

Über nichtlineare Prozesse ist es möglich mit einem Laserstrahl hoher Intensität einen zweiten Laserstrahl mit anderer Wellenlänge zu erzeugen. Dies kann z. B. für die Erzeugung von ultravioletten Laserstrahlen verwendet werden. Die Grundlage dafür ist die nichtlineare Polarisierbarkeit von dielektrischen Materialien. Durch das einfallende elektrische Feld des Laserlichts werden Dipole induziert und zum Schwingen um die Gleichgewichtslage angeregt. Dadurch emittieren diese elektromagnetische Strahlung. Für kleine Auslenkungen verhält sich die Antwort auf das elektrische Feld linear, wodurch das erzeugte Licht die gleiche Wellenlänge besitzt wie das der Anregung. Beschrieben wird dies über die durch das elektrische Feld \vec{E} induzierte Polarisation [20]

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}. \quad (2.21)$$

Dies gilt für den linearen Fall, mit der linearen Suszeptibilität $\chi^{(1)}$ und der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 . Ein nichtlineares Verhalten wird für stärkere Auslenkungen erreicht. Hierbei werden höhere Harmonische emittiert. Im allgemeinen Fall kann die Polarisation der einzelnen Komponenten (x,y,z) über

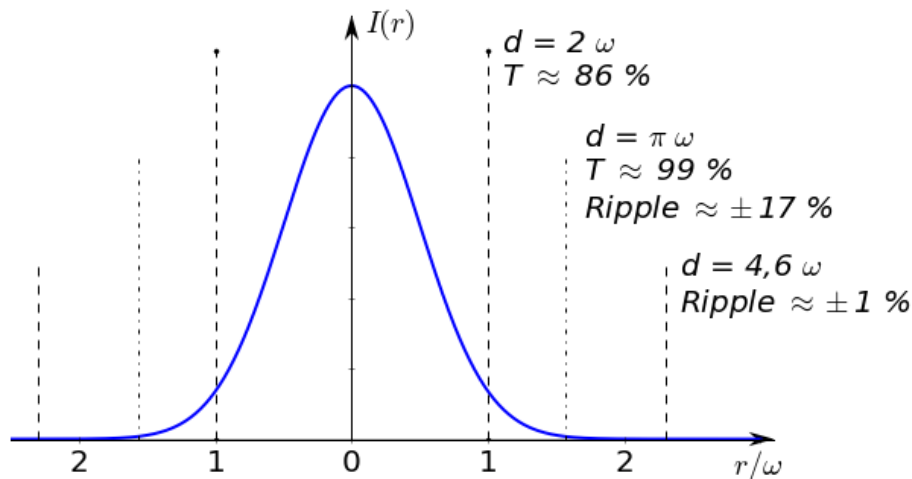


Abbildung 2.7.: Beugungseffekte an Gaußstrahlen, nach [19]: Dargestellt ist der transversale Intensitätsverlauf eines Laserstrahls in Einheiten des $1/e^2$ Strahlradius. Die eingezeichneten Linien geben verschiedene Grenzen an. So befinden sich im $1/e^2$ Durchmesser $d = 2\omega$ 86 % der Gesamtintensität des Laserstrahls. Die Stärke der Intensitätsschwankungen (Ripple) ist von dem Anteil der transmittierten Intensität durch eine Apertur abhängig und liegt erst für einen Durchmesser von $4,6\omega$ bei etwa 1%.

$$P_k = \epsilon_0 \left(\chi_{ik}^{(1)} E_i + \chi_{ijk}^{(2)} E_i E_j + \chi_{ijkl}^{(3)} E_i E_j E_l + \dots \right) \quad (2.22)$$

ausgedrückt werden [21]. Hierbei wird die Einsteinsche Summenkonvention verwendet. Die nichtlinearen Prozesse n-ter Ordnung werden durch die Koeffizienten $\chi^{(n)}$ angegeben. Durch einen Prozess zweiter Ordnung (SHG), vermittelt durch $\chi^{(2)}$ kann z. B. eine Frequenzverdopplung von ω zu 2ω erreicht werden. Für die Wellenlänge eines so erzeugten Laserstrahls bedeutet dies eine Halbierung $\lambda_f = \lambda_i/2$. Ebenfalls ein Prozess zweiter Ordnung ist z. B. die Summenfrequenzerzeugung. Dabei werden zwei Laserstrahlen in einem Medium mit hinreichend großem $\chi^{(2)}$ überlappt, so dass daraus ein Strahl mit der Frequenz $\omega_f = \omega_1 + \omega_2$ erzeugt wird. In Abbildung 2.8 sind diese beiden Prozesse zweiter Ordnung dargestellt. Bei allen nichtlinearen Prozessen muss weiterhin auf die richtige Phasenanpassung und damit auf den richtigen Winkel der Strahlen zu den Achsen des verwendeten Kristalls geachtet werden. Eine Frequenzverdreifung (THG) kann über die Verwendung beider Prozesse erreicht werden. Dafür wird eine Frequenzverdopplung durchgeführt und der resultierende Laserstrahl zusammen mit dem initialen Strahl in einem zweiten Medium summiert: $\omega_3 = 2\omega + \omega = 3\omega$. Eine Verdreifung ist auch direkt über einen Prozess dritter Ordnung möglich. Für Prozesse dritter und höherer Ordnung werden allerdings in der Regel auch höhere Intensitäten benötigt, da die zugehörigen $\chi^{(i)}$ immer kleiner werden, so dass diese Prozesse deutlich ineffizienter sind.

Als nichtlineares Material wird häufig β -Bariumborat ($\beta - BaB_2O_4$) verwendet. Diese Kristalle können für eine effiziente Frequenzverdopplung verwendet werden und sind auch für die Erzeugung von UV-Laserstrahlen verwendbar. Von den Eigenschaften des

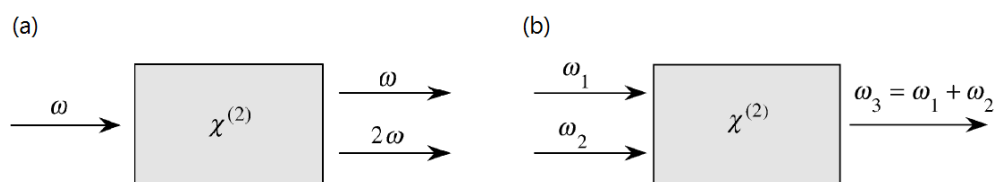


Abbildung 2.8.: Nichtlineare Prozesse zweiter Ordnung: In (a) ist das Prinzip der Frequenzverdopplung (SHG) in einem nichtlinearen Kristall dargestellt, in (b) das Prinzip der Summenfrequenzerzeugung [20].

Kristalls hängt z.B. die resultierende Intensität des erzeugten Laserstrahls ab. Bei optimalen Bedingungen für die SHG kann eine Intensität von

$$I_{2\omega} = C^2 I_{\omega}^2 \frac{L^2}{\pi \omega_0^2} \quad (2.23)$$

erreicht werden [21]. Die Gleichung zeigt die quadratische Abhängigkeit von der Intensität des anregenden Strahls, sowie von der Länge L des Kristalls. Der Faktor C wird als *field-gain* Koeffizient bezeichnet und beschreibt die Materialeigenschaften. Dies beinhaltet die Koeffizienten $\chi^{(n)}$.

Da die Parameter des erzeugten Laserstrahls von der Wellenlänge abhängen, ändern sich die Werte für Divergenz und minimalem Strahldurchmesser. Für deren Berechnung wird verwendet, dass die Rayleighlängen des anregenden $z_{r,i}$ und erzeugten Laserstrahls $z_{r,f}$ identisch sind, $z_{r,f} = z_{r,i}$ [22]. Mit $\lambda_f = \lambda_i/2$ für die Frequenzverdopplung (SHG) ergibt sich der minimale Strahldurchmesser ω_0 und die Divergenz θ zu

$$\frac{\pi \omega_{0,i}^2}{\lambda_i} = \frac{\pi \omega_{0,f}^2}{\lambda_i/2} \quad (2.24)$$

$$\omega_{0,f} = \frac{1}{\sqrt{2}} \omega_{0,i}, \quad \theta_f = \frac{1}{\sqrt{2}} \theta_i.$$

Die beiden Parameter werden dementsprechend um den Faktor $1/\sqrt{2}$ kleiner. Für Prozesse n -ter Ordnung ändert sich dies zu $1/\sqrt{n}$. Entsprechend wird der Faktor für die Frequenzverdreifung zu $1/\sqrt{3}$. Die Strahlqualität M^2 ändert sich im Vergleich zum anregenden Laserstrahl nur marginal, da durch die Änderung der Divergenz und des Strahldurchmessers das Strahl-Parameter-Produkt an die neue Wellenlänge angepasst wurde [23].

2.2.3. Abbildungen in geometrischer Optik

Da ein Laserstrahl von guter Qualität eine geringe Divergenz besitzt, scheint ein explizit abbildendes System für den Transport zunächst nicht unbedingt notwendig. Ein Linsensystem, das nur die Strahlgröße auf der Kathode anpasst, bildet eine mehr oder weniger

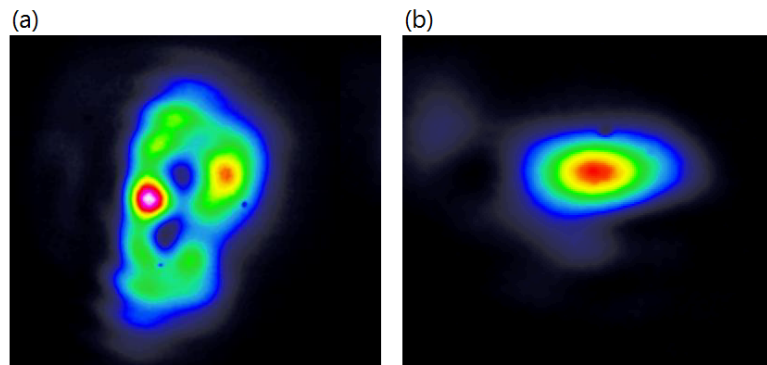


Abbildung 2.9.: Einfluss eines Abbildungssystems auf die Spotqualität [24]: In Bild (a) ist das transversale Profil eines Laserstrahls, der ohne abbildendes System transportiert wurde, dargestellt. Die roten Stellen zeigen dabei unerwünschte sogenannte *Hotspots*, an denen die Intensität am höchsten ist. Für das zweite Bild (b) wurde ein abbildendes System verwendet. Einflüsse auf dem Transportweg, die das Profil so stark wie in (a) ändern, sind nicht zu erkennen.

zufällige Ebene auf der Strahltransportstrecke auf die Kathode ab. Bei hohen Leistungsdichten gepulster Laser können nichtlineare Effekte in dieser Ebene (z.B. durch Temperaturschwankungen der Luft) zu einer Veränderung des Strahlprofils führen. Dadurch ist ein sehr schlechtes, inhomogenes und instabiles Strahlprofil auf der Kathode möglich. Dies führt in Folge zu einer unerwünschten inhomogenen Emission von Elektronen. Indem eine explizite Abbildung einer Ebene vorgenommen wird, bei der die Strahlqualität bekanntermaßen gut ist, kann dies weitgehend vermieden werden.

Während des Transports ist es möglich, dass sich auf dem Profil des Laserstrahls Hotspots ausbilden. Dies kann z. B. durch Fehlerstellen auf den Optiken und Temperaturschwankungen in der Umgebungsluft verursacht werden. In Abbildung 2.9 ist ein Vergleich von zwei Laserspots dargestellt. Das linke Bild zeigt den Transport ohne explizite Abbildung einer Objektebene. Im rechten Bild wurde die THG Kristallebene als Objekt gewählt, um den Laserstrahl durch ein abbildendes System zu transportieren.

Um einen Laserstrahl vom Ausgang des Lasers auf eine beliebige Ebene abzubilden, sind optische Elemente wie z. B. Linsen und Spiegel notwendig. So ein Aufbau wird als Transportoptik bezeichnet. Während Spiegel zur Umleitung des Strahls dienen, werden Linsen verwendet, um eine zu starke Vergrößerung des Laserstrahls auf dem Weg durch die Optik zu verhindern. Bei der Annahme von paraxialen Strahlen (kleiner Abstand zur optischen Achse und kleine Winkel) kann der Einfluss der Linsen über die geometrische Optik beschrieben werden. Durch eine bi-konvexe dünne Linse wird von einem Objekt O vor der Linse eine Abbildung B nach der Linse erzeugt. Die Position lässt sich bei gegebener Fokallänge f über die Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (2.25)$$

bestimmen [25]. Die Abstände g und b , zum Objekt bzw. Abbild, sind dabei zur Linse hin definiert. Die Größe des Abbilds lässt sich über den Vergrößerungsfaktor $m = b/g$

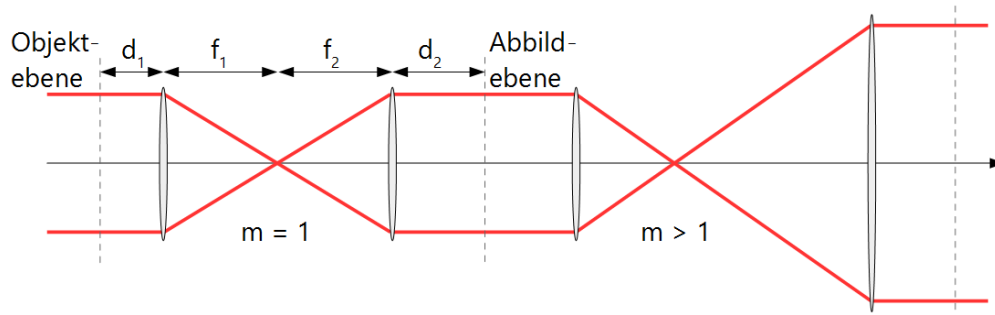


Abbildung 2.10.: Abbildung mit zwei dünnen Linsen, nach [26]: Es sind zwei abbildende Systeme, eines mit einem Vergrößerungsfaktor $m = 1$, das andere mit $m > 1$ dargestellt. Für das erste System sind die Längenbezeichnungen eingefügt. Das abzubildende Objekt befindet sich d_1 vor der ersten Linse und wird durch das System auf einer Ebene abgebildet, die d_2 von der zweiten Linse entfernt ist. Die Entfernung zwischen den Linsen entspricht der Summe $f_1 + f_2$.

berechnen. So lässt sich ein gleich großes Abbild erzeugen, wenn $g = b = 2f$ erfüllt ist. Bei gegebener Vergrößerung und Fokallänge kann mit $n = 1/m$ die benötigte Wegstrecke zwischen Objekt und Abbild über

$$\begin{aligned} b &= \frac{n+1}{n}f \\ g &= (n+1)f \end{aligned} \tag{2.26}$$

berechnet werden. Nach dem Fokuspunkt der Linse läuft der Strahl divergent auseinander. Für eine längere Wegstrecke ist es deshalb nötig ein System mit zwei Linsen aufzubauen. Der Verlauf des Strahls in einem solchen System ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Durch die zweite konvexe Linse wird der divergente Strahl wieder kollimiert. Dieses Verhalten wird nur erreicht, wenn die Abbildungsbedingung,

$$md_1 + \frac{d_2}{m} = f_1 + f_2 \tag{2.27}$$

erfüllt ist. Dabei ist wichtig, dass bei diesem System der Vergrößerungsfaktor über $m = f_1/f_2$ definiert ist. So kann durch das Verwenden unterschiedlicher Fokallängen z. B. eine vergrößerte Abbildung erzeugt werden. Das Aufbauen mehrerer abbildender Systeme hintereinander ermöglicht das Abbilden eines Objekts auf einer weit entfernten Bildebene *image relay*. Ein abbildendes System kann auch durch ein konkav-konvexes Linsenpaar erzeugt werden. Dieses System hat den Vorteil, dass der Strahl nach der konkaven Linse nicht durch einen Fokuspunkt geht, bei dem die Intensität des gesamten Strahls gebündelt ist. Insbesondere bei Kurzpulslasern können enge Fokuspunkte zu nichtlinearen Effekten wie Selbstfokussierung führen, da hier die instantane Leistungsdichte beträchtliche Werte annehmen kann. Diese Effekte stören die Strahlqualität erheblich und können eine Abbildung unmöglich machen. Der Nachteil eines konkav-konvexen Systems ist, dass der Transport über eine weite Strecke nur schwer möglich ist. Die eingebrachte Divergenz

der konkaven Linse lässt den Strahl für längere Strecken sehr groß werden. Bei kurzen Systemen steigt die Anzahl der benötigten Linsen im Vergleich zu rein konvexen Systemen. Als Kompromiss können bei einem konvexen System lange Fokallängen verwendet werden. Durch die flach verlaufende Fokussierung ist der minimale Strahldurchmesser im Fokuspunkt relativ groß und die Leistungsdichte an dieser Stelle wird reduziert.

Die Fokallänge einer Linse ist durch die Krümmung r_1 und r_2 der Oberflächen und das Material definiert. Über

$$\frac{1}{f(\lambda)} = \frac{n_2(\lambda) - n_1(\lambda)}{n_1(\lambda)} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.28)$$

kann die Fokallänge einer Linse berechnet werden [25]. Hier wurde wie zuvor die Näherung für dünne Linsen verwendet. Dabei wird angenommen, dass die Linsendicke vernachlässigbar gegenüber der Fokallänge ist: $d \ll f$. Für einen Aufbau unter Raumluft ist der Brechungsindex $n_1(\lambda) \approx 1$. Die Glaseigenschaften sind durch $n_2(\lambda)$ bestimmt. Der Brechungsindex ist von der Wellenlänge des einfallenden Lichts abhängig, so dass sich die Fokallänge von Linsen für unterschiedliche Wellenlängen ändert.

3. Linearbeschleuniger FLUTE

Am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) wird derzeit das Ferninfrarot Linac- und Testexperiment (FLUTE) aufgebaut. Dies ist als Linearbeschleuniger konzipiert und soll in erster Linie zur Erzeugung kurzer Elektronenpakete verwendet werden. Der Gesamtaufbau des Beschleunigers und die für diese Arbeit relevanten Komponenten sind in diesem Kapitel im Detail dargestellt. Dazu gehören unter anderem das Lasersystem und die Transportstrecke für den Laserstrahl. Am Ende des Kapitels wird ein erstes Experiment beschrieben, das in Kooperation mit mehreren Partnern zeitgleich zum Aufbau von FLUTE vorbereitet wird.

3.1. Überblick über FLUTE

Der Linearbeschleuniger FLUTE wird zur Zeit in einem Bunkerkomplex mit mehreren separaten Räumen aufgebaut. Dieser Komplex wurde zuvor als Zyklotron-Experimentierhalle genutzt [27]. In Abbildung 3.1 ist ein Überblick vom FLUTE Komplex mit dem geplanten Aufbau dargestellt. Zusätzlich zu dem dargestellten Erdgeschoss gibt es einen weiteren Raum darunter, in dem vorwiegend Geräte zur Steuerung und Versorgung des Beschleunigers positioniert sind. Im Eingangsbereich (gelb) führt eine rotierbare massive Betontür, in die 15x14,5 Meter große Beschleunigerhalle. Hier wird der Beschleuniger diagonal im Raum aufgebaut. Die Beschleunigerhalle ist von zwei Meter dicken Betonwänden (violett) umgeben, um die während des Betriebes entstehende ionisierende Strahlung abzuschirmen. Ebenfalls durch den Eingangsbereich ist der Kontrollraum (rot) erreichbar, in dem später die Steuerung des Beschleunigers durchgeführt wird. Daran angeschlossen befindet sich der sogenannte Messraum (grün), der für Aufbau und Durchführung, insbesondere von Experimenten mit der erzeugten THz-Strahlung, bestimmt ist. Der vierte Bereich des Beschleunigerkomplexes ist das Laserlabor (blau), in dem das Lasersystem von FLUTE (Abschnitt 3.2) untergebracht ist. Da es sich dabei um einen Reinraum handelt, kann dieser nur durch eine Schleuse (orange) betreten werden.

Beim späteren Betrieb des Beschleunigers werden die Elektronenpakete durch einen Laserstrahl erzeugt, der dafür vom Laserlabor zur Photokathode in der Beschleunigerhalle transportiert wird. Die Photokathode bildet dabei als Elektronenquelle den Start des Beschleunigers und seiner Komponenten. Abbildung 3.2 zeigt schematisch die geplanten Komponenten des Beschleunigers FLUTE und deren Anordnung. Für die Beschleunigung sind bei FLUTE eine HF-Elektronen-Kanone (Engl. „RF electron gun“) und ein Wanderwellenbeschleuniger (Linac) vorgesehen. Die Beschleunigung wird dabei durch den in Unterabschnitt 2.1.2 beschriebenen Effekt erreicht. Die RF gun besteht aus der Photokathode (siehe Abschnitt 3.2) und einer 2,5 Zellen Hohlraumstruktur, um die erzeugten Elektronenpakete auf eine Energie von etwa 7 MeV zu beschleunigen. Die Maximalener-

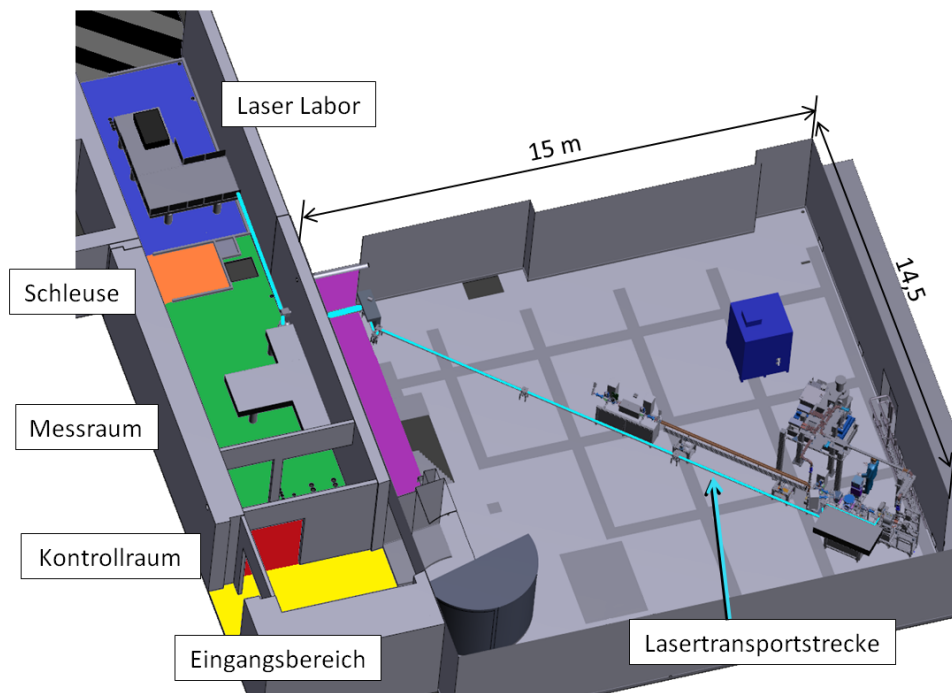


Abbildung 3.1.: Überblick über den FLUTE Komplex: Zu sehen ist die Hauptebene (Erdgeschoß), mit den im Text beschriebenen Bereichen. Für eine bessere Sichtbarkeit, ist die zwei Meter dicke Betonwand (violett) der Beschleunigerhalle (grau) nicht komplett dargestellt. Zusätzlich ist die geplante Lasertransportstrecke in türkis hervorgehoben. Diese führt zwischen Messraum (grün) und Beschleunigerhalle durch die Betonwand. Der Aufbau des Beschleunigers von der Photokathode bis nach dem Linac ist ebenfalls zu sehen. Dies ist Phase 1 von FLUTE. Der schwarz-grau gestreifte Bereich am oberen Ende des Bildes ist nicht Teil von FLUTE. Der obere Ausgang kann nur als Fluchtweg genutzt werden.

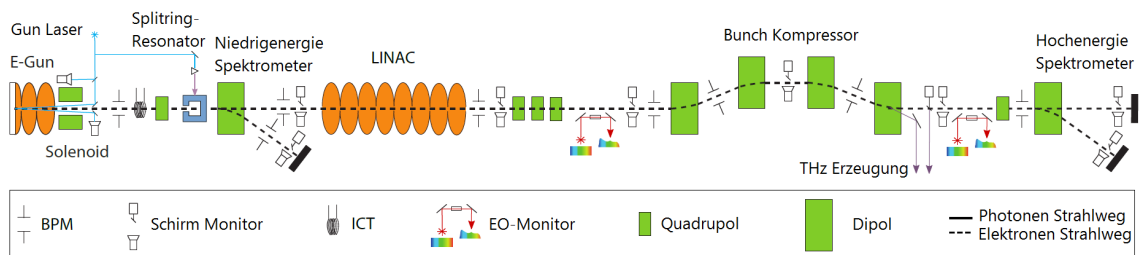


Abbildung 3.2.: Überblick über die Komponenten des Beschleunigers [7]: Die Magnetstrukturen sind grün dargestellt, die Beschleunigungsstrecken orange. Die geplanten Diagnostikelemente sind ebenfalls mit eingefügt. Die Komponenten sind nicht maßstabsgetreu.

Die Elektronenpakete erreichen nach dem Passieren des etwa fünf Meter langen Linac eine Energie von etwa 41 MeV. Neben den beschleunigenden Strecken sind mehrere magnetische Komponenten zur Fokussierung der Teilchenpakete vorgesehen. In Abbildung 3.3 sind die transversalen Größen eines Elektronenpakets entlang des Beschleunigers für zwei unterschiedliche Ladungen dargestellt. Direkt nach der RF gun befindet sich ein Solenoid, der die stark divergenten Pakete fokussiert, um deren transversale Größe zu kontrollieren. Eine weitere Fokussierung wird durch das Quadrupol-Triplett nach dem Linac erreicht. Die minimale transversale Größe der Elektronenpakete wird nach den vier Dipolmagneten der magnetischen Schikane erreicht, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist.

Die Aufgabe der Schikane ist die Minimierung der longitudinalen Paketgröße. Wie in Unterabschnitt 2.1.4 beschrieben, wird dies durch die unterschiedlichen Weglängen erreicht, die Elektronen mit verschiedenem Impuls innerhalb der Schikane zurücklegen. In Relation zu den Elektronen in der Mitte des Pakets muss der Impuls der vorderen Elektronen niedriger ($\Delta p/p < 0$) und der Impuls der hinteren Elektronen höher ($\Delta p/p > 0$) sein. Dieser Impulsunterschied innerhalb eines Pakets wird als „negativer chirp“ bezeichnet und durch die Einstellung der Beschleunigungsspannung bzw. Phase eingefügt. Der longitudinale Phasenraum der Pakete ist in Abbildung 3.4 für zwei unterschiedliche Paketladungen (1pC und 3nC) dargestellt. Dies entspricht der niedrigsten und höchsten Ladung, die an FLUTE geplant sind. Es ist zu erkennen, dass die Pakete nach den Beschleunigungsstrecken von RF gun und Linac einen negativen chirp besitzen. Am Ende der Schikane ist die Länge der Pakete minimal, da es kaum einen zeitlichen Unterschied zwischen Elektronen mit $\Delta p/p > 0$ und $\Delta p/p < 0$ gibt.

Bevor das Elektronenpaket in die Strahlenfalle (Engl. „beam dump“) geleitet und dort abgefangen wird, wird es zur Erzeugung von THz-Strahlung verwendet. Dies ist über drei verschiedene Methoden möglich. Bei allen Methoden wird die Strahlung im THz-Bereich dabei überwiegend kohärent emittiert, da die Paketlänge kleiner ist als die Wellenlänge der Strahlung. Wie in Unterabschnitt 2.1.5 beschrieben, emittieren geladene Teilchen, die durch ein Magnetfeld abgelenkt werden, die sogenannte Synchrotronstrahlung (CSR). Diese Strahlung wird dabei in Vorwärtsrichtung abgestrahlt, wobei die Intensität der CSR von der Länge der Pakete abhängt. Da diese Elektronenpakete am Ende der Schikane am kürzesten sind, befindet sich dort der relevante Erzeugungspunkt. Dies ist in Abbildung 3.5, zusammen mit den anderen beiden Methoden dargestellt. Dabei handelt es sich bei CER um

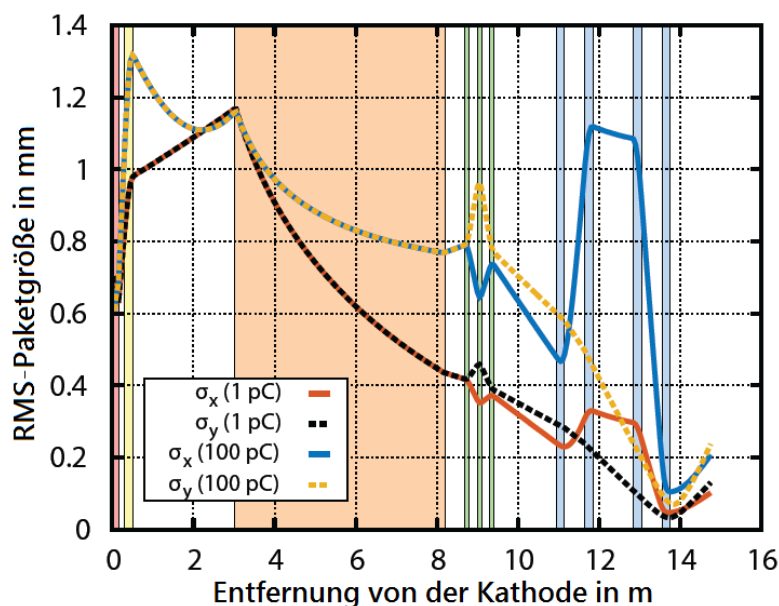


Abbildung 3.3.: Simulation der transversalen RMS-Paketgröße [6]: Die Veränderung der transversalen Ausdehnung der Elektronenpakete sind für zwei verschiedene Ladungen dargestellt. Die Einfärbungen des Hintergrundes zeigen die Position und Länge der wichtigsten Komponenten. Von links nach rechts sind dies: RF gun in rot, Solenoid in gelb, Linac in orange, Quadrupole in grün und die Dipole der Schikane in blau. Die zunächst stark divergenten Strahlen werden durch den Solenoid radial fokussiert. Im Linac verringert sich die transversale Größe durch die transversale HF Fokussierung (siehe Unterabschnitt 2.1.2). Zusätzlich nimmt der Effekt der divergent wirkenden Raumladung mit $1/\gamma^2$ durch die Beschleunigung ab. Die Fokussierung und Defokussierung der Quadrupole ist ebenfalls zu erkennen (siehe Unterabschnitt 2.1.4). Durch die Dispersion der vier Dipolmagnete wird die horizontale Paketgröße zuerst größer, bevor am Ende des vierten Magneten die minimale Größe erreicht wird.

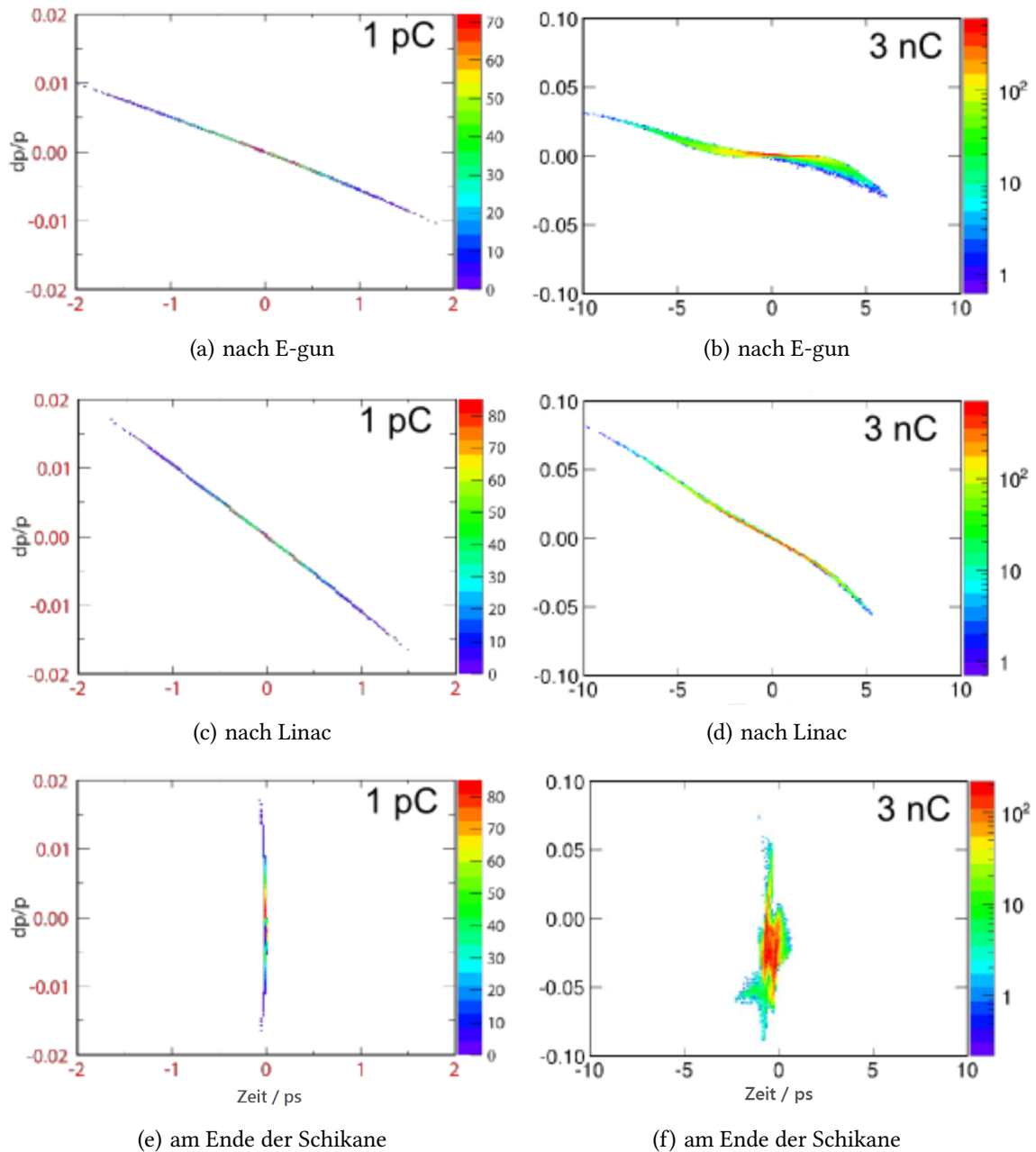


Abbildung 3.4.: Longitudinaler Phasenraum für zwei unterschiedliche Ladungen [28, 29]: An drei Positionen entlang des Beschleunigers ist die Impulsverteilung innerhalb eines Elektronenpakets über der longitudinalen Position dargestellt. Die Impulsabweichung ist dabei zu den mittleren Elektronen referenziert. Der vordere Teil des Elektronenpakets entspricht einer positiven Zeit auf der Abszisse. Der negative chirp ist nach RF gun und Linac klar zu erkennen, da sich die Teilchen mit negativer Impulsabweichung am Anfang des Pakets befinden. Nach der Schikane ist der zeitliche Unterschied zwischen Teilchen mit unterschiedlichem Impuls minimal, so auch die longitudinale Ausdehnung.

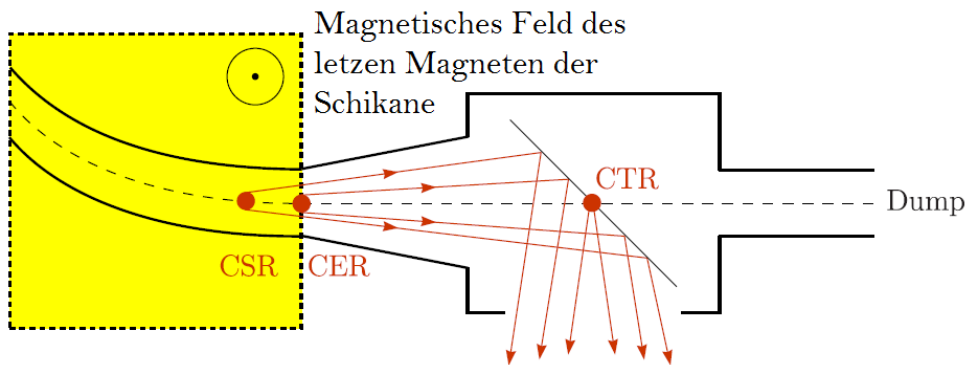


Abbildung 3.5.: Prozesse zur THz Erzeugung [27]: Die drei bei FLUTE genutzten Prozesse sind CSR, CER und CTR. Während CSR und CER im, bzw. am Rand des Dipolmagneten erzeugt wird, muss für die Erzeugung von CTR eine Folie eingefügt werden. Die Strahlung wird über einen Spiegel aus dem Beschleuniger geleitet.

die sogenannte „coherent edge radiation“. Diese entsteht im Randgebiet eines Magnetfelds und wird im Gegensatz zur CSR in einem engeren Winkel in Bewegungsrichtung des Elektronenpakets emittiert. Der Entstehungsprozess dieser Strahlung ist dabei der gleiche, wie bei der CSR [17]. Die dritte Erzeugungsmöglichkeit ist die Übergangsstrahlung (CTR). Hierbei wird die Strahlung beim Übergang des Elektronenpakets zwischen zwei Medien unterschiedlicher Permittivitäten ϵ emittiert. Dies kann durch das Einsetzen einer dünnen Folie erreicht werden. Wie in Abbildung 3.5 dargestellt wird die Folie in einem 45° Winkel eingesetzt, um die resultierende CTR aus dem Beschleuniger auszukoppeln. Die zuvor erzeugte Strahlung (CSR und CER) wird ebenfalls ausgekoppelt und durch die Bunkerwand in den Messraum geführt. Hier kann die Strahlung untersucht oder für Experimente genutzt werden.

Um die Eigenschaften des Elektronenpakets auf dem Weg durch den Beschleuniger zu bestimmen sind mehrere Diagnostikelemente entlang dieses Weges geplant. Diese sind neben den sonstigen Komponenten in Abbildung 3.2 dargestellt. Da eine Wiederholungsrate der Pakete von 10 Hz geplant ist, kann jedes Paket von der Diagnostik einzeln aufgezeichnet werden. Für die Energiemessung werden zwei Spektrometer genutzt, wobei das erste nach der RF gun für niedrigere Energien ausgelegt ist. Das zweite wird am Ende des Beschleunigers positioniert, um die finale Elektronenenergie zu bestimmen. Für die Bestimmung der Größe und Position der Elektronenpakete werden z.B. Strahlpositionsmonitore (beam position monitors - BPMs) zur Verfügung stehen. Da bei FLUTE die longitudinale Größe der Pakete von großer Wichtigkeit ist, sind für deren Messung mehrere Messmethoden z. B. elektro-optische Monitore geplant. Ebenfalls für die Messung der Paketlänge ist an FLUTE das Split-Ring Resonator (SRR)-Experiment geplant (siehe Abschnitt 3.3).

Die geplanten Parameter des Beschleuniger FLUTE sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Zu diesen gehört, neben der bereits erwähnten Elektronenenergie und Wiederholungsrate, auch die Energie der THz-Pulse, welche für spätere Experimente zur Verfügung stehen wird.

Tabelle 3.1.: Geplante Parameter von FLUTE: Aus der Simulation bestimmte Parameter für FLUTE, aus [6]

Parameter	Wert
Wiederholungsrate der Pulse	10 Hz
Endenergie der Elektronen	ca. 41 MeV
Ladung der Elektronenpakete	ca. 1 - 3000 pC
RMS Länge der Pakete nach Schikane	ca. 1 - 3000 fs
Energie der THz-Pulse	bis ca. 3 mJ

3.2. Das FLUTE Lasersystem

Wie bereits beschrieben, befindet sich das Lasersystem in einem Reinraum. Dabei handelt es sich um einen klimastabilen Reinraum der Klasse 6 nach ISO 14644-1. Diese beschreibt die erforderliche Luftreinheit, so dass in diesem Raum z.B. auf einen Kubikzentimeter Luft höchstens 1 Partikel mit der Größe $0,1 \mu\text{m}$ kommen darf [30]. Für das Lasersystem ist ein Reinraum empfehlenswert, da Staubablagerungen bei der relativ hohen Leistungsdichte von Kurzpulslasern leicht zu Beschädigungen der empfindlichen Optiken führen können. Ebenfalls ist die Kontrolle der Temperatur und Luftfeuchtigkeit wichtig, da diese die Parameter des Lasers beeinflussen. Dies wurde bereits in [31] untersucht.

An FLUTE wird ein Astrella Lasersystem vom Hersteller Coherent [32] verwendet. Der Hauptausgang dieses Systems liefert einen gepulsten Laserstrahl mit einer Pulsdauer von 35 fs und einer Pulsenergie von 6 mJ, bei einer Wellenlänge von 800 nm. Für die Erzeugung dieses infraroten Laserstrahls sind vier Komponenten nötig. In Abbildung 3.6 ist der Aufbau schematisch dargestellt.

Als Basis ist in diesem System der Oszillator, bzw. Seed Laser eingebaut. Dabei handelt es sich um einen Vitara Laser von Coherent [33]. Dieser Laser liefert einen gepulsten Strahl mit einer Energie von 930 mW bei einer Wellenlänge von 800 nm. Bei diesen Pulsen handelt es sich um ultrakurze Pulse ($< 20 \text{ fs}$) mit einer hohen Wiederholungsrate von etwa 83 MHz. Über einen Strahlteiler wird die Hälfte der Energie (ca. 500 mW) am Seitenausgang für Experimente verfügbar. Der zweite Teil des Laserstrahls wird verstärkt und bildet so den Ursprung (Seed) des Hauptausgangs. Bevor die Verstärkung durchgeführt werden kann, müssen die Pulse zeitlich verlängert werden, um Beschädigungen an den optischen Elementen durch zu hohe Leistungsdichten zu vermeiden. Dies wird durch einen sog. Stretcher erreicht.

Zur Verstärkung des Seed Lasers ist als zweite Komponente ein weiterer Laser notwendig. Im vorhandenen System wird dafür ein frequenzverdoppelter Nd:YLF Laser verwendet, der einen Strahl mit einer Wellenlänge von 527 nm produziert. Dieser Laserstrahl wird zur Anregung eines Verstärkerkristalls verwendet. Diese Anregung wird im englischen „pump“ genannt, weshalb dieser Laser auch als Pump-Laser bezeichnet wird.

In der dritten Komponente des Lasersystems wird die eigentliche Verstärkung des Seed Lasers durchgeführt, dem regenerativen Verstärker. In einem Titan-Saphir-Kristall (Ti:Sa) wird die Energie des 800 nm Strahls durch mehrfache Durchgänge auf etwa 6 Watt erhöht. Die wiederholten Durchgänge werden durch Pockels-Zellen, die als optische Schalter fungieren, und einen optischen Resonator ermöglicht. Um eine gleichmäßige Verstärkung

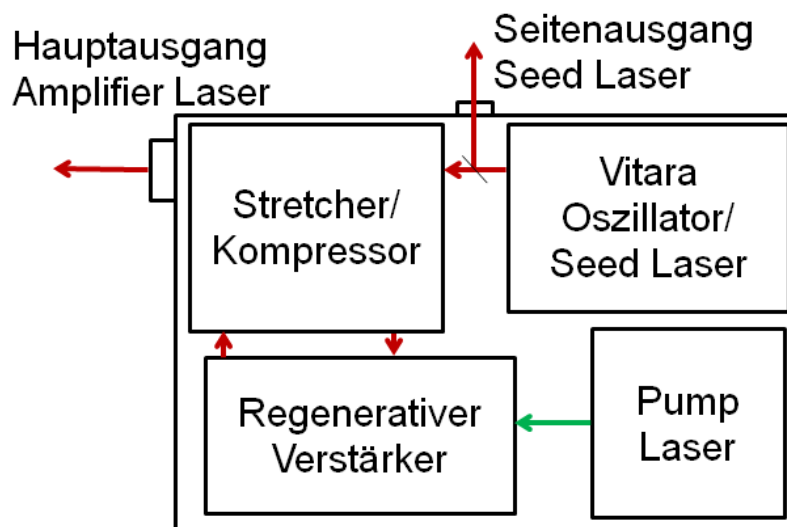


Abbildung 3.6.: Schema des Lasersystems bei FLUTE: Das Schema zeigt die vier Komponenten innerhalb der geschlossenen Laserbox. Drei dieser Komponenten sind zusätzlich gekapselt, nur die Optik des regenerativen Verstärkers ist bei offener Box sichtbar. Die Erzeugung des Lasers startet beim Vitara Oszillator. Die Pulslänge wird zuerst im Stretcher erhöht, bevor die Energie im regenerativen Verstärker gesteigert wird. Dazu wird der Pump Laser benötigt. Die Pulse des verstärkten Laserstrahls werden durch den Kompressor verkürzt, bevor dieser am Hauptausgang verfügbar ist.

zu gewährleisten, wird der Kristall auf gleichbleibender Temperatur gehalten. Bevor der Laserstrahl am Hauptausgang, bzw. Amplifier Ausgang ankommt, wird die Pulslänge im Kompressor wieder verringert.

Die letzte Komponente des Lasersystems besteht aus zwei Teilen, zum einen aus dem Stretcher und zum anderen aus dem Kompressor. Wie zuvor erwähnt, wird der Stretcher zur Verlängerung der ultrakurzen Pulse aus dem Seed Laser verwendet. Dies wird in einer sogenannten „Ring Cavity“ erreicht. Dabei wird die Intensität eines Pulses über einen Strahlteiler geteilt. Während ein Teil zum Ausgang reflektiert wird, durchläuft der zweite Teil eine Strecke in der Ring Cavity. Zurück am Strahlteiler angekommen wird der zweite Teil an den ersten angehängt, so dass ein längerer Puls entsteht. Nach der Verstärkung im regenerativen Verstärker wird der Laserstrahl in den Kompressor geleitet. Dabei werden die Wellenlängen innerhalb eines Pulses durch optische Gitter unterschiedlich verzögert. Für diese Methode ist wichtig, dass die Pulse gechirpt sind, also eine zeitliche Änderung der Wellenlängen innerhalb der Pulse haben. Damit wird ermöglicht, dass das Ende des Pulses schneller und der Anfang des Pulses langsamer am Punkt der Auskopplung ankommt. Mit der richtigen Einstellung wird so ein sehr kurzer Puls erzeugt, ohne die Leistung oder Wiederholungsrate zu ändern. Bei der Kompression in unserem Fall wird die Pulslänge auf etwa 35 fs reduziert. Diese Methode der Pulsverlängerung, der Verstärkung und schließlich der Kompression wird „Chirped Pulse Amplification“ genannt.

Die Parameter des Lasersystems sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Da zur Erzeugung der Elektronenpakete die Wellenlänge des Laserstrahls umgewandelt werden muss, sind die Parameter der dafür verwendeten THG-Einheit ebenfalls aufgeführt. THG steht hierbei

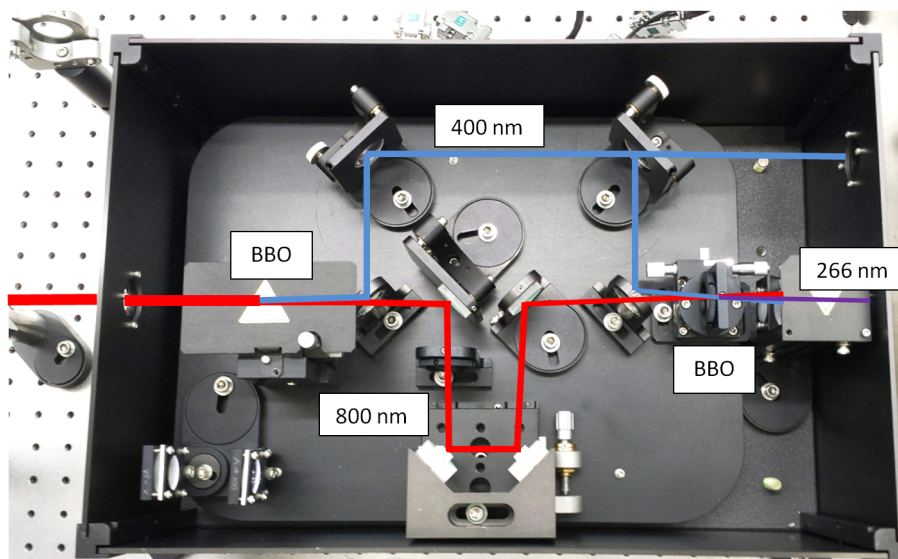


Abbildung 3.7.: Strahlengang in der THG-Einheit: Das Foto zeigt das Innenleben der THG-Einheit, sowie durch die eingefügten Linien den Weg der Laserstrahlen. Durch den ersten BBO-Kristall unter der Abdeckung (links) wird durch den 800 nm Laserstrahl (rot) ein 400nm Laserstrahl (blau) erzeugt. Beide Strahlen werden nach einer kurzen Wegstrecke zusammen auf den zweiten BBO-Kristall geleitet. Hier entsteht durch Summenfrequenzerzeugung der 266 nm Laserstrahl (violett). Am linken Rand des Bildes sind Teile des Teleskopes zu erkennen, das den Laserstrahl in die THG-Einheit führt.

für „third harmonic generation“. Diese Einheit produziert über nichtlineare Prozesse einen Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 266 nm, was der dreifachen Frequenz des Ausgangslaserstrahls entspricht. In Abbildung 3.7 ist ein Bild dieser Einheit dargestellt. Wie in Unterabschnitt 2.2.2 beschrieben, wird in zwei BBO-Kristallen über Anwendung der „second harmonic generation“ (SHG) und einer Frequenzmischung die Frequenzverdreifung durchgeführt. So wird neben den gewünschten 266 nm auch ein 400 nm Laserstrahl erzeugt.

Der ultraviolette 266 nm Laserstrahl wird auf die Photokathode transportiert. Die Kombination von Photokathode und Anregungslaser wird Photoinjektor genannt. Hierbei muss die Wellenlänge des Lasers an das Material der Photokathode angepasst werden, da

Tabelle 3.2.: Laserparameter an FLUTE: Die Parameter der drei verschiedenen Laserstrahlen: Seed-Laser, Amplifier-Laser und nach der Frequenzverdreifung (THG)

Parameter	Seed	Amplifier	THG
Wiederholungsrate	83 MHz	1 kHz	1 kHz
Pulsdauer	< 20 fs	35 fs	< 35 fs
Wellenlänge	800 nm	800 nm	266 nm
Leistung	500 mW	6 W	1.2W
Pulsenergie	6 nJ	6mJ	1,2 mJ

die Photonenenergie mindestens bei der Austrittsarbeit des gewählten Materials liegen muss. Für den Start von FLUTE wurde Kupfer als Material für die Kathode gewählt. Dieses Material ist relativ leicht zu verarbeiten und wenig empfindlich. Wie in Unterabschnitt 2.1.3 beschrieben, wird für die Erzeugung von freien Elektronen eine Energie von 4,5 - 4,9 eV benötigt. Die Photonen des Laserstrahls aus der THG-Einheit, mit einer Wellenlänge von 266 nm, haben eine Energie von 4,66 eV und sind dementsprechend gut geeignet. Um höhere Energien zu erreichen ist für eine spätere Phase ein Wechsel zu einer Cs₂Te Kathode geplant. Für den Start von FLUTE ist diese nicht geeignet, da, im Gegensatz zu Kupfer, bei Kontakt mit Luft deren gute Eigenschaften verloren gehen und somit ein aufwändiger Vakuum-Kathodenwechsler aufgebaut werden müsste.

Um die Stabilität des Laserstrahls auf der Kathode zu sichern und zu kontrollieren sind mehrere Systeme geplant. Für die Stabilisation des Laserspots auf der Kathode steht das System Aligna von TEM zur Verfügung, mit dem erste Tests durchgeführt wurden [28]. Zur Kontrolle ist der Aufbau einer virtuellen Kathode vorgesehen. Diese besteht aus einem Schirm, der den UV-Laserspot sichtbar macht und einer Kamera, um diesen aufzuzeichnen. Da der Schirm und die Photokathode jeweils den gleichen Abstand zum letzten fokussierenden Element haben, sind die Laserspots auf Schirm und Photokathode identisch. So kann die Position und Größe direkt während des Betriebs kontrolliert werden.

3.3. Das Split-Ring Resonator-Experiment

Zum Start von FLUTE wird ein erstes Experiment zusammen mit dem Paul Scherrer Institut (PSI) und der Universität Bern vorbereitet [7]. Die Messung der longitudinalen Ausdehnung von Elektronenpaketen wird bei zunehmend kürzer werdenden Paketen schwieriger. Eine Möglichkeit die Paketlänge zu bestimmen, ist das sogenannte Streaking. Dabei wird ein Elektronenpaket z. B. durch eine HF-Struktur abgelenkt, so dass die vorderen Elektronen einen Impuls in z. B. Abwärtsrichtung, die hinteren dagegen einen Impuls in Aufwärtsrichtung bekommen. Dies wird erreicht, wenn die Mitte des Pakets beim Nulldurchgang des elektrischen Feldes die ablenkende Struktur durchquert. Nach einer definierten Driftstrecke kann dann aus der vertikalen Größe die longitudinale Länge bestimmt werden. Diese Methode wird auch beim Split-RingResonator (SRR)-Experiment verwendet. In Abbildung 3.8 ist das Prinzip für dieses Experiment dargestellt, wobei die Ringstruktur z. B. in z-Richtung eine Ausdehnung von nur 10 μ m hat. Um das ablenkende Feld innerhalb des Ringausschnittes zu erzeugen, werden THz-Pulse in die Ringantenne eingekoppelt. Diese Pulse werden zuvor durch kurze Laserpulse in einem nichtlinearen Prozess in einem Kristall erzeugt. Dafür wird ein Teil des infraroten 800 nm Lasers des Amplifier-Ausgangs genutzt. Um auf der kurzen Strecke innerhalb des Ringausschnittes eine ausreichend große Ablenkungsstärke zu erreichen, darf der Ausschnitt nur sehr klein sein. Durch Simulationen wurde gezeigt, dass z.B. für eine Paketladung von 50 fC und einer Größe von 20x20x10 μ m³ für den Ringausschnitt, der Effekt durch das Streaking deutlich erkennbar ist [7]. Aus diesen Simulationen ergibt sich eine spezielle Anforderung für den Lasertransport. Um ein Elektronenpaket mit passender transversalen Größe zu erzeugen, muss der Laserspot auf der Kathode auf 5 μ m minimiert werden. Bei der Planung des Lasertransports, im Rahmen dieser Arbeit, wurde dies mit einbezogen.

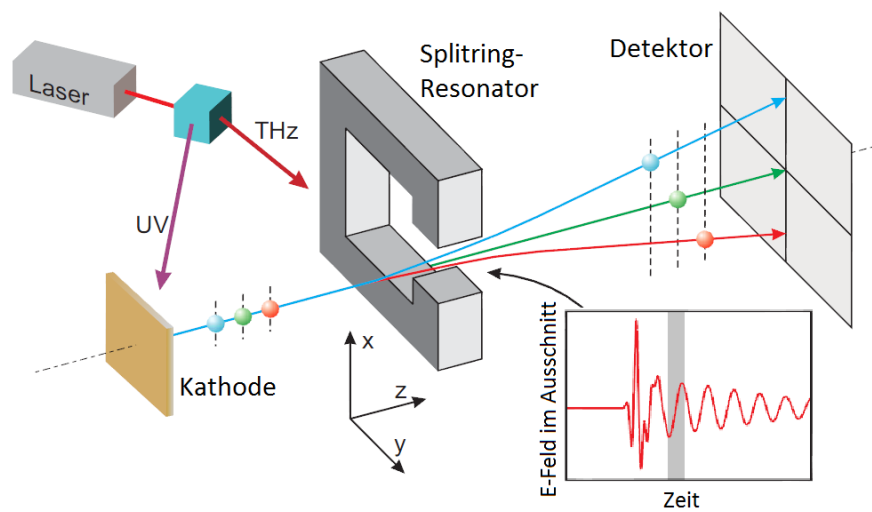


Abbildung 3.8.: Prinzipzeichnung des SRR-Experiments [34]: Über einen THz Pulse wird die Ringstruktur/-antenne angeregt und somit ein starkes transientes elektrisches Feld erzeugt. Die Elektronenpakete werden beim Durchgang in vertikaler Richtung abgelenkt, wobei die vorderen Elektronen (rot) nach unten abgelenkt werden und die hinteren Elektronen (blau) nach oben. Auf dem Schirm wird so das longitudinale Profil des Elektronenpakets sichtbar.

4. Lasertransport

Zur Erzeugung von Elektronenpaketen wird bei FLUTE ein Photoinjektor verwendet. Dazu steht ein gepulster Laser zur Verfügung, dessen Pulse auf eine Photokathode geleitet werden. Da das Lasersystem und die Photokathode in separaten Räumen untergebracht sind, ist es notwendig, dass der Laserstrahl über eine längere Strecke transportiert wird. Dabei muss darauf geachtet werden, die Qualität des Laserstrahls so wenig wie möglich zu beeinflussen. Dies wird in diesem Kapitel anhand der Optimierung des Lasertransportes näher erläutert.

4.1. Anforderungen und Ziele des Lasertransportes

Während der Betriebszeit von FLUTE sind mehrere Betriebsmodi geplant, die sich u. A. durch die Ladung der erzeugten Elektronenpakete unterscheiden. Um lange Umbauphasen zu vermeiden, wird ein Lasertransportsystem benötigt, welches die verschiedenen Einstellungen ermöglicht. Das optische System des Lasertransportes wurde hierbei im Rahmen der vorliegenden Arbeit über ein Simulationsprogramm ausgelegt und optimiert. Um die Fähigkeiten und Grenzen des Simulationsprogramms aufzuzeigen, wird im ersten Teil dieses Kapitels das Programm selbst kurz vorgestellt. Im Anschluss daran sind die gewünschten Parameter des Laserspots auf der Kathode für den niedrigste und höchste Betriebseinstellungen dargestellt.

Zur Simulation und Optimierung des Lasertransportes wurde das Raytracing-Programm OpTaliX [8] verwendet. Raytracing bedeutet, dass die Eigenschaften eines optischen Systems durch den Einsatz von vielen Einzelstrahlen bestimmt werden. Dabei werden die Einzelstrahlen jeweils durch das System gesendet und von der Lichtquelle bis zur Analysefläche verfolgt. Das Bild an der Analysefläche wird durch zusammenfügen der Einzelstrahlen erzeugt. Eine detaillierte Darstellung der Intensitätsverteilung wird durch eine hohe Anzahl an Einzelstrahlen erreicht. Die Ausgabe einer solchen Simulation ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Ein wichtiges Ergebnis dieser Simulation ist die Mittelwertbreite (full width at half maximum, FWHM). Dieser Wert kann für den Laserstrahldurchmesser in $1/e^2$ Grenzen umgerechnet werden, was für weitere Analysen der Transportoptik verwendet werden kann.

Eine Transportoptik, also eine Zusammenstellung von Linsen, Spiegeln und Aperturen, wird im Programm OpTaliX durch die verschiedenen Oberflächen dieser Elemente definiert. Die Einstellungsmöglichkeiten des Programms sind sehr umfangreich, sodass auch spezielle Linsen und selbst erstellte Aperturen im Rahmen der Simulation getestet werden können.

Neben den später in diesem Kapitel beschriebenen Laserparametern, die auf der Photokathode eingehalten werden sollen, wurden weitere Anforderungen an das Transportsystem

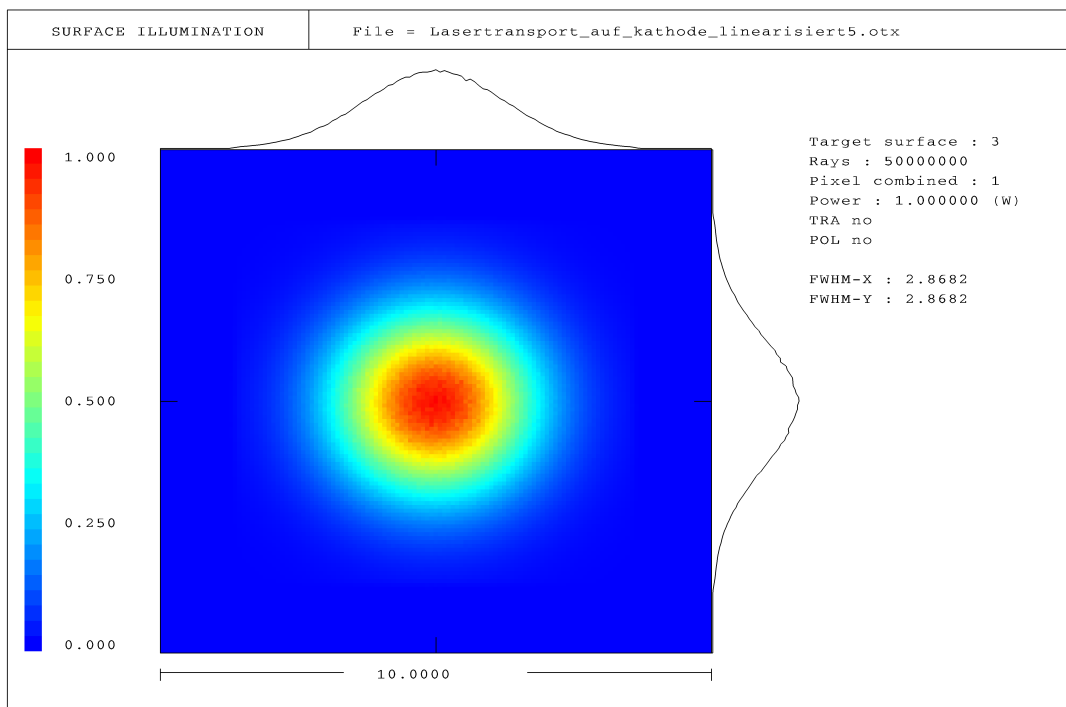


Abbildung 4.1.: Ausgabe der Simulation mit OpTaliX: Das Bild zeigt die Ausgabe eines Simulationsdurchlaufs bei der eine $10 \times 10 \text{ mm}^2$ große Ebene 2,5 m nach der Erzeugung des Laserstrahls beleuchtet wurde. Die Intensitätsverteilung wird als Falschfarbenbild angezeigt, wobei rot hohe Intensitäten darstellt. Zusätzlich ist das projizierte Intensitätsprofil in x- und y-Richtung am oberen und rechten Rand zu sehen. Am rechten Rand sind Informationen zu den Simulationseinstellungen aufgeführt. Die Angabe „Power“ gibt den Anteil der Leistung der Lichtquelle an, der bis zu der simulierten Oberfläche kommt. Die transversale Strahlgröße wird durch die Mittelwertsbreite (FWHM) jeweils in x- und y-Richtung angegeben.

gestellt. Zur Erzeugung der Elektronenpakete werden bei FLUTE, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, die von der THG-Einheit erzeugten UV-Pulse verwendet. Da aber für mögliche weitere Anwendungen die dafür verwendeten infraroten Laserpulse des Amplifier Ausgangs benötigt werden, soll das Transportsystem in der Lage sein, beide Laserstrahlen zu transportieren. Hierfür wurde bei der Simulation auf die Verwendung von speziellen Oberflächenbeschichtungen auf den Linsen oder Spiegeln verzichtet, da solche Optiken auch später ergänzt werden können. Des Weiteren wurden lediglich solche Linsen verwendet, die problemlos auf dem Markt zu erhalten sind, um den hohen Preis für spezielle Sonderanfertigungen und deren möglicherweise lange Lieferzeiten zu vermeiden. Als Material der Linsen wurde Quarz gewählt, da dieses im Vergleich zu anderen Gläsern einen annähernd gleichbleibenden Brechungsindex von etwa $n \approx 1,46$ für die bei FLUTE verwendeten Wellenlängen besitzt [35]. Außerdem wurde der Transportweg linearisiert, das bedeutet, dass Flachspiegel zur Ablenkung des Laserstrahls durch Aperturen ersetzt wur-

Tabelle 4.1.: Laserparameter für Simulationen: Die Tabelle zeigt die Startwerte für die Simulationen für den 800 nm und 266 nm Laserstrahl. Außerdem sind die durch das Teleskop veränderten Strahlparameter am Eingang der THG dargestellt. Die Werte wurden aus dem Datenblatt (d_{800nm}) bzw. dem Abnahmeprotokoll (M^2) entnommen [32]. Die weiteren Parameter wurden mit Gleichung 2.19 und 2.24 berechnet, wobei die $1/e^2$ -Durchmesser angegeben sind.

	Parameter	x-Richtung	y-Richtung
Angaben aus Datenblatt	d_{800nm}	11 mm	11 mm
	M^2	1,152	1,102
Berechnet	θ_{800nm}	0,107 mrad	0,102 mrad
	$z_{r,800nm}$	103,1 m	107,8 m
	$d_{800nm,THG-Ein}$	8,25 mm	8,25 mm
	$\theta_{800nm,THG-Ein}$	0,142 mrad	0,136 mrad
	$z_{r,800nm,THG-Ein}$	58,0 m	60,7 m
	d_{266nm}	4,76 mm	4,76 mm
	θ_{266nm}	0,082 mrad	0,079 mrad
	$z_{r,266nm}$	58,0 m	60,7 m

den. Dadurch konnte die grafische Darstellung des Lasertransportes vereinfacht werden. Auf die Laserstrahlgröße hat diese Linearisierung keinen Einfluss. Lediglich die Grenzwerte für die Apertur der Spiegel ändern sich, da die beleuchtete Fläche eines optischen Elements abhängig von der Ausrichtung zum Strahl ist. Ist das Element senkrecht zum Strahl ausgerichtet, ist die beleuchtete Fläche gleich dem transversalen Profil des Strahls. Bei der Drehung des Elements um den Winkel α (Einfallswinkel) vergrößert sich die beleuchtete Fläche der Optik um $1/\cos(\alpha)$, da der Strahl in diesem Fall auf eine schiefe Ebene projiziert wird. Dies wurde bei der Ermittlung der maximalen Strahldurchmesser für die einzelnen optischen Elemente berücksichtigt, um Beugungseffekte wie z.B. sogenannte Ripples (siehe: Unterabschnitt 2.2.1) zu vermeiden. Bei Ablenkung des Strahls z. B. um 90° muss der Spiegel in 45° zur Strahlrichtung aufgestellt werden. Die effektive Apertur des Spiegels (senkrecht zum Strahl) verringert sich in diesem Fall um den Faktor $1/\sqrt{2}$.

In Tabelle 4.1 sind die Startparameter für die Simulation, der Durchmesser d und die Divergenz θ angegeben. Zusätzlich ist noch die Rayleighlänge z_r aufgeführt. Um die resultierenden Laserstrahlparameter des UV-Strahls bei 266 nm zu bestimmen, wurde Gleichung 2.19 und 2.24 verwendet. Vor der THG-Einheit wird der Durchmesser des infraroten Laserstrahls in einem Teleskop verkleinert, um die passende Größe für die Kristalle der THG zu erreichen. Der verkleinerte Durchmesser wurde dabei aus den Ausgangswerten des Laserverstärkers berechnet. Es wurde angenommen, dass der 800 nm Laserstrahl, am Verstärkerausgang, die vom Hersteller im Datenblatt bzw. Abnahmeprotokoll angegebenen Parameter besitzt.

In Tabelle 4.2 sind die Zielstrahlgrößen auf der Kathode für die extremen Betriebseinstellungen angegeben. Zusätzlich ist die benötigte Energie, um ein Elektronenpaket mit der entsprechenden Ladung zu erzeugen, dargestellt. Für die Quanteneffizienz der Photokathode wurde ein Wert von $4 \cdot 10^{-5}$ angenommen. Da FLUTE als Testexperiment mit hoher

Tabelle 4.2.: Laserspotgrößen auf der Kathode: Die Ladung der Elektronenpakete, die zu deren Erzeugung aus einer Kupferkathode benötigte Energie und die Laserspotgröße, sind für die extremen Betriebseinstellungen dargestellt.

Einstellung	Ladung	Energie	Spotgröße
„low charge“	1 pC	0,117 μ J	2 mm
„super high charge“	3 nC	350 μ J	5,3 mm
SRR	100 fC	0,012 μ J	0,005 mm

Flexibilität ausgelegt wurde, sind unterschiedliche Ladungen und Längen der Elektronenpakete erwünscht. Diese werden unter anderem durch Anpassung der Laserstrahlgröße und Intensität auf der Kathode beeinflusst. Zusätzlich zu den dargestellten Einstellungen, gibt es noch weitere, deren Spotgrößen jedoch zwischen den Werten für „low charge“ und „super high charge“ variieren. Die Anpassung der Spotgröße soll über eine einstellbare motorisierte Apertur im Laserlabor erfolgen. Diese wird über ein Abbildungssystem auf die Kathode abgebildet, so dass ein Verschieben der Linsen nicht notwendig ist und die Abbildungsbedingung Gleichung 2.27 für alle Spotgrößen eingehalten werden kann. Besonders zu erwähnen ist hierbei der SRR-Fall. Bei diesem ersten Experiment an FLUTE (siehe Abschnitt 3.3) ist eine besonders kleine Ausdehnung des Elektronenpakets erforderlich, was wiederum für den Laserstrahl bedeutet, dass dieser um einen Faktor 400 kleiner sein muss als im normalen „low charge“ Betrieb. Dies stellt eine besondere Herausforderung an den Lasertransport dar, da hierfür erforderlich ist, die Strahlgröße um drei Größenordnungen zu reduzieren. Für die Simulation des Lasertransports wurde angenommen, dass die Erzeugung des UV-Laserstrahls im Laserlabor stattfindet und der Strahl von dort aus rund 30 m zur Photokathode transportiert werden muss. Zugleich wurde die Transportoptik auf den Transport des infraroten Lasers bei 800nm geprüft, da diese Wellenlänge auch für das SRR-Experiment am Beschleuniger benötigt wird. In Abschnitt 4.2 werden die Ergebnisse für ein solches Transportsystem dargestellt.

4.2. Simulationsergebnisse des Lasertransportes

Wie in Unterabschnitt 2.2.3 beschrieben ist für einen Lasertransport über eine längere Strecke und mehrere Elemente gerade bei hohen Pulsleistungen ein Abbildungssystem (Engl. „image relay“) sehr wichtig. Denn damit kann der negative Einfluss des langen Transportweges auf das Laserprofil und dessen Qualität auf der Kathode minimiert werden. Dafür ist der Aufbau von Linsenpaaren, die die Abbildungsbedingung Gleichung 2.27 erfüllen, notwendig. Für eine Abbildung mit einer einzelnen Linse gilt hingegen Gleichung 2.25. Ebenfalls ist zu beachten, dass durch die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex die Fokallänge der Linsen für unterschiedliche Wellenlängen verschiedene Werte annimmt und die Abbildungsbedingung somit streng genommen nur für eine einzelne Wellenlänge erfüllt werden kann. Achromatische Linsen, die aus zwei mit einem optischen Zement verbundenen Linsen aus verschiedenem Material bestehen um solche chromatische Effekte zu minimieren, sind für gepulste UV-Strahlen nicht erhältlich. Außerdem wurde für die Simulation angenommen, dass die Erzeugung des UV-Laserstrahls im Laserla-

bor stattfindet und dieser von dort zur Photokathode transportiert werden muss. Da die Qualität dieses Laserstrahls äußerst wichtig für die Erzeugung der Elektronenpakete ist, wurde die Transportoptik für die Simulationen auf $\lambda = 266 \text{ nm}$ optimiert. Die Fokallängen wurden über Gleichung 2.28 für diese Wellenlänge berechnet. Der Brechungsindex des Linsenmaterials und der Radius der Oberflächen wurde von auf dem Markt erhältlichen Linsen entnommen. Für eine Linse, die mit einer Fokallänge von 5000 mm angeboten wird, wurde für eine Wellenlänge von 266 nm so eine Fokallänge von 5153,3 mm berechnet. Für mögliche weitere Anwendungen des infraroten Laserstrahls wurde dessen Transport mit der erstellten Optik ebenfalls untersucht. Die Positionierungsfreiheit der Linsen wird durch Hindernisse, die sich auf dem Weg des Laserstrahls befinden, eingeschränkt. So sind zum Beispiel die Wanddurchführungen zwischen den verschiedenen Räumen nicht zugänglich für Einstellungen an den Optiken und mussten bei der Platzierung der Linsen des Lasertransportes vermieden werden. In Abbildung 4.2 ist der Weg des Laserstrahls mit eingezeichneten Positionen der Linsen und Spiegel schematisch dargestellt.

Um die Größe des Laserspots auf der Photokathode flexibel anpassen zu können, wurde eine größenverstellbare Apertur im Laserlabor positioniert. Diese wurde als Startpunkt für den Lasertransport definiert und wird in der Simulation als „Stop“ bezeichnet. Der Start des UV-Laserstrahls liegt 2300 mm vor der Apertur, um für die Umleitung auf dem optischen Tisch ausreichend Weglänge zur Verfügung zu haben. Für das erste Linsenpaar L_1/L_2 wurden konvexe Linsen mit einer Fokallänge von jeweils $f_{1/2} = 5153,3 \text{ mm}$ genutzt. Das bedeutet, dass für eine 1:1 Abbildung nach der Abbildungsbedingung Gleichung 2.27 zwischen diesen Linsen $f_1 + f_2 = 2f_1 = 10306,6 \text{ mm}$ freier Strahlweg vorhanden sein muss. Die erste Linse L_1 wurde auf dem optischen Tisch $d_1 = 642,1 \text{ mm}$ nach der Apertur platziert. Somit kann Linse L_2 10306,6 mm entfernt platziert werden. Da durch die Vergrößerung von $m = 1$ vor und nach dem Linsenpaar in Summe eine Strecke von $d_1 + d_2 = 10306,6 \text{ mm}$ zurückgelegt werden muss, wird die Abbildung von der Apertur im Laserlabor in einer etwa 20 Meter entfernten Ebene in der Beschleunigerhalle erzeugt. In Abbildung 4.2 wird diese Position mit „Abbild 1“ bezeichnet. Diese Abbildung befindet sich $d_2 = 9660,1 \text{ mm}$ von L_2 entfernt. Dieser große Abstand ist möglich, da d_1 im Gegensatz sehr klein gewählt wurde. Für den weiteren Weg wurde ein weiteres Linsenpaar mit $m = 1$ ausgewählt. Die Strecke, die von „Abbild 1“ zum optischen Tisch bei der Photokathode zurückgelegt werden muss, beträgt mindestens 6600 mm. Mit der Wahl von $f_{3/4} = 2061,7 \text{ mm}$ kann bei gleichmäßiger Verteilung der äußeren Abstände d_3 und d_4 eine Strecke von 6191,5 mm überbrückt werden. Durch die Änderung der äußeren Abstände zu $d_3 = 3000 \text{ mm}$ und $d_4 = 1123,4 \text{ mm}$ wird die Platzierung der Linse L_4 auf dem optischen Tisch erreicht. Dieses System erzeugt eine Abbildung („Abbild 2“) auf dem optischen Tisch an der Kathode. Das Transportsystem ist bis zur Abbildung des zweiten Systems für alle im vorherigen Teil vorgestellten Betriebseinstellungen identisch. Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich zwischen den zwei vorhandenen Wellenlängen von 800 nm und 266 nm beim Transport von der Apertur im Laserlabor zur Ebene „Abbild 2“. Hierbei wird das transversale Profil des Laserspots dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass die Lasertransportoptik für den UV-Laserstrahl optimiert wurde, da nur hier die Abbildung scharfe Kanten zeigt während für den 800 nm Laserstrahl die Kanten der zur Verdeutlichung verwendeten Quadrate aufgrund chromatischer Aberrationen etwas verwaschen sind. Trotzdem kann man in beiden Fällen die Form der Apertur noch gut erkennen.

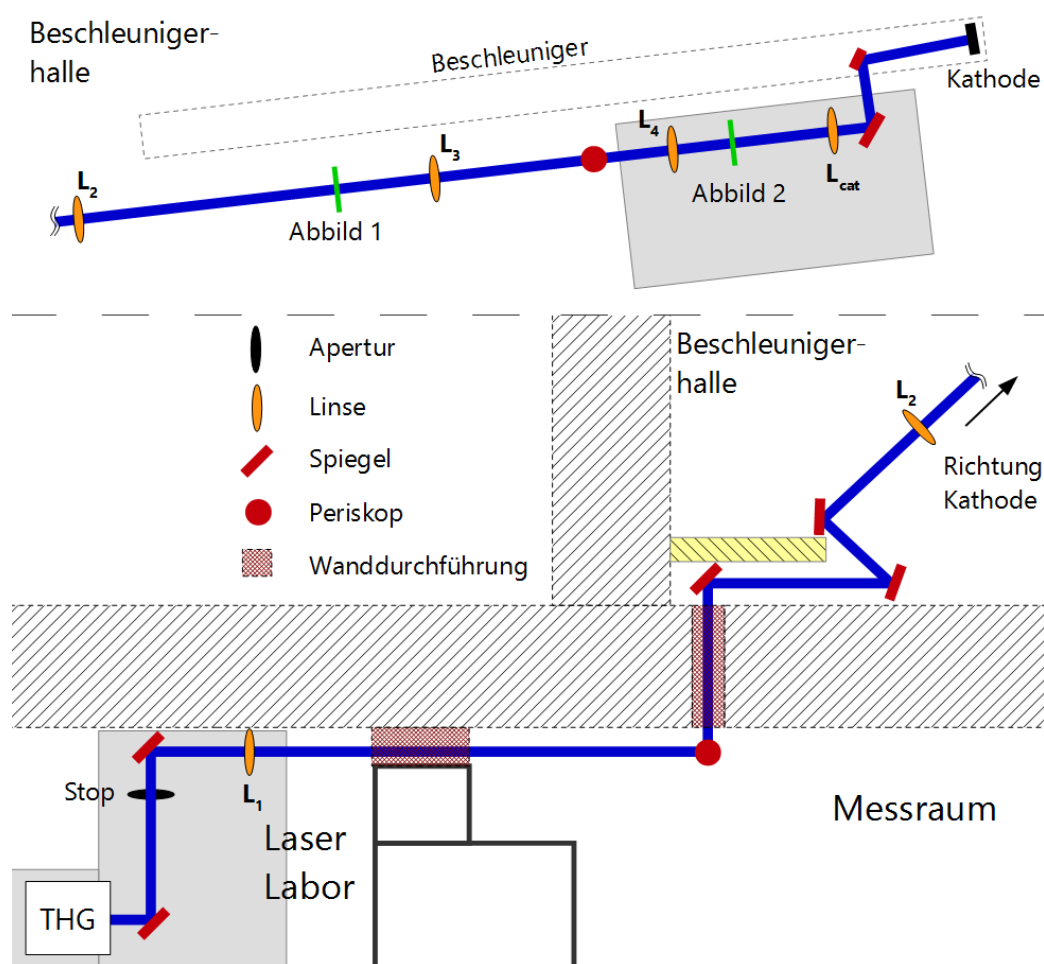


Abbildung 4.2.: Transportstrecke von Laserlabor zu Photokathode: Die Graphik zeigt den Transport des Lasers aus dem Laserlabor (unten links) zur Photokathode (oben rechts). Zur besseren Darstellung des Transportweges ist dieser in zwei Teile geteilt, mit dem Schnittpunkt bei der Linse L_2 . Die grau schraffierten Bereiche stellen die Betonwand der Beschleunigerhalle dar. Nach der zweiten Wanddurchführung wird der Laserstrahl in einer Schikane um eine Strahlenschutzmauer geführt. Diese ist gelb schraffiert eingezeichnet. Die beiden Periskope dienen zur Höhenanpassung. Im ersten wird der Laserstrahl auf Bodenhöhe abgesenkt und durch das zweite Periskop wieder zurück auf die Höhe des optischen Tisches gehoben. Die Größenverhältnisse sind nicht maßstabsgetreu dargestellt.

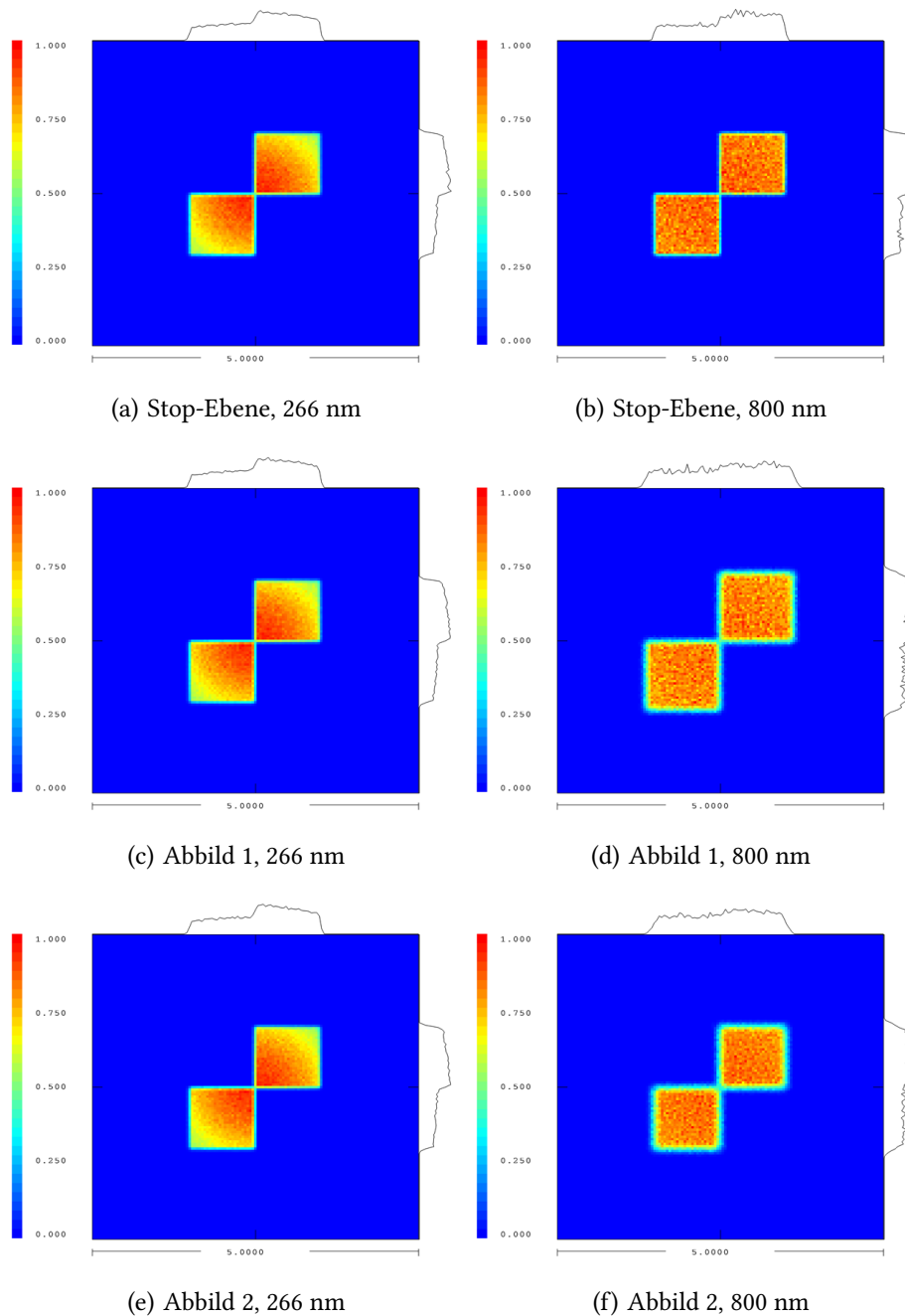


Abbildung 4.3.: Vergleich des Transport von 266 nm und 800 nm: Die Ergebnisse der Simulation an drei verschiedenen Ebenen mit der Fläche von jeweils $5 \times 5 \text{ mm}^2$. An der Stop-Ebene wird die Form der Strahlen definiert. Hier wurde zur Verdeutlichung eine Apertur in Form zweier versetzter Quadrate gewählt. Da der Durchmesser des 800 nm Laserstrahls deutlich größer als der des 266 nm Strahls ist, wird von der Apertur mehr abgeschnitten. Dies kann an der in (b) sichtbaren quasi gleichbleibenden Intensität erkannt werden. In (a) verringert sich diese zum äußeren Rand hin. Durch das Einhalten der Abbildungsbedingung zeigen die Bilder (c) und (e) eine saubere Abbildung mit scharf definierten Kanten. Dies gilt nicht für den 800 nm Laserstrahl. Die Ergebnisse in den Ebenen (d,f) zeigen erkennbare Aufweichungen der Kanten im Vergleich zu (b). Die kleine Divergenz des Laserstrahls bewirkt dabei, dass trotzdem in beiden Fällen die speziell eingestellte Form der Apertur noch deutlich zu erkennen ist.

Tabelle 4.3.: Einstellungen für verschiedene Laserspotgrößen: Die aus der Simulation bestimmten Einstellungen der Apertur sind für die verschiedenen Spotgrößen auf der Photokathode nötig.

Betrieb	Spotgröße auf Kathode	Durchmesser der Apertur
„low charge“	2 mm	1,02 mm
„super high charge“	5,3 mm	2,7 mm
SRR	ca. 0,005 mm	< 1 mm

Im Anschluss an die beiden Abbildungssysteme mit zwei Linsen wurde für den weiteren Transport auf die Photokathode ein System mit einer Linse eingefügt. Diese konvexe Linse L_{cat} hat eine Fokallänge von 515,3 mm und bildet „Abbild 2“ über Gleichung 2.25 auf die Photokathode ab. Dabei wurde die Position dieser Linse so gewählt, dass eine Vergrößerung von $m = 2$ erreicht wird. Obwohl die Strecke zur Photokathode vom Rand des optischen Tisches 939,9 mm beträgt, kann eine Abbildung auf der Kathode erzeugt werden. Über Gleichung 2.26 kann der Abstand zwischen Linse und Kathode zu 1545,9 mm für die gewünschte Vergrößerung bestimmt werden. Diese Erhöhung des Strahldurchmessers ist nötig, da für die höchsten Ladungen am Beschleuniger eine Spotgröße von 5,3 mm (FWHM) geplant ist und der Durchmesser des 266 nm Laserstrahls bei der Erzeugung eine Größe von nur 2,8 mm (FWHM) besitzt. Die benötigten Einstellungen der Apertur für die bereits erwähnten Fälle sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Nur so ist ein Transportsystem mit festen Positionen der Elemente möglich, bei dem die Abbildungsbedingung immer eingehalten werden kann. Die benötigte Einstellung für den speziellen SRR-Fall ist ebenfalls in der Tabelle zu finden, wobei die entsprechende Spotgröße in diesem Fall nicht durch das einfache Auf- bzw. Zufahren der Apertur, sondern nur durch einen Umbau der bisher beschriebenen Transportoptik erreicht werden kann. Die kleinste erreichbare Spotgröße eines gauß'schen Strahls ist nach Gleichung 2.16 durch dessen Wellenlänge und Divergenz begrenzt. Durch Hinzufügen einer fokussierenden Linse in den Strahl wird die Divergenz erhöht und der minimale Strahldurchmesser verringert. Die Stärke der Fokussierung und somit die minimale Größe des Strahldurchmessers hängt dabei von der Fokallänge der Linse und den Parametern des Strahls unmittelbar vor der Linse ab. Eine Linse mit kurzer Fokallänge fokussiert den Strahl dabei stärker als eine Linse mit längerer Fokallänge. Die Strahlparameter vor einer Linse beeinflussen deren Fokussierung so, dass ein Strahl mit kleiner Divergenz stärker fokussiert wird als ein Strahl mit höherer Divergenz vor der Linse. Die Simulationen mit den verwendeten Strahlparametern haben dabei gezeigt, dass alleine durch eine Anpassung der letzten Linse L_{cat} , die gewünschte Spotgröße für den SRR-Fall nicht erreicht werden kann. Hierbei ist wichtig, dass die Fokallänge der Linse größer als $f = 940$ mm sein muss, was durch den Abstand der Kathode zum Vakuumfenster gegeben ist. Bei kleineren Fokallängen müsste die Linse sonst in das Vakuumsystem eingebaut werden, was technisch sehr aufwendig wäre. Durch die zuvor erwähnte Limitierung durch das Strahl-Parameter-Produkt (Gleichung 2.16), ist der somit erreichbare kleinste Durchmesser des Laserstrahls bei diesem System deutlich größer als der gewünschte von $5 \mu\text{m}$. Auch der Versuch ein Abbildungssystem für den SRR-Fall zu konstruieren, das mit einem konvexen

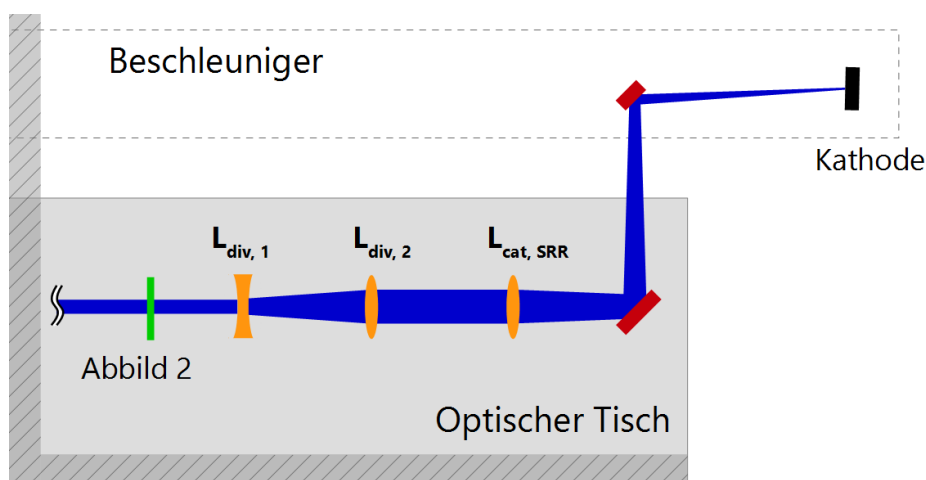


Abbildung 4.4.: Spezialoptik für das SRR-Experiment: Das erste Linsenpaar aus konkaver und konvexer Linse ($L_{div,1/2}$) vergrößert den Laserstrahldurchmesser, um gleichzeitig die Divergenz zu verringern. So wird der Fokus der Linse $L_{cat,SRR}$ auf der Kathode möglichst klein. Die Darstellung ist nicht maßstabsgetreu.

Linsenpaar von der Ebene “Abbild 2” auf die Kathode abbildet, wurde verworfen. Mit einem System mit zwei Linsen ist zwar eine Verkleinerung des Laserstrahls möglich, die danach sehr stark erhöhte Divergenz dieses Strahls verhindert jedoch eine Abbildung auf der Photokathode.

In Abbildung 4.4 ist der Kompromiss für die erstellte Transportoptik für den SRR-Fall dargestellt. Das Transportsystem zur Bildebene 2 ist dabei identisch mit dem zuvor beschriebenen System. Um die Limitierung der Divergenz zu umgehen wurde ein zusätzliches Zwei-Linsen-System eingefügt. Dieses System, bestehend aus einer konkaven $L_{div,1}$ und einer konvexen Linse $L_{div,2}$, verringert die Divergenz des Laserstrahls und ermöglicht durch die konkave Linse eine große Strahlaufweitung innerhalb einer kurzen Strecke, ohne dabei einen starken Fokus zu erzeugen, wie dies bei einem vergleichbar langen System aus zwei konvexen Linsen der Fall wäre. Zur Fokussierung des Laserstrahls auf die Photokathode wurde im Anschluss die Linse $L_{cat,SRR}$ eingefügt. Mit einer Fokallänge von $f = 1031$ mm wurde die Linse 1028,4 mm vor der Kathode positioniert, um den Fokus auf bzw. in der Nähe der Kathodenoberfläche zu erhalten. In diesem speziellen Fall wurde auf eine Abbildung auf die Photokathode verzichtet, da wie zuvor beschrieben ein zusätzlicher Strahlweg von über 100 Metern benötigt würde. Die Simulation mit OpTaliX hat gezeigt, dass durch dieses Transportsystem Spotgrößen von $5,5 \mu\text{m}$ erreichbar sind. Dabei hat die Einstellung der Apertur wenig Einfluss auf die Größe des Laserspots, da die Größe durch die Fokussierung gegeben ist. Jedoch werden die Ränder des Spot bei kleinerer Apertur klarer definiert. Für die Simulation wurde für die Apertur im Laserlabor ein Durchmesser von 0,5 mm genutzt. In Tabelle 4.4 sind die Positionen der verwendeten Linsen relativ zur Apertur im Laserlabor aufgelistet.

Tabelle 4.4.: Position und Fokallängen der Transportlinsen: Aufgelistet sind die Positionen der benötigten Linsen für die simulierte Transportoptik.

Bezeichnung	Position nach Apertur	Fokallänge bei 266 nm
L_1	0,642 m	5153 mm
L_2	10,951 m	5153 mm
L_3	23,617 m	2062 mm
L_4	27,747 m	2062 mm
L_{cat}	29,650 m	515 mm
$L_{div,1}$ (SRR)	29,907 m	-77,2 mm
$L_{div,2}$ (SRR)	30,863 m	1031 mm
L_{cat} (SRR)	31,370 m	1031 mm

4.3. Analyse der simulierten Lasertransportsysteme

Beim späteren Aufbau des Transportsystems ist eine Platzierung der Linsen mit einer Genauigkeit im sub-millimeter Bereich schwierig. Inwiefern sich Abweichungen von den zuvor bestimmten Positionen auf die Eigenschaften des Laserspots auswirken, wurde für eine 2 mm Spotgröße simuliert. In Tabelle 4.5 ist die Veränderung der Spotgröße bei Abweichungen in der Position einzelner und von Kombinationen von Linsen aufgetragen. Die Simulation wurde mit einer Genauigkeit von 0,02 mm durchgeführt, dies entspricht einem Prozent der Spotgröße.

Mit der abgeschätzten Positionsgenauigkeit beträgt die maximale Erhöhung der Spotgröße 10 %. In diesem Fall ist im ersten Linsenspaar $L_{1/2}$ der Abstand der Linsen zueinander um 100 mm verringert. Der Abstand im zweiten Linsenspaar $L_{3/4}$ hingegen um 100 mm erhöht. Ausschlaggebend für die starke Änderung des Spotdurchmessers ist jedoch die Position der letzten Linse L_{cat} . Für diesen Fall wurde die Linse um 50 mm weiter von der Kathode entfernt positioniert. Die Simulationen haben gezeigt, dass die Spotgröße vor allem durch die Position von L_{cat} bestimmt ist, da diese für die Vergrößerung auf die Kathode zuständig ist. Die maximale Verkleinerung wurde auf 8 % bestimmt. In diesem Fall sind die Positionsabweichungen gerade umgekehrt als beim vergrößerten Spotdurchmesser. Da sich die möglichen Abweichungen des Spotdurchmessers im niedrigen Prozentbereich befinden, können diese durch Ändern des Aperturdurchmessers korrigiert werden. Die Simulationen haben außerdem gezeigt, dass die Linsenspaare (L_1/L_2 und L_3/L_4) für eine gleichartige Veränderung der Linsenposition eine äquivalente Änderung der Spotgröße zur Folge hat. So verringert sich z. B. bei der Verschiebung der hinteren Linsen in einem Paar (L_2 und L_4) um 50 mm zur Kathode die Spotgröße um jeweils 1 %.

Die Abbildungen zeigen in allen Fällen die scharfe Kante der Apertur. Nur der Durchmesser der Laserspots variiert durch die minimale Verschiebung der Linsen. Einige dieser Simulationsergebnisse sind im Anhang beigefügt. Durch das Schneiden des Laserstrahls mit der Apertur wird neben der Größe der Spots auch das transversale Intensitätsprofil verändert. Dabei werden die Randbereiche des Gaußprofils entfernt und der transmittierte Anteil kann als Flat-Top angenähert werden. Dies hat für die Erzeugung der Elektronenpakete vorteilhafte Eigenschaften. Jedoch wird die Gesamtenergie des Laserpulses durch

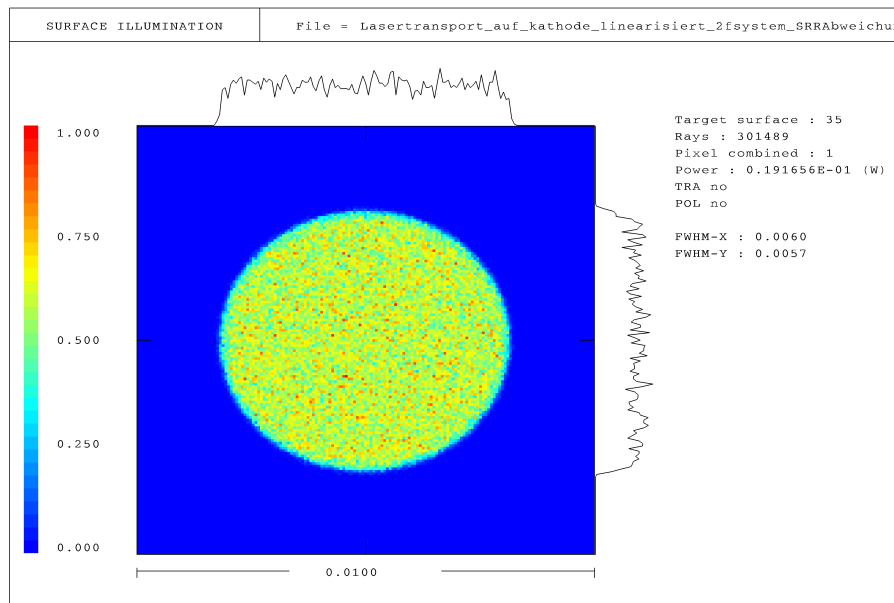
Tabelle 4.5.: Abweichung der Spotgröße durch Positionierungsungenauigkeiten: Dargestellt sind einige Ergebnisse aus der Simulation, die eingestellten Positionsabweichungen für die Linsen und die daraus resultierenden Spotgrößen. Die maximalen Änderungen der Spotgröße wurden durch die Positionen der beiden letzten Einträge gefunden.

Abweichung zur Sollposition in mm					Abweichung der Spotgröße in %
L_1	L_2	L_3	L_4	L_{cat}	
je eine Linse ± 50					$L_{1/3} : \pm 1 / L_{2/4} : \mp 1$
0	0	0	0	± 50	∓ 5
± 50	∓ 50	0	0	0	± 2
0	0	∓ 50	± 50	0	± 3
± 50	∓ 50	∓ 50	± 50	0	± 4
+50	-50	-50	+50	-50	+10
-50	+50	+50	-50	+50	-8

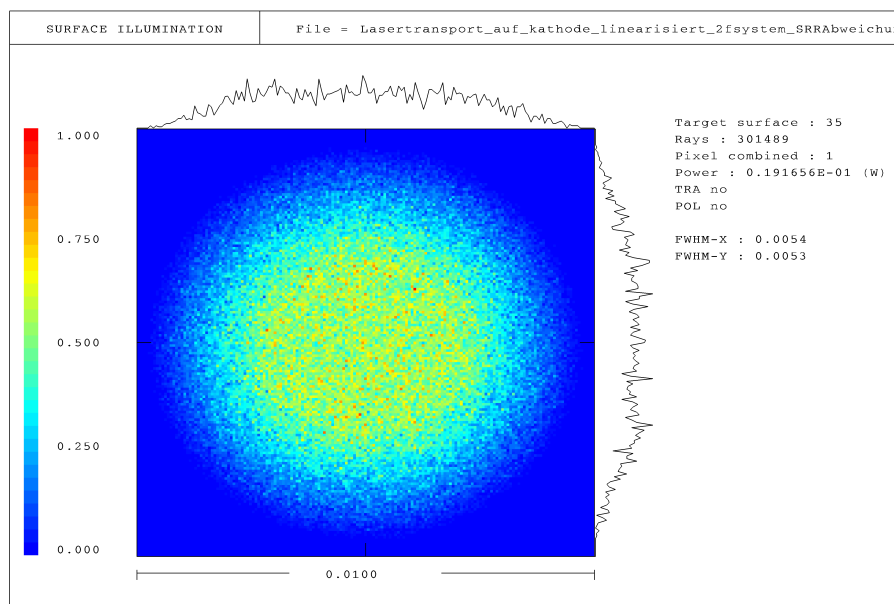
das Abschneiden verringert. So kommt bei einem Aperturdurchmesser von 1,02 mm noch etwa 7,7 % der Gesamtenergie an der Photokathode an. Dies muss bei der Einstellung der Laserstärke beachtet werden.

Die SRR-Transportoptik wurde ebenfalls auf die geforderte Positionsgenauigkeit überprüft, da eine möglichst kleine Spotgröße ermöglicht werden sollte. Hierfür wurde die Position der Optiken verändert, bis die Spotgröße auf maximal 10 μm angestiegen war. Dabei wurden nur die drei Linsen untersucht, die speziell für das SRR-Experiment aufgebaut werden.

Wie aus Abbildung 4.5 zu erkennen ist, hat sich herausgestellt, dass der reine FWHM-Durchmesser alleine kein gutes Kriterium für die Strahlqualität auf der Kathode ist. Da sich das Profil des Spots verändert, verringert sich der FWHM-Durchmesser marginal, aber die insgesamt beleuchtete Fläche auf der Kathode vergrößert sich aufgrund weicherer Kantenübergänge. Zur Bestimmung der nötigen Positionsgenauigkeit wurde ein mathematisches Analyseverfahren des Programms OpTaliX verwendet. Dieses berechnet die Parameter eines Laserstrahls (ω_0, θ, z_r) an den Oberflächen des Transportsystems, sowie die Größe an den Positionen der Flächen. Die nötigen Eingaben sind der Laserstrahldurchmesser ω_0 und die Qualität M^2 bei der Erzeugung. Bei dieser Berechnung wird der Einfluss der Apertur nicht mit einbezogen. Die Größe eines Laserstrahls im Fokuspunkt einer Linse wird durch eine Apertur jedoch nicht verändert. Da bei der SRR-Optik der Fokuspunkt auf der Kathode liegt, kann dieses Verfahren zur Analyse verwendet werden. Die nötige Positionsgenauigkeit der drei Linsen konnte so jeweils auf $\pm 0,1$ mm bestimmt werden. Die Empfindlichkeit der SRR-Optik liegt an dem großen Fokussierwinkel der letzten Linse. Dies ist für den kleinen Durchmesser im Fokuspunkt auf der Kathode nötig, bedeutet jedoch, dass sich der Strahldurchmesser bei Abweichung vom Fokus sehr schnell ändert. Durch die ersten beiden Linsen der SRR-Optik wird die Divergenz des Laserstrahls angepasst. Diese bestimmt den erreichbaren kleinsten Durchmesser durch die letzte Linse. Die Position dieser Linsen ist deshalb ebenfalls entscheidend. Dies muss beim Aufbau und der Justierung besonders beachtet werden.



(a) optimaler Aufbau



(b) 0,5 mm Abweichung bei $L_{div,1}$

Abbildung 4.5.: Profilländerung am Fokuspunkt der SRR-Optik: Die beiden Bilder zeigen den simulierten Laserspot auf der Kathode für die Verwendung der SRR-Optik. Die beleuchtete Fläche ist in beiden Fällen $0,01 \times 0,01 \text{ mm}^2$. Im oberen Bild sind die Linsen an den optimierten Positionen aufgestellt. Der Spot ist klar abgegrenzt und besitzt ein Flat-Top-Profil. Für das untere Bild wurde die erste Linse der SRR-Optik um 0,5 mm von der idealen Position verschoben. Das Resultat für den FWHM-Durchmesser ist zwar kleiner ($5,4 \mu\text{m}$) als das für den idealen Fall ($6 \mu\text{m}$), aber die beleuchtete Fläche ist durch den weicheren Kantenübergang erkennbar größer. Die Position dieser ersten Linse ist also kritisch für ein gutes Flat-Top Profil. Die leichte Elliptizität der Spots wird durch den unterschiedlichen Wert von M^2 in horizontaler und vertikaler Richtung verursacht.

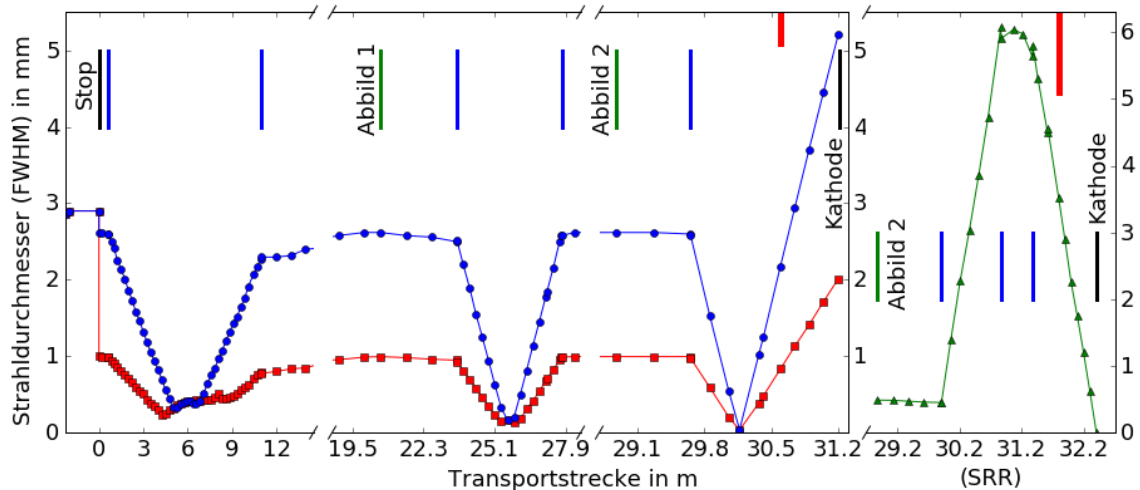


Abbildung 4.6.: Verlauf des Strahldurchmessers beim Transport: Der resultierende Durchmesser an verschiedenen Punkten entlang der Transportstrecke ist für die „low charge“ (rot) und „super high charge“ (blau) Einstellung dargestellt. Zur Verdeutlichung wurden die Punkte verbunden. Die Position der Linsen ist durch die blauen, vertikalen Striche angedeutet, ebenso die Position der Abbildungsebenen der Linsensysteme in grün. Rechts ist der Durchmesserlauf der SRR-Optik zu sehen. Die benötigte Strecke zwischen der zweiten Abbildung und der Kathode ist für dieses System länger, weshalb sich hier die Kathode erst etwa 32,5 m nach der Apertur befindet. Mit den roten Markierungen am oberen Rand wird die $4,6\omega$ -Grenze der Apertur des letzten Spiegels vor der Kathode (schwarzer Strich) dargestellt. Die Grenzen der anderen Spiegel und Linsen sind deutlich größer und deshalb nicht eingezeichnet. Der Verlauf der roten Quadrate innerhalb des ersten Linsensystems weicht deutlich von der erwarteten Form ab, wie diese z. B. bei den blauen Punkten zu sehen ist. Dies wird durch die Simulation verursacht (siehe Text). Man kann erkennen, dass überall die Aperturen über der $4,6\omega$ -Grenze liegen, so dass nur mit minimalen Beugungseffekten zu rechnen ist.

Für den Transport von Laserstrahlen müssen Beugungseffekte beachtet werden. Diese entstehen z. B. durch das Abschneiden des Intensitätsprofils durch eine Apertur. Um den Einfluss dieser Effekte zu minimieren, muss die Wahl der Optikgrößen an die Größe des Laserstrahls angepasst werden. Wie in Unterabschnitt 2.2.1 beschrieben, ist eine Mindestgröße der Aperturen von $4,6\omega$ erforderlich, um die beugungsbedingten Intensitätsschwankungen auf dem Profil auf $< 1\%$ zu begrenzen. In Abbildung 4.6 ist der Verlauf des Laserstrahldurchmessers durch die beiden erstellten Transportoptiken dargestellt. Die Durchmesseränderung ist für die SRR-Optik nur ab „Abbild 2“ dargestellt, da sich die Optik erst nach dieser Ebene von der ersten unterscheidet. Im Graphen sind die Positionen der Linsen eingezeichnet, sowie die Apertur am Anfang („Stop“) und die Kathode. Für die Linsen und Spiegel soll ein Durchmesser von 2 Zoll verwendet werden, dies entspricht 50,8 mm. Hieraus lässt sich mit der zuvor beschriebenen Bedingung der größtmögliche Laserstrahldurchmesser bestimmen. Die Grenze für Spiegel mit (fast) senkrechtem Einfall, bzw. Linsen beträgt 13 mm (FWHM). Wie am Anfang des Kapitels erwähnt, ändert sich die

effektive Größe der Spiegel über den Winkel zur Strahlrichtung. Über die Spiegel können deshalb Strahlen bis zu einem Durchmesser von 9,2 mm (FWHM) transportiert werden. Unterabschnitt 2.2.1 zeigt, dass diese Grenzen für den gesamten Bereich nicht überschritten werden. Vor der Kathode wird ein kleinerer Spiegel verwendet, um den Laserstrahl auf die Kathode zu leiten. Dies ist ein rechteckiger Spiegel mit den Maßen 28x24 mm. Durch die Drehung wird die längere Seite verkürzt, so dass die Größe effektiv 19,8x24 mm ist. Die Grenze dieser Fläche liegt bei 5,1 mm (FWHM) für den Strahldurchmesser und ist somit die effektiv kleinste Optik. Dieser Wert wird im Verlauf des Transports von der SRR-Optik zwar überschritten, aber durch die fokussierende Linse wird der Strahldurchmesser vor der Position des Spiegels wieder kleiner, so dass der Laserstrahl durch diesen nicht beeinflusst wird. Mit einer Einstellung von 0,5 mm an der Apertur ergibt die Simulation einen Strahldurchmesser von 3,5 mm (FWHM) auf diesem in-vakuum Spiegel.

Die Differenz zwischen den 2-Zoll Optiken und den simulierten Strahldurchmessern ist für den Aufbau der Transportoptik von Vorteil. Der Laserstrahl muss nicht exakt auf die Mitte der Spiegel justiert werden, da die Grenze von $4,6\omega$ auch ohne exakte Zentrierung erfüllt ist. Bei der „super high charge“ Einstellung gilt dies bis zu einem Versatz von mindestens 12 mm von der Mitte. Die Simulation des 800 nm Laserstrahls durch die Transportoptik ergab zudem, dass sämtliche Optiken groß genug sind, um den Laserstrahl ohne Beugungseffekte zum optischen Tisch zu transportieren.

Die vorgestellten Transportsysteme sind in der Lage den Laserstrahl aus dem Laserlabor zur Photokathode zu transportieren. Die erforderlichen Spotgrößen für die verschiedenen Betriebseinstellungen werden durch die Anpassung der Aperturgröße im Laserlabor ermöglicht. Durch die spezielle SRR-Optik kann eine Größe von ca. $6\ \mu\text{m}$ (FWHM) erzeugt werden. Dies weicht nur wenig von der angestrebten Größe von $5\ \mu\text{m}$ ab. Jedoch sind diese Simulationen von den Parametern des Laserstrahls wie Durchmesser und Divergenz abhängig. Durch die Variation dieser Werte konnten auch Spotgrößen kleiner als $5\ \mu\text{m}$ simuliert werden. Dementsprechend ist es nötig, die Angaben vom Datenblatt bzw. Messprotokoll des Herstellers zu überprüfen, um die Lasertransportsimulation zu verfeinern. Die Erstellung einer Messroutine für die verschiedenen Laserparameter an FLUTE wird im nächsten Kapitel beschrieben.

5. Messungen der Laserstrahlparameter

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, ist die Kenntnis des Durchmessers und der Divergenz des Lasers entscheidend für die Optimierung des Lasertransports. Um diese Parameter zu bestimmen, sind zusätzliche Messungen notwendig. In diesem Kapitel wird der Messaufbau beschrieben, der für die vorhandenen Laserausgänge bei FLUTE verwendet wurde.

5.1. Aufbau der Strahlparametermessung

Für die Messung des transversalen Laserstrahldurchmessers d_0 werden mehrere Methoden verwendet [36]. Die Divergenz θ ergibt sich durch die Messung an verschiedenen Positionen entlang des Laserstrahls, da diese die Änderung des Laserdurchmessers beschreibt. Die Bestimmung des Laserdurchmessers kann dabei z.B. über eine CCD-Kamera durchgeführt werden. Dabei wird die Kamera senkrecht in den Strahlengang eingesetzt, um die Größe des Laserstrahls durch die beleuchtete Fläche des Detektors zu bestimmen. Für die Messung sind jedoch einige Dinge zu beachten. Die CCD-Kamera muss für die Wellenlänge des Laserstrahls sensitiv sein. Außerdem muss die Detektorfläche groß genug sein, so dass der Strahldurchmesser aufgenommen werden kann. Die Pixelgröße ist ebenfalls limitierend für die Genauigkeit. Dies gilt besonders bei kleinen Laserdurchmessern, bei denen nur wenige Pixel beleuchtet werden. Ein Wert für den Laserdurchmesser bei den Grenzen $1/e^2$ kann durch die Anpassung einer zwei-dimensionalen Gaußfunktion an die Intensität des gemessenen Spots erhalten werden. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass die Kamera nicht übersättigt wird, da sonst das Maximum der Gaußfunktion nicht korrekt angepasst werden kann und so zu fehlerhaften Ergebnissen führt.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, mit einer Blende mit kleinem Durchmesser, einem sogenannten Pinhole, durch den Laserstrahl zu fahren. Durch die Position des Pinholes im Laserstrahl ist der messbare Anteil der Strahlintensität gegeben. Nach einer Durchfahrt durch einen gaußförmigen Strahl wird so eine Gaußkurve aufgezeichnet, woraus der Strahldurchmesser direkt bestimmbar ist. Dabei ist wichtig, dass das Pinhole den Laserstrahl in der Mitte durchfährt. Andernfalls würde das Ergebnis der Messung nicht den korrekten Durchmesser beschreiben. Außerdem ist bei dieser Messmethode zu beachten, dass das Pinhole deutlich kleiner als der Laserdurchmesser ist. Bei einem zu großen Pinhole wird ein großer Teil des Laserstrahls von der Blende durchgelassen und die Intensität auf dem Detektor summiert sich über diesen Bereich. Das sich ergebende Signal entspricht in diesem Fall nicht mehr einer Gaußkurve. Bei einem Durchgang wird bei dieser Methode eine gerade Linie in der x-y-Ebene des Laserdurchmessers vermessen. Ein gesamtes Abbild wie durch die Messung mittels Kamera kann durch ein zweidimensionales Abrastern des Laserstrahls in parallelen Linien erzeugt werden, was aber sehr langwierig ist.

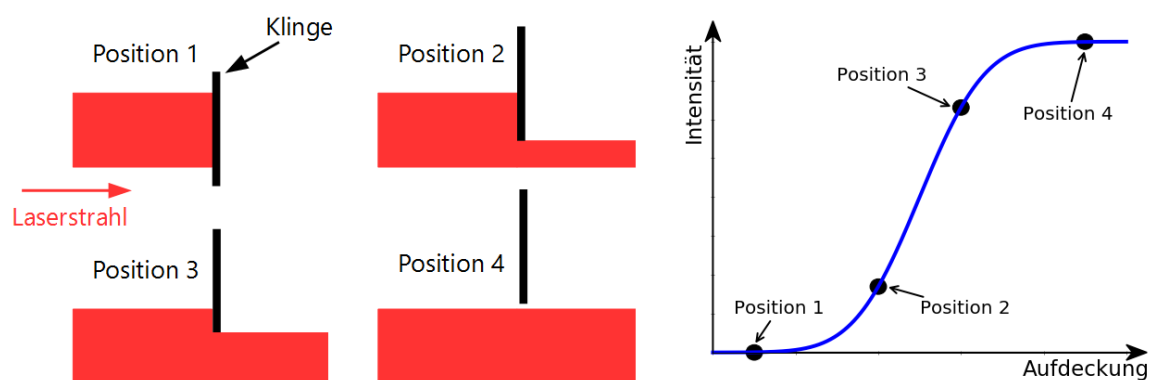


Abbildung 5.1.: Funktionsweise der Knife-Edge-Messung: Durch das Schrittweise aufdecken des Laserstrahls, wird die Intensität auf einem Detektor erhöht. Bei einem gaußförmigen Strahlprofil ergibt sich der rechts dargestellte Verlauf der Fehlerfunktion. Links ist die Abdeckung eines Laserstrahls (rot) durch eine Klinge schematisch dargestellt. Die vier Positionen ergeben die entsprechenden Punkte im Schaubild.

Die dritte Möglichkeit verwendet eine ähnliche Methode wie die Messung über ein Pinhole. Bei der sogenannten Knife-Edge-Methode wird eine scharfe Kante durch den Laserstrahl gefahren. Hierbei wird schrittweise die Intensitätsänderung zwischen keiner Abdeckung und vollständiger Abdeckung des Strahls aufgezeichnet. Als Resultat wird das Integral der Laserintensität gemessen. Dies ist in Abbildung 5.1 illustriert. Bei dieser Messmethode ist Folgendes zu beachten: der verwendete Detektor wird über einen größeren Intensitätsbereich genutzt, da die Intensität schrittweise zwischen 0 und 100 % des gesamten Laserstrahls variiert. Für diesen Intensitätsbereich muss sich der Signalanstieg des Detektors linear verhalten. Der Laserdurchmesser ist bei dieser Methode durch die Analyse des gemessenen Integrals zu erhalten, wobei die verschiedenen Messpunkte durch unterschiedliche Positionen der Klinge im Strahldurchmesser gegeben sind. Bei unterschiedlichen Größen des zu bestimmenden Laserstrahls ist der Abstand zwischen zwei benachbarten Messpositionen anzupassen. Diese Schrittweite kann leicht durch einen entsprechenden Aufbau eingestellt werden.

Von den vorgestellten Messmethoden bietet die Knife-Edge-Methode einen schnellen Zugang und ermöglicht, im Vergleich mit den anderen Methoden, einen universalen Messaufbau. Im Gegensatz zur Messung mit einer CCD-Kamera können Detektoren verwendet werden, die in einem großen Wellenlängenbereich sensitiv sind. Außerdem kann für alle Laserstrahlgrößen die gleiche Klinge verwendet werden, solange die Intensität von 0 auf 100 % verändert werden kann. Lediglich die Auswertung der Messdaten benötigt im Vergleich zu den anderen Methoden mehrere Schritte. Ein Nachteil dieser Messmethode ist, dass durch die Integration der Strahlintensität das exakte transversale Strahlprofil nicht rekonstruiert werden kann. Eventuelle starke Abweichungen von gaußförmigen Laserstrahlen sind bei dieser Methode schwer zu bestimmen. Da die bei FLUTE verwendeten Laser näherungsweise gaußförmig und von guter Qualität M^2 sein sollten, ist der Informationsverlust bedingt durch die Flexibilität der Messmethode hinnehmbar. Bei der

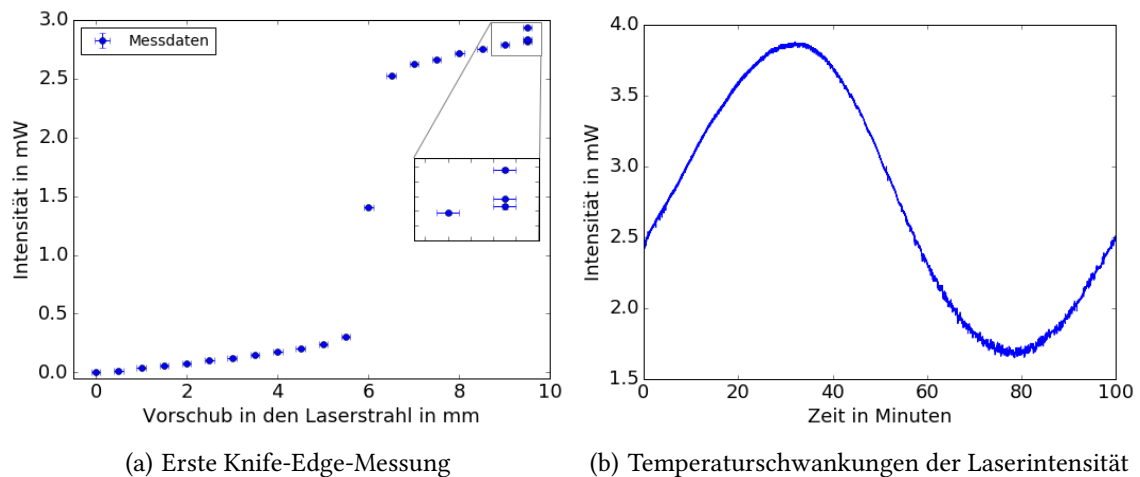


Abbildung 5.2.: Test mit einfachem Messaufbau: In (a) ist das Ergebnis der Messung mit einem Lineal als Klinge dargestellt. Hier ist eine Vergrößerung der letzten Punkte mit eingefügt. Die Intensitätsschwankung in (b) sind durch die Temperaturschwankungen im Laserlabor verursacht. Die Auswirkung auf die Messung ist in der Vergrößerung zu sehen. Bei gleichbleibender Abdeckung des Laserstrahls ändert sich die gemessene Intensität.

Knife-Edge-Messung ist die Messgröße der Laserstrahldurchmesser $d(z)$, woraus sich der Strahlradius $\omega(z) = d(z)/2$ ergibt.

Um diese Messmethode zu testen wurde zunächst ein Helium-Neon-Laser (HeNe) verwendet. Dieser hat den Vorteil, dass der Laserstrahl im Gegensatz zum FLUTE-Laser sichtbar ist und eine Laserleistung von nur 2 mW besitzt [37]. So konnte der Messaufbau mit geringerem gesundheitlichen Risiko für die Augen getestet werden. Ein erstes Messsystem wurde mit Hilfe eines undurchsichtigen Lineals als bewegliche Kante und eines Powermeters (Coherent PS19 [38]) aufgebaut. Das Lineal wurde an einem von Hand in einer Ebene verstellbaren Podest angebracht, um den Strahl vertikal zu durchfahren. In Abbildung 5.2a sind die Messergebnisse für eine Durchfahrt durch den Laserstrahl des HeNe-Testlasers dargestellt. Die Messreihe wurde unterbrochen, da die Temperaturschwankung, die zu diesem Zeitpunkt aufgrund eines falsch eingestellten Klimatisierungsmoduls im Laserlabor herrschte, die Messung stark beeinflusste. Dies ist erkennbar anhand der letzten drei durchgeführten Messungen in Abbildung 5.2a. Obwohl die Position der Klinge nicht verändert wurde, ändert sich die gemessene Intensität erkennbar. Die Auswirkung der Temperaturschwankung auf die gemessene Laserintensität im Verlauf von zwei Stunden ist beispielhaft in Abbildung 5.2b dargestellt.

Da auf diese Temperaturschwankungen kein Einfluss genommen werden konnte, musste das Messsystem so angepasst werden, dass für die Messung des Laserdurchmessers nur eine kurze Zeit benötigt wird. Eine gängige Methode ist dabei das Ersetzen der Klinge durch einen Chopper [39]. Dies ist ein rotierendes Rad mit Kreisabschnitten, wie in Abbildung 5.3 dargestellt. Hierbei stellt jede Auf- und Abdeckung des Strahls durch das Chopperblatt eine eigenständige Knife-Edge-Messung dar. Durch die einstellbare Rotationsgeschwindigkeit des Blattes, kann die Anzahl der Messungen pro Sekunde gewählt werden. Außerdem besteht bei der Verwendung eines Choppers die Möglichkeit, durch mehrere Messungen

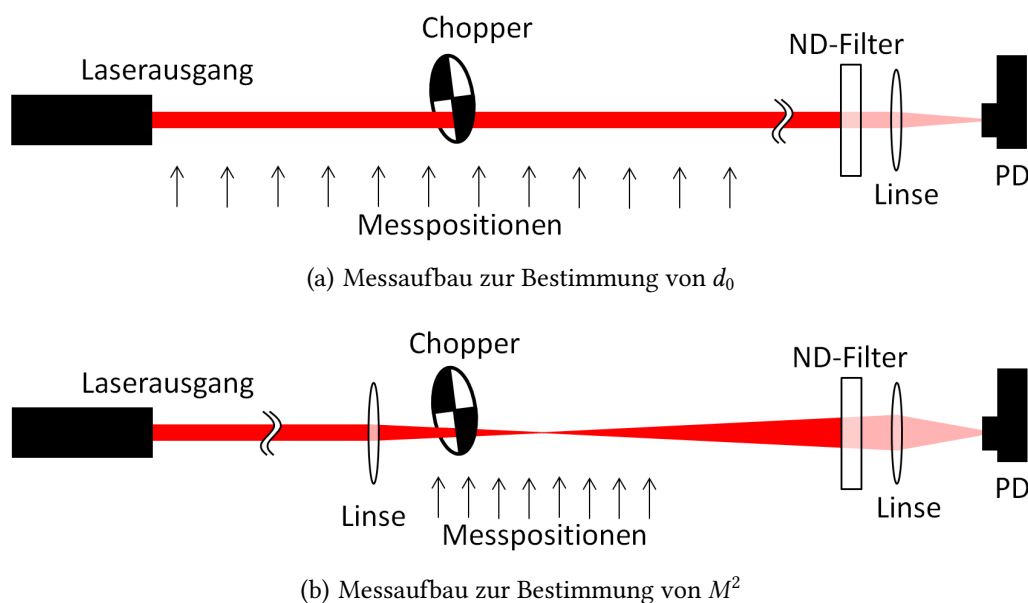


Abbildung 5.3.: Messaufbau zur Messung der Laserstrahlparameter: Mit dem ersten Messaufbau (a) ist es möglich, die drei Strahlparameter zu bestimmen. Dies benötigt jedoch für große Rayleighlängen eine weite Messstrecke. Die Qualität M^2 kann mit dem Aufbau in (b) durch das Einsetzen einer Linse auf einer kürzeren Strecke gemessen werden. So kann auch eine sehr kleine Divergenz bestimmt werden.

des Laserdurchmessers an der gleichen Position, die Statistik für den Messfehler wesentlich zu verbessern.

Der verwendete Detektor musste ebenfalls ersetzt werden, da das verwendete Powermeter zu langsam für die Intensitätsveränderung durch die Rotation des Chopperrades war. Im Hinblick auf die gepulsten Laser bei FLUTE wurde hierfür die Photodiode DET10 von Thorlabs verwendet, die bei Wellenlängen im Bereich von 200 nm bis 1100 nm sensitiv ist und somit alle vorhandenen Laserquellen einschließlich der THG abdecken kann [40]. Die Photodiode mit der Anstiegszeit von 1,7 ns ermöglicht es, die einzelnen Pulse der FLUTE-Laserausgänge aufzulösen. Aus diesen Modifikationen ergibt sich ein Messaufbau, wie er in Abbildung 5.3a dargestellt ist. Da die Photodiode den Anstieg der Intensität messen soll, ist es für eine korrekte Bestimmung des Strahldurchmessers wichtig, dass das Signal der Photodiode im gesamten Bereich linear von der auftreffenden Intensität abhängt. Zur Untersuchung wurde eine Messreihe mit einem Neutraldichte-Filterrad (neutral density, ND) durchgeführt. Dieses Rad ist in 10 Felder unterteilt, die den Laserstrahl unterschiedlich stark abschwächen [41]. Der transmittierte Anteil des Strahls ist über die optische Dichte der einzelnen Felder gegeben und reicht von 91,2 % bis 0.01 %. In Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse der Messreihe dargestellt und es ist erkennbar, dass sich die Diode im gesamten Bereich linear verhält.

Für die Bestimmung der Divergenz θ müssen Messungen im Fernfeld, also im linearen Bereich des Laserstrahls ab ca. $4z_r$ durchgeführt werden. Da Laser üblicherweise nur schwach divergent sind bedeutet dies, dass je nach Größe und Qualität des Laserstrahls, über eine weite Strecke viele Messungen genommen werden müssen. Mit dem Einsetzen

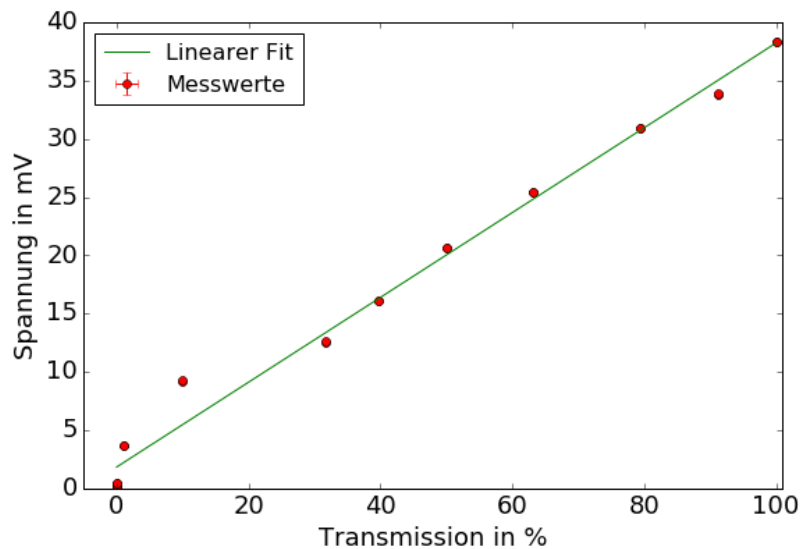


Abbildung 5.4.: Ansprechverhalten der Photodiode: Der Spannungswert, der durch den abgeschwächten 2 mW Laser von der Diode erzeugt wurde, ist hier aufgetragen. Es wurden 12 Intensitätsstufen verwendet. Die Werte für 0,1 %, 0,01 % und den Hintergrund (0 %) sind in der Darstellung nicht zu unterscheiden. Der Messwert bei 10 % Transmission weicht am stärksten von der linearen Näherung ab. Dies ist durch eine ungenaue Positionierung des Filtrerrades erklärbar, so dass ein Teil der Laserintensität nicht entsprechend abgeschwächt wurde.

einer konkaven Linse in den Strahl, wird eine künstliche Strahltaile erzeugt, bei der der Laserstrahl schon nach kürzerer Strecke im linearen Bereich ist. In Abbildung 5.3b ist der zweite Messaufbau dargestellt, wobei hier die Messpositionen auf eine kurze Strecke um die Strahltaile herum verteilt sind. Bei diesem Messaufbau ist die zu bestimmende Größe die Qualität des Laserstrahls M^2 , da sich diese, wie in Unterabschnitt 2.2.1 beschrieben, durch das Einsetzen der Linse nur marginal ändert. Außerdem ist zur Bestimmung von M^2 zu beachten, dass Messungen sowohl innerhalb der durch die Linse erzeugten Strahltaile, als auch mehrere Rayleighlängen davon entfernt, durchgeführt werden. Diese Art der Messung wird durch die ISO-Norm 11146 beschrieben [36]. Der unfokussierte Laserstrahldurchmesser kann ebenfalls mit dieser Methode bestimmt werden. Mit der Fokallänge der Linse f und dem Messwert des fokussierten Strahlradius ω'_0 , kann der Durchmesser D an der Position der Linse bestimmt werden:

$$D \approx \frac{2\lambda f}{\pi \omega'_0}. \quad (5.1)$$

Hier wird die Näherung verwendet, dass die Linse im Vergleich zu ihrer Fokallänge weit nach der Strahltaile des unfokussierten Strahls ($z \gg f$) positioniert ist. Da dazu Vorkenntnisse über den Laserstrahl nötig sind, ist zur Bestimmung aller Strahlparameter eine Messung mit beiden Messaufbauten am besten geeignet.

5.2. Testmessungen mit einem Helium-Neon-Laser

Für eine erste Messung wurde der Aufbau wie in Abbildung 5.3a dargestellt, verwendet. Um eine Änderung des Strahldurchmessers aufzuzeichnen, mussten die Messpositionen über eine längere Strecke verteilt werden. Dafür wurde der Strahl über einen Spiegel geleitet und es konnte eine Strecke von etwa 1,9 m zwischen Laser Ausgang und Detektor ermöglicht werden. Für diese Messreihe wurde der Laserdurchmesser an acht Positionen von 521 mm bis 1571 mm nach dem Laserausgang bestimmt. Die Strahltaille und der minimale Laserstrahldurchmesser d_0 sind durch diese Punkte jedoch nicht gut bestimmt, da sich alle Punkte rechts von d_0 und am Rand der Strahltaille befinden. Deshalb wurden in einer darauffolgenden Messreihe sechs zusätzliche Messungen direkt am Laserstrahlausgang durchgeführt. Dabei wurden die vorherigen Messungen wiederholt. Die Ergebnisse dieser Messreihe sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Um die entsprechenden Strahlparameter zu bekommen, wurde die Laserstrahlpropagation (Gleichung 2.13) an die Datenpunkte gefittet. An jeder Position wurde die Messung in zwei Richtungen (horizontal und vertikal) durchgeführt, da die Messmethode nur die Projektion entlang einer Achse bestimmen kann. Aus den Werten des Fits wurde über das Strahlparameterprodukt (Gleichung 2.19) die horizontale Divergenz θ_h zu $0,98 \pm 0,20$ mrad bestimmt. Die genaue Betrachtung der Fehler ist am Ende dieses Kapitels beschrieben. Der Fehler von 0,20 mrad entspricht einer Unsicherheit von etwa 20%. Die vertikale Strahlqualität wurde zu $M^2 = 0,98$ bestimmt. Physikalisch ist jedoch ein Wert < 1 nicht möglich. Durch die Betrachtung der Fehler, zeigt sich, dass $M^2 > 1$ im Fehlerbereich mit eingeschlossen ist. Um M^2 genauer zu bestimmen, ist es wichtig die Informationen des Laserradius ω_0 und der Divergenz θ in der Messreihe einzuschließen. Bei der Betrachtung von Abbildung 5.5 ist zu erkennen, dass die Messpositionen in, bzw. sehr nahe an der Strahltaille liegen. So ist zwar ω_0 sehr gut bestimmt, jedoch sind für eine gute Bestimmung der Divergenz Messungen bei $z > 4z_r$ nötig. Die halbe Länge der Strahltaille, die Rayleighlänge z_r , ist über die durchgeführte Messung zu $z_r = 941 \pm 56$ mm bestimmt. Um eine Führung des Strahls über mehrere Spiegel zu vermeiden, wurde der Messaufbau wie in Abbildung 5.3b dargestellt verändert. Es wurde dabei nur die horizontale Richtung vermessen, da dies für die Tests als ausreichend betrachtet wurde.

Das Einsetzen einer konkaven Linse führt zu einer Fokussierung des Laserstrahls und verringert so die Rayleighlänge. Mit der Position der Linse etwa 1,2 m nach dem kleinsten Strahldurchmesser und der Fokallänge von 100 mm lässt sich die veränderte Rayleighlänge zu $z'_r \approx 5$ mm bestimmen. Die Messungen mit diesem Aufbau sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Für diese beiden Abbildungen wurden die selben Daten verwendet, die Parameter jedoch mit unterschiedlichen Fitmethoden bestimmt. In Abbildung 5.6a ist der zuvor erwähnte Fit der Propagationsgleichung verwendet worden. Bei Abbildung 5.6b wurde der gemessene Laserdurchmesser quadriert und ein Polynom zweiten Grades daran angefitet, wie in [36] beschrieben wird. Aus den Vorfaktoren berechnen sich die Laserstrahlparameter. Der Vergleich der beiden Analysemethoden zeigt einen deutlichen Unterschied in den Fehlern der Strahlparameter. Dies ist durch die starke Korrelation der beiden Parameter M^2 und d_0 zu erklären. Für die weitere Analyse wurde die erste Fitmethode angewendet. Durch diese Messreihe konnte die Qualität des Strahls zu $M^2 = 1,03 \pm 0,14$ und somit die Divergenz zu $\theta_h = 0,96 \pm 0,13$ mrad bestimmt werden. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse

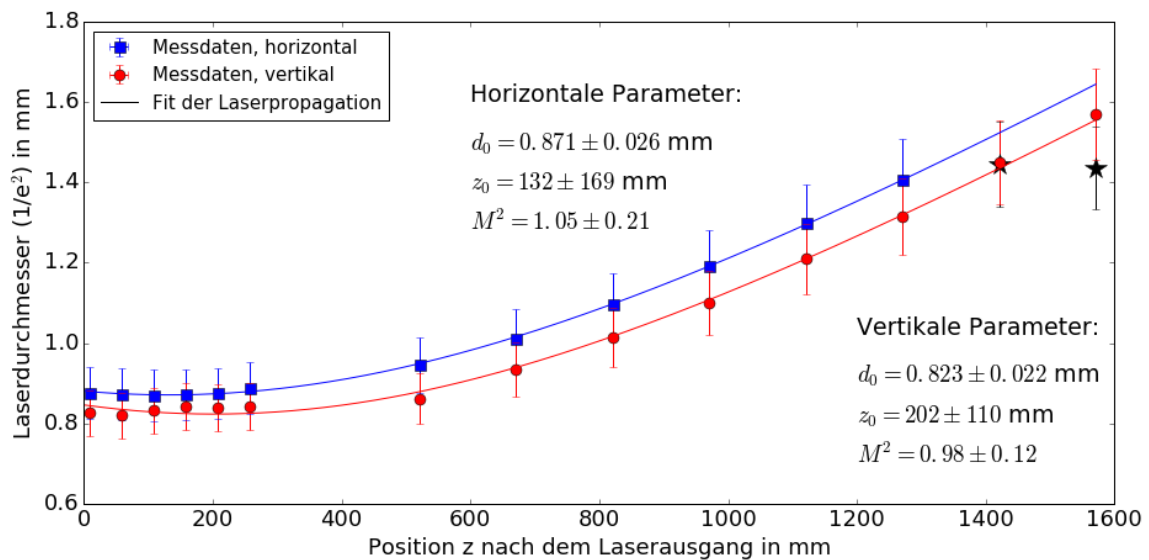
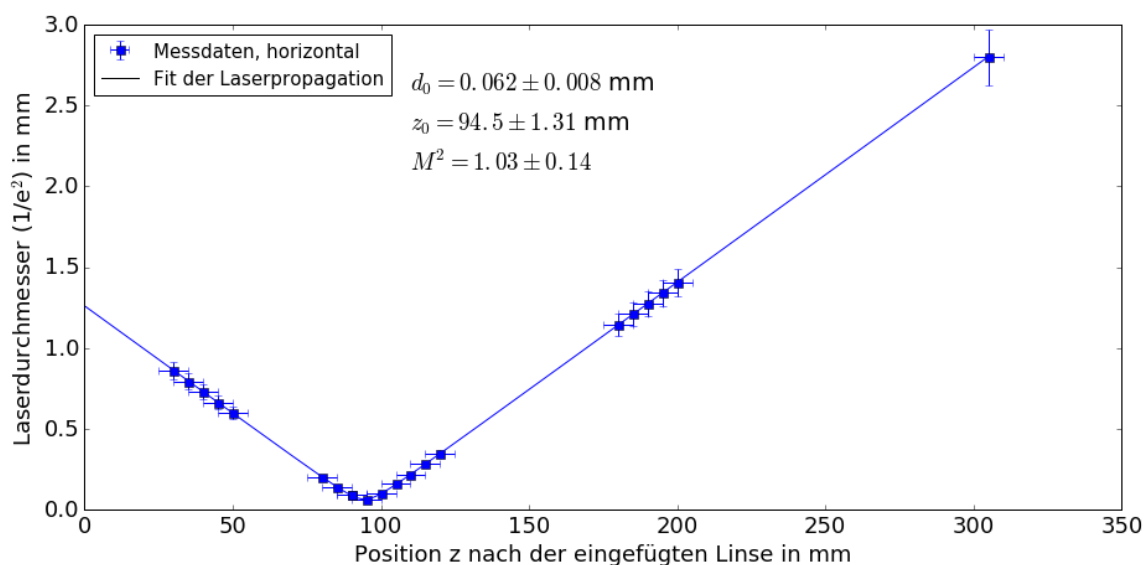


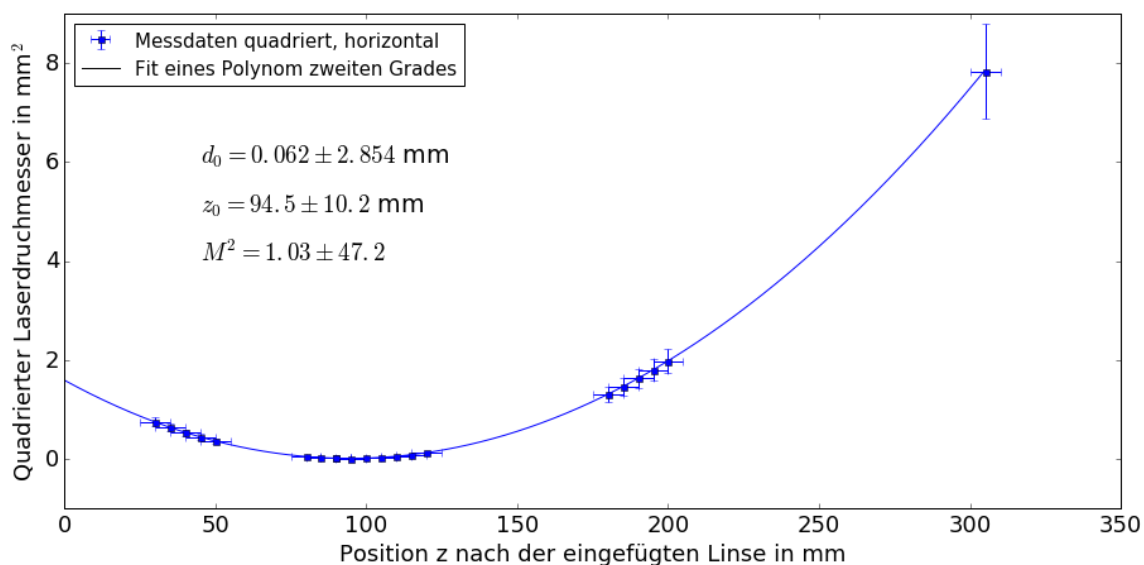
Abbildung 5.5.: Messergebnisse mit erstem Messaufbau am Testlaser: Dargestellt ist der gemessene Laserstrahldurchmesser in Entfernung zum Ausgang des Lasers mit horizontaler (blau) und vertikaler (rot) Messung zusammen. Die Ergebnisse der Strahlparameter wurden aus dem Fit entnommen. Die letzten beiden Messpunkte bei der horizontalen Messung (schwarz) wurden aus der Analyse entnommen, da diese stark abweichen. Diese Abweichung wurde durch das unabsichtliche Verschieben des ND-Filterrads verursacht.

der Messungen für den HeNe Laser aufgeführt. Zum Vergleich sind zusätzlich die Angaben aus dem Datenblatt des Lasers dargestellt. Die durchgeführten Messungen zeigen leichte Abweichungen von den Herstellerangaben, wobei mit Betrachtung der Fehler nur beim Strahlradius ω_0 die Datenblattangaben nicht erreicht werden. Da diese Angaben zur Produktserie gehören, sind für einzelne Laser der Serie Abweichungen möglich. Ein anderer Grund für diese Abweichungen könnten die Intensitätsschwankungen sein, die vor allem bei der M^2 -Messung deutlich sichtbare Einflüsse auf die Messung hatten. Diese Schwankungen sowie zusätzlich auftretende Schwebungen auf den Intensitätsmodulationen, die im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal beobachtet wurden, sind ungewöhnlich und scheinen mit der longitudinalen Mode des HeNe Lasers von $f_{long} = 560$ MHz zusammen zu hängen. In Abbildung 5.7a ist eine Messung dieser Mode dargestellt. Eine Rücksprache mit dem Hersteller ergab, dass das beobachtete Verhalten nicht normal ist. Deshalb wurde der Laser zur Reparatur eingeschickt.

Die Auswirkungen der Schwebung sind in Abbildung 5.7b dargestellt. Die longitudinale Mode f_{long} wurde bei der Messung durch einen Tiefpassfilter aus den Messdaten herausgefiltert. Die Schwebung wurde dadurch jedoch nicht entfernt. Bei kleinen Strahldurchmessern, vor allem im Fokuspunkt der Linse, wurde der Einfluss der Schwebung deutlich sichtbar. Die in Abbildung 5.7c zu sehenden Kurven wurden in der Mitte der Strahltaile der M^2 -Messung aufgenommen. Dargestellt sind insgesamt 9 Kurven, wobei je drei das gleiche Verhalten zeigen. Es ist zu erkennen, dass der Intensitätsanstieg nur bei den schwarzen Kurven der Integration einer Gaußkurve entspricht. Bei den anderen Fällen wird die Intensität des Laserstrahls aufgrund der Schwebung verändert, was zu



(a) Anpassung der Laserpropagation



(b) Anpassung eines Polynoms zweiten Grades

Abbildung 5.6.: Messergebnisse mit zweitem Messaufbau am Testlaser: Die beiden Schaubilder zeigen die Ergebnisse der gleichen Messreihe mit unterschiedlichen Analyseverfahren. Die Entfernung ist hier zur fokussierenden Linse angegeben. In (a) wurden die Ergebnisse des Laserdurchmessers direkt gefittet. Für die Anpassung einer Funktion zweiten Grades muss der gemessene Durchmesser quadriert werden, dies ist in (b) dargestellt.

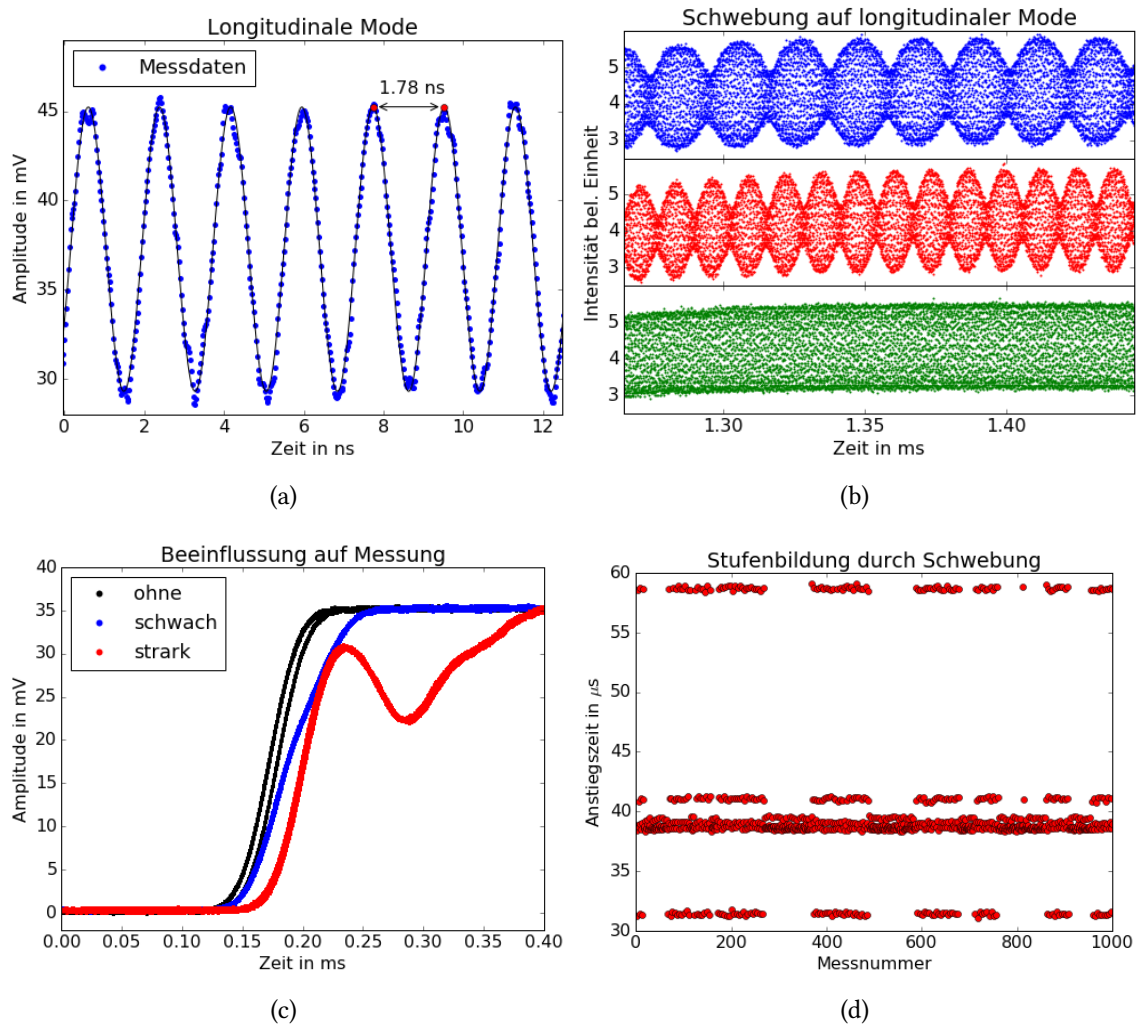


Abbildung 5.7.: Auswirkungen von longitudinaler Mode und Schwebung: Die longitudinale Mode des Lasers ist in (a) zu erkennen. Zur besseren Veranschaulichung wurden die Messwerte durch eine Sinusfunktion angepasst. Der Abstand zwischen den Maxima der Schwingung entsprechen der Frequenz von ca. 560 MHz. In (b) sind drei unterschiedliche Zeitpunkte des Intensitätssignals dargestellt. Diese zeitliche Variation wird durch die Schwebung verursacht. Die Auswirkung auf die Messung sind in (c) und (d) erkennbar. Die Kurven in (c) stellen den Intensitätsanstieg auf der Photodiode dar. Hier wurden jeweils drei Kurven für eine Anstiegsform verwendet. Dies zeigt, dass der Einfluss der Schwebung für die verschiedenen Stufen gleich bleibt. Die zeitliche Verschiebung der schwarzen Kurven wird durch das Chopperrad verursacht, beeinflusst die Form und Zeit des Anstiegs jedoch nicht. Die sich ausbildenden Stufen sind in (d) dargestellt. Neben den beiden Stufen am oberen und unteren Rand, sind noch mehrere im mittleren Bereich vorhanden.

Tabelle 5.1.: Ergebnisse der Messungen am Testlaser: Vergleich der aus den Messungen bestimmten horizontalen Strahlparametern und den Angaben aus dem Datenblatt [37].

Strahlparameter	Messung	Datenblatt
ω_0	$0,44 \pm 0,01$ mm	0,41 mm
θ	$0,96 \pm 0,13$ mrad	1 mrad
M^2	$1,03 \pm 0,14$	1,01

der sichtbaren Modulation führt. Im letzten der vier Schaubilder (Abbildung 5.7d) sind die Ergebnisse der Anstiegszeitmessung für alle gemessenen Kurven an dieser Position dargestellt. Es zeigt sich, dass die Schwebungen zu deutlich ausgebildeten Stufen führen, wobei die oberste und unterste Stufe den roten, bzw. blauen Kurven in Abbildung 5.7c entsprechen. Für die Analyse des Laserdurchmessers wurden die Fälle, bei der die Laserintensität wegen der Intensitätsschwankung bzw. der Schwebung moduliert ist, entfernt. Im mittleren Bereich in Abbildung 5.7d sind mehrere Stufen sehr nahe beieinander, da die Modulationen auf den Kurven sehr klein sind. Es wurde angenommen und durch Stichproben bestätigt, dass die Stufe mit den meisten Datenpunkten der unmodulierten Intensitätskurve entspricht, so dass nur diese Datenpunkte zur Analyse verwendet wurden. Die dargestellten Stufen konnten nur bei Messpositionen in der Nähe des Fokuspunktes identifiziert werden. Bei den äußeren Positionen und bei der Messung ohne Linse konnte diese Modulation nicht aus den Datenpunkten entfernt werden, da der Einfluss der Schwebung bei diesen Messungen viel geringer war. Dies könnte zu dem, im Vergleich zum Datenblatt, höheren Wert für ω_0 geführt haben.

5.3. Strahlparametermessungen am FLUTE-Oszillatorlaser

Mit den Tests am HeNe Laser wurde gezeigt, dass das System zur Messung der Strahlparameter funktioniert. Für die Vermessungen des FLUTE-Lasers wurde mit dem Oszillatorausgang begonnen. Da es sich bei diesem, im Gegensatz zum HeNe Laser, um einen gepulsten Laser handelt, musste die Datennahme angepasst werden, so dass die einzelnen Pulse aufgezeichnet werden konnten. Die Abtastrate des Oszilloskops wurde auf die höchste Einstellung gesetzt, sodass alle 25 ps ein Wert von der Photodiode ausgelesen wurde. Im Vergleich dazu, ist die Anstiegszeit der Photodiode mit 1,7 ns deutlich größer, so dass einzelne Photodiodenpulse gut aufgelöst werden können. Für die Messung ist jedoch nicht die Pulsform ausschlaggebend, sondern das Intensitätsmaximum der Pulse. Da die Photodiode schnell genug ist, um die einzelnen Pulse mit der Wiederholungsrate von 83 MHz (d.h. mit einer Puls-Puls Zeitdifferenz von rund 12 ns) zu unterscheiden, wurde dies als ausreichend angesehen. Bei der Messung ist ebenfalls wichtig, dass während der Durchfahrt des Chopperrades ausreichend viele Laserpulse beim Intensitätsanstieg vermessen werden. Eine Abschätzung ergab, dass ein Strahldurchmesser von $1\mu\text{m}$ bei der verwendeten Chopper-Frequenz von 67,8 Hz zu minimal 7 Messpunkten in diesem Bereich führen würde. Dies würde für eine Rekonstruktion der Anstiegszeit ausreichen. Bei den folgenden Messungen wurde der minimale Durchmesser im Bereich von $100\mu\text{m}$ gemessen,

so dass zur Rekonstruktion deutlich mehr Messpunkte verwendet wurden. Für die Analyse der Messdaten ist es nötig die Pulsmaxima zu bestimmen. Dies wurde mit einem *sliding window* erreicht, welches in einem definierten Bereich den größten gemessenen Wert sucht. Dieser Bereich wird dabei durch die Laserfrequenz und die Auflösung am Oszilloskop bestimmt. So wird in einem 12 ns-Fenster mit $12 \text{ ns} / 25 \text{ ps} = 480$ Punkten nach dem höchsten Wert gesucht. Für das nächste Maximum startet das Fenster 6 ns nach dem gefundenen Wert, so dass sich dieses in der Mitte des Fenster befindet. Nach dieser Datenanpassung konnten die bereits beim Testlaser verwendeten Analysetools angewendet werden.

Für eine erste Messreihe am Oszillatorlaser wurde die M^2 -Messung mit eingefügter Linse ausgewählt. Es wurde die Linse mit $f = 100 \text{ mm}$ verwendet, da diese bereits für den Testlaser funktioniert hatte. Für den Messaufbau wurde eine gerade Strecke von rund 400 mm benötigt, weshalb der Laserstrahl auf dem optischen Tisch im Laserlabor über mehrere Spiegel 2500 mm zur Linse transportiert wurde. Die Auswertung der Messdaten hat jedoch gezeigt, dass die verwendete Linse eine zu starke Fokussierung des Laserstrahls zur Folge hatte. Im Gegensatz zur geometrischen Optik befindet sich die Position des Fokuspunktes und somit der Strahltaile bei Laserstrahlen nicht exakt im Abstand einer Fokallänge nach der Linse. Deshalb wurden die Messpunkte mit einem Abstand von 7 mm zwischen 96 mm und 124 mm nach der Linse verteilt, um Messungen innerhalb der Strahltaile zu ermöglichen. Durch die starke Fokussierung der Linse wurde die Strahltaile jedoch auf wenige Millimeter verkürzt, so dass dort keine Messwerte genommen wurden, sondern nur im linearen Bereich des Laserstrahls. Als Folge dieser fehlenden Information konnten die Strahlparameter nicht bestimmt werden.

Die Auswahl einer passenden Linse, damit in der Strahltaile und im Fernfeld Messungen durchgeführt werden können, hängt von den Strahlparametern ab. Der Zusammenhang zwischen der unbeeinflussten Rayleighlänge z_r und der Rayleighlänge nach einer Linse z'_r wird durch die folgende Gleichung beschrieben [42]:

$$z'_r = \frac{z_r f^2}{z_r^2 + (z - f)^2} . \quad (5.2)$$

Die Größe z gibt dabei den Abstand zwischen Linse und unfokussierter Strahltaile vor der Linse an. Da dies eine genaue Kenntnis des Strahls voraussetzt, wurde für die nächste Messung der Aufbau ohne Linse (Abbildung 5.3a) verwendet. Der Laserstrahl wurde über drei Spiegel auf die Photodiode, die $3420 \pm 50 \text{ mm}$ nach dem Laserausgang positioniert wurde, geleitet. Mit 20 Messpositionen konnte die Strecke gleichmäßig unterteilt werden. Die Messung wurde für die horizontale und die vertikale Ebene durchgeführt. In Abbildung 5.8 sind die Ergebnisse dieser Messreihen dargestellt. Hier ist deutlich ein Unterschied zwischen den beiden Ebenen zu erkennen. Die Strahltaile der horizontalen Ebene liegt bei $z_0 = 1593 \pm 37 \text{ mm}$. In der vertikalen Ebene hingegen befindet sich dieser Punkt innerhalb des Lasers, so dass der Durchmesser des nutzbaren Laserstrahls in vertikaler Richtung linear ansteigt. Durch diese ungleichmäßige Propagation der beiden Ebenen resultiert der Laserspot des Seed Lasers in einer Ellipsenform. Abbildung 5.9 zeigt den Laserspot in einer Entfernung von 1,6 m nach dem Laserausgang. Die Ellipsenform, die durch die Messung bestimmt wurde, ist deutlich zu sehen. Der Sollwert von $M^2 < 1,3$ wird von den Ergebnissen beider Messreihen überschritten. Dieser Wert ist in beiden Fällen durch

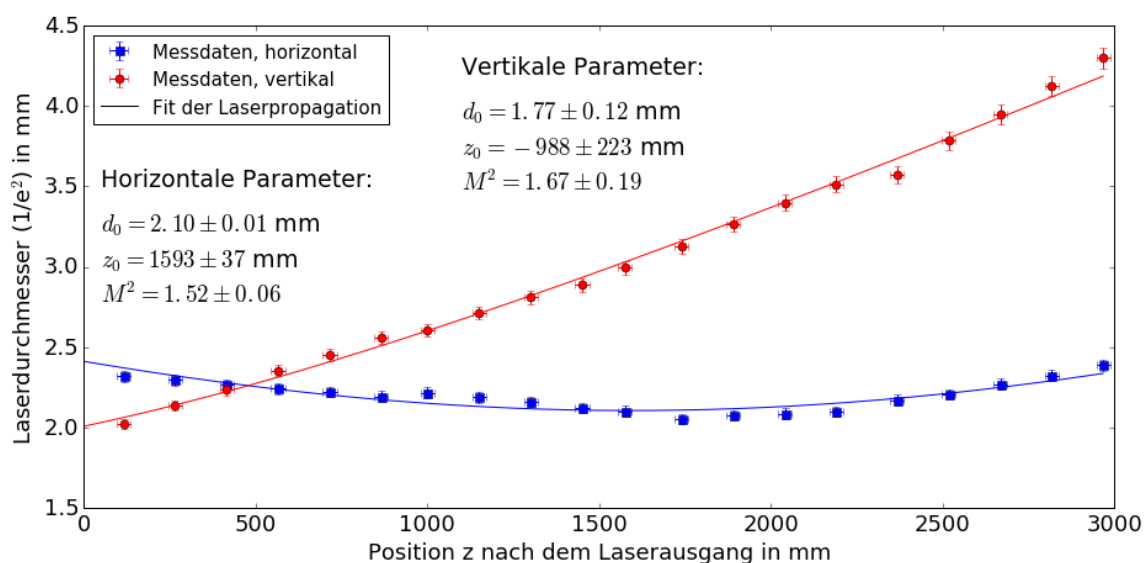


Abbildung 5.8.: Messergebnisse für den Seed Laser: Über eine Distanz von 3 Metern wurden die beiden dargestellten Messreihen durchgeführt. 1,6 m nach dem Laserausgang befindet sich die Strahltaile in horizontaler Richtung. In der vertikalen Ebene geht der Strahldurchmesser direkt nach dem Ausgang in einen linearen Anstieg über. Der resultierende Spot hat bei etwa 500 mm nach dem Laserausgang eine runde Form, geht aber in weiterer Entfernung in eine Ellipse über. Die nicht übereinstimmende Position der Strahltaillen für senkrechte Richtungen (horizontaler und vertikal) wird Astigmatismus genannt [42]. Ein Maß hierfür ist die astigmatische Differenz. Mit $1593 - (-988) = 2581 \text{ mm}$ ist diese relativ hoch, wird jedoch nicht im Datenblatt des Lasers aufgeführt.

die fehlenden Messwerte in der Strahltaile bzw. im Fernfeld nicht aussagekräftig. Die Messung zeigt jedoch die Position und den Durchmesser der Strahltaile, wodurch eine Linse für die Bestimmung von M^2 gewählt werden konnte.

Da die Position der Linse auf 2500 mm nach dem Laserausgang festgesetzt wurde, konnte mit Gleichung 5.2 und den Ergebnissen aus Abbildung 5.8 für eine Linse mit einer Fokallänge von 300 mm $z'_{r, \text{horizontal}} = 30 \text{ mm}$ und $z'_{r, \text{vertikal}} = 12 \text{ mm}$ bestimmt werden. Die entsprechenden Strahltaillen sind 60 mm bzw. 24 mm lang. Dies ist ausreichend, um mehrere Messwerte innerhalb der Strahltaile zu platzieren. Die Position des Chopperrades wurde in der Strahltaile über eine Mikrometerschraube verändert, so konnte der Abstand zwischen den Messpositionen genau eingestellt werden. In Abbildung 5.10 ist das Ergebnis der beiden durchgeführten Messreihen dargestellt. Die vertikalen Messwerte zeigen den erwarteten Verlauf durch ein Minimum im Fokuspunkt der Linse. Dieser liegt nicht bei 300 mm, wie es für die geometrische Optik der Fall wäre, sondern bei $323 \pm 2 \text{ mm}$. Die Verschiebung des Fokuspunktes hängt von der Entfernung der unfokussierten Strahltaile vor der Linse ab. Da die horizontale Strahltaile näher an der Linse ist als die vertikale, ist die fokussierte Strahltaile mit $z'_0 = 304 \pm 2 \text{ mm}$ nach der Linse kaum abweichend von der angegebenen Fokallänge der Linse. Zum Start der Messung wurde die Position der Strahltaile durch Probemessungen abgeschätzt. Für die vertikale Messung konnte diese eindeutig gefunden und so einige Messpositionen in der Taille platziert werden. Für die

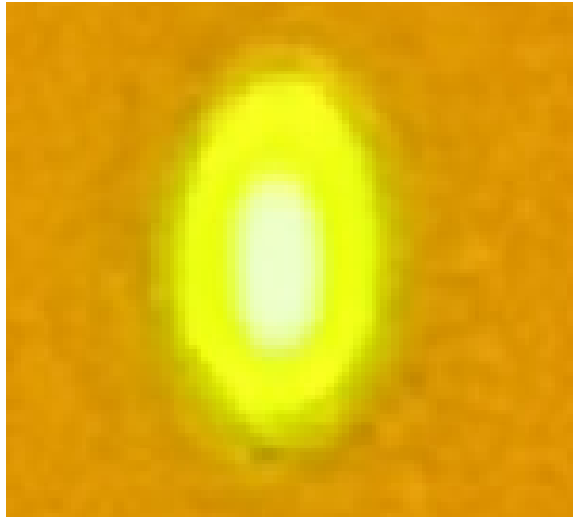
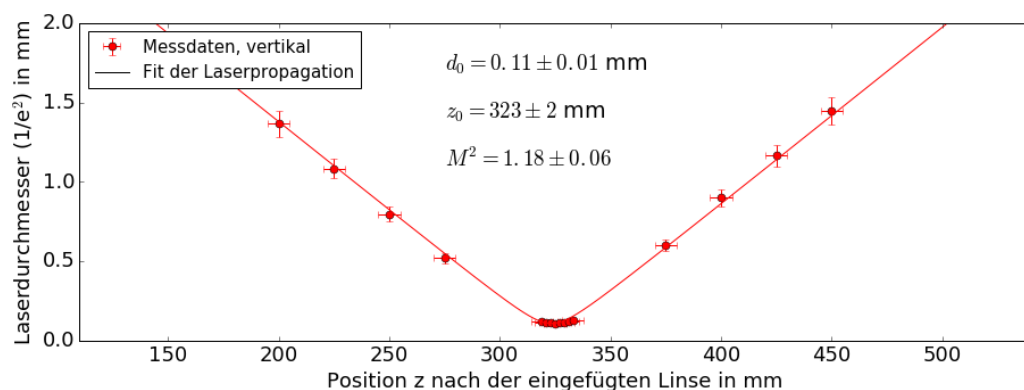


Abbildung 5.9.: Laserspot des Seed Lasers: Dieses Bild zeigt den Laserspot des FLUTE Seed Lasers in einer Entfernung von etwa 1,6 m nach dem Laserausgang. Der infrarote Laser wird durch eine Detektorkarte visualisiert. Um eine Übersättigung der Kamera zu vermeiden, wurde das Bild zur Abschwächung der Intensität durch eine Laserschutzbrille aufgenommen. Das Bild zeigt deutlich die elliptische Form des Spots, wobei die längere Seite in vertikaler Richtung verläuft.

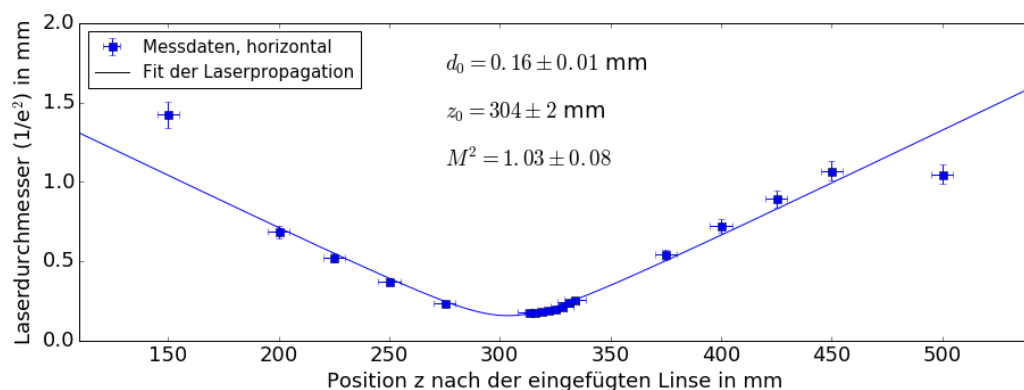
horizontale Messung konnte die Strahltaile nicht eindeutig identifiziert werden. Dies führt zu dem dargestellten Ergebnis, dass nur der Rand der Taille vermessen wurde. Die beiden äußeren Datenpunkte in der horizontalen Messung weichen stark vom erwarteten Wert ab. Diese Positionen wurden am Ende der Messreihe angefügt, da zusätzliche Datenpunkte im linearen Bereich der Propagation gewünscht waren. Jedoch sind keine Unregelmäßigkeiten aufgefallen, die die Herkunft dieser Abweichung erklären könnte. Die beiden unteren Abbildungen in 5.10 geben das Resultat des Fits an, wenn die beiden äußeren Punkte mit in den Fit aufgenommen, bzw. nicht aufgenommen werden. Es zeigt sich, dass unter Berücksichtigung der Fehler die Ergebnisse der Parameter miteinander vereinbar sind. Die zuvor berechneten Rayleighlängen, lassen sich mit den Ergebnissen der Messung überprüfen. Mit Gleichung 2.14 ergibt sich $z'_{r,horizontal} = 24$ mm und $z'_{r,vertikal} = 10$ mm. Somit sind diese im Vergleich zu den zuvor berechneten Werten um 20% kleiner. Dies ist durch die kleineren Werten für M^2 , die bei dieser Messung bestimmt wurden, zu erklären.

Mit den durchgeführten Messungen am FLUTE Seed Laser können die Parameter des Laserstrahls bestimmt und mit den Angaben des Herstellers verglichen werden. Mit den Werten für M^2 aus der Abbildung 5.10 und den Werten von d_0 aus Abbildung 5.8 lässt sich die Divergenz θ für die horizontale, bzw. vertikale Richtung bestimmen. In Tabelle 5.2 sind diese Werte zusammen mit den Angaben aus dem Datenblatt dargestellt. Der kleinste Strahlradius in horizontaler Richtung ist gegenüber den Datenblattangaben um $0,05 \pm 0,01$ mm größer. Für die vertikale Richtung ergibt sich hingegen ein um $0,11 \pm 0,06$ mm kleinerer Wert. Ohne Messungen an der Strahltaile ist der Fehler auf diesem Wert deutlich höher als im horizontalen Fall. Bei der Betrachtung der Strahlgröße direkt am Ausgang des Lasers, zeigt sich, dass der Strahlradius in vertikaler Richtung dem angegebenen

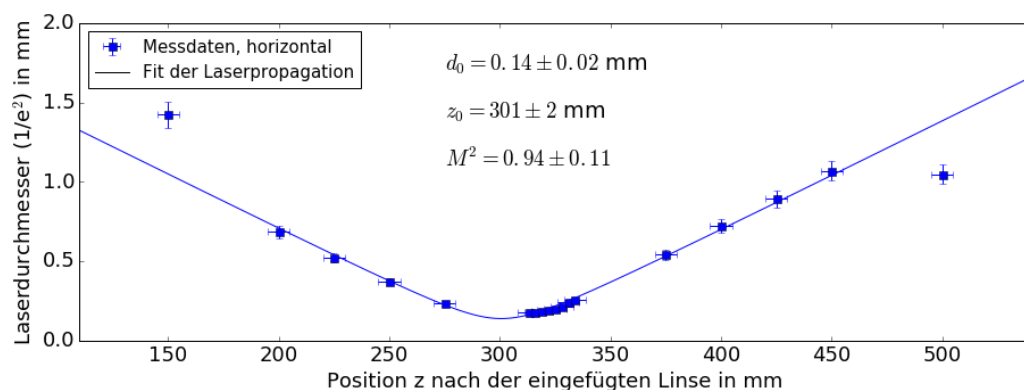
5. Messungen der Laserstrahlparameter



(a) vertikale Parameter



(b) horizontale Parameter, Fit mit allen Messdaten



(c) horizontale Parameter, Fit ohne die beiden äußeren Datenpunkte

Abbildung 5.10.: Strahlqualitätsmessung am Seed Laser: Die Ergebnisse der M^2 -Messung mit eingefügter Linse sind hier dargestellt. In (a) sind die vertikalen Datenpunkte mit angefitzter Laserstrahlpropagation zu sehen. In den unteren beiden Abbildungen sind jeweils die horizontalen Datenpunkte dargestellt. In (b) wurden alle Datenpunkte für den Fit verwendet. In (c) wurden die äußeren beiden abweichenden Punkte vom Fit ausgeschlossen. Der Vergleich der beiden Ergebnisse zeigt, dass die Änderung der Parameter in der Größe der angegebenen Fehler liegt. Für die weitere Betrachtung wurde das Ergebnis aus (b) verwendet, da hier mit der Bedingung für reale Laserstrahlen $M^2 > 1$ und dem angegebenen Fehler ein größerer Bereich für M^2 gegeben ist.

Tabelle 5.2.: Ergebnisse der Messungen am Seed Laser: Die horizontalen und vertikalen Messergebnisse sind zusammen mit den Datenblattangaben [33] dargestellt.

Strahlparameter	horizontale Messung	vertikale Messung	Datenblatt
ω_0	$1,05 \pm 0,01$ mm	$0,89 \pm 0,06$ mm	1 mm
θ	$0,50 \pm 0,04$ mrad	$0,68 \pm 0,06$ mrad	$< 0,66$ mrad
M^2	$1,03 \pm 0,08$	$1,18 \pm 0,06$	$< 1,3$

Wert von 1 mm entspricht (siehe Abbildung 5.8). In horizontaler Richtung ist der Strahl jedoch mit $\omega(z = 0) = 1,2$ mm größer als der angegebene Wert. Durch den zweiten Messaufbau konnte die Qualität des Laserstrahls in horizontaler Richtung auf $M^2_{horizontal} = 1,03 \pm 0,08$ bestimmt werden. Dies ist deutlich unter der angegebenen Obergrenze von $M^2_{Datenblatt} < 1,3$. In horizontaler Richtung ergibt sich daraus mit $\theta = 0,5 \pm 0,04$ mrad eine kleinere Divergenz als die mit $\theta = 0,66$ mrad angegebene. Für die Strahlqualität in vertikaler Richtung ergibt sich ebenfalls ein deutlich kleinerer Wert mit $M^2_{vertikal} = 1,18 \pm 0,06$. Die Divergenz in dieser Richtung berechnet sich zu $0,68 \pm 0,06$ mrad und ist minimal größer als im Datenblatt angegeben. Dieser Wert liegt jedoch noch innerhalb der Fehlergrenzen. Bis auf die horizontale Strahlgröße wurden die Angaben für diesen Laser bestätigt oder sogar bessere Werte bestimmt. Das Ergebnis für M^2 aus der horizontalen M^2 -Messung (Abbildung 5.10b) kann durch die unpräzise Bestimmung der Strahltaile von dem realen Wert abweichen. Ebenfalls ist die Ursache der stark abweichenden Messpunkte aus Abbildung 5.10b, c unklar. Zur genaueren Bestimmung der Parameter sollte diese Messung wiederholt werden, was aber hier aus Zeitgründen leider nicht mehr durchgeführt werden konnte. Mit den hier durchgeführten Messungen konnten die Parameter des Seed Lasers mit einem Fehler < 10 % bestimmt werden. Für den horizontalen Strahlradius konnte dies sogar mit < 1 % erreicht werden.

5.4. Analyse der Strahlparametermessungen

Die Fits der Messdaten in Abbildung 5.5, 5.6, 5.8 und 5.10 wurden mit der Hilfe des am Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP) am KIT entwickelten und online verfügbaren Analysetool „Kafe“ durchgeführt [43]. Dieses Tool bietet eine Vielzahl von Möglichkeiten und Einstellungen. Im Gegensatz zu anderen implementierten Fitroutinen beachtet Kafe bei der Anpassung einer Funktion an Datenpunkte die angegebenen Fehler in y- und x-Richtung. Zur Anpassung wird die Chi-Quadrat-Methode verwendet. Als Ausgabe liefert das Programm neben den Werten und Fehlern auch die Korrelation der Fitparameter. Für die Anpassung wurde Gleichung 2.13 verwendet, um die Veränderung des Strahldurchmessers zu beschreiben. Die Parameter, die an die Datenpunkte gefittet werden, sind: der kleinste Durchmesser d_0 , dessen Position z_0 entlang z und die Qualität des Lasers M^2 . Aus diesen Werten ist über Gleichung 2.17 die Bestimmung der Divergenz des Laserstrahls möglich. Dabei muss die starke Korrelation zwischen d_0 und M^2 beachtet werden. Der Fehler auf θ wurde deshalb über eine Monte-Carlo-Rechnung bestimmt.

Bei der Messung wurde für die Abdeckung des Laserstrahl ein Chopper eingesetzt. Der Strahldurchmesser ist deshalb durch die Anstiegszeit des Intensitätssignals und die Geschwindigkeit der Abdeckung gegeben:

$$d(z) = v_{chopper} \tau_{anstieg}(z) . \quad (5.3)$$

Hier ist $v_{chopper}$ die Choppergeschwindigkeit an der Position, bei welcher der Laser das Rad trifft und $\tau_{anstieg}$ ist die Zeit, die das Signal benötigt, um von 15,9 % auf 84,1 % anzusteigen [36]. Die Geschwindigkeit $v_{chopper}$ ist von der Frequenzeinstellung $f_{chopper}$ und dem Radius ρ , bei dem der Laser geschnitten wird, abhängig. Verschiedene Radteilungen werden durch den Faktor N berücksichtigt:

$$v_{chopper} = \frac{2\pi\rho f_{chopper}}{N} . \quad (5.4)$$

Der Radius ρ wurde durch Verschieben des Chopperrades senkrecht zur Strahlrichtung bestimmt. Zunächst wurde die Position gesucht bei der der Laser am Rand des Chopperrades auftritt, so dass nur die Hälfte der Laserintensität an der Photodiode ankam. Von dieser Stelle aus wurde über eine Mikrometerschraube die Position des Laserstrahls auf dem Rad eingestellt.

Um aus den gewonnenen Daten die Anstiegszeit zu erhalten, wird das Integral einer Gaußkurve (Fehlerfunktion) an die Messdaten eines Chopperdurchgangs angepasst. Dabei wird die Funktion so gewählt, dass der Parameter τ_i der Breite einer Gaußkurve entspricht:

$$f(t) = a \left(erf \left(\sqrt{2} \frac{t - \mu}{\tau_i} \right) + b \right) . \quad (5.5)$$

Somit ist mit τ_i die Anstiegszeit eines Durchgangs gegeben. Die weiteren Parameter sind der Skalierungsfaktor der Funktion a und die Offsets in Zeitrichtung μ bzw. Intensität b . Für die Berechnung des Laserdurchmessers wird über alle Anstiegszeiten τ_i an einer Position summiert und daraus der Mittelwert $\tau_{anstieg}$ gebildet. Zusammen mit der Choppergeschwindigkeit $v_{chopper}$ ist über Gleichung 5.3 der Laserstrahldurchmesser $d(z)$ bestimmbar.

Der Fehler auf dem Laserdurchmesser $\Delta d(z)$ ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung der Unsicherheiten für die Chopper-Frequenz Δf , dem Radius, bei dem der Laserstrahl das Chopperrad trifft $\Delta\rho$ und der Standardabweichung σ_τ der Anstiegszeit. Durch den Einsatz des Chopperrades können viele Messungen in kurzer Zeit durchgeführt werden. Dies ermöglicht einen besser bestimmten und kleineren statistischen Fehler der Anstiegszeit. Die Genauigkeit mit der die Position des Laserspots auf dem Chopperrad bestimmt werden kann, wurde mit ± 2 mm abgeschätzt. Darin sind Verschiebungen parallel und senkrecht zur Messachse mit einbezogen. Diese können von einer ungenauen Bestimmung der Position auf dem Chopperrad her rühren oder auch durch eine nicht exakt parallele Ausrichtung des Laserstrahls zur Tischebene.

Für die Positionierungsgenauigkeit des Choppers entlang des Laserstrahls in z -Richtung, wurde die Unsicherheit zwischen $\Delta z = \pm 20$ mm und $\Delta z = \pm 5$ mm geschätzt. Bei optischen Elementen wie Linsen oder Spiegeln ist die Bestimmung des Abstands ungenau. Der Punkt, bei dem der Laserstrahl auf einen Spiegel trifft, ist über ein Maßband nicht exakt messbar.

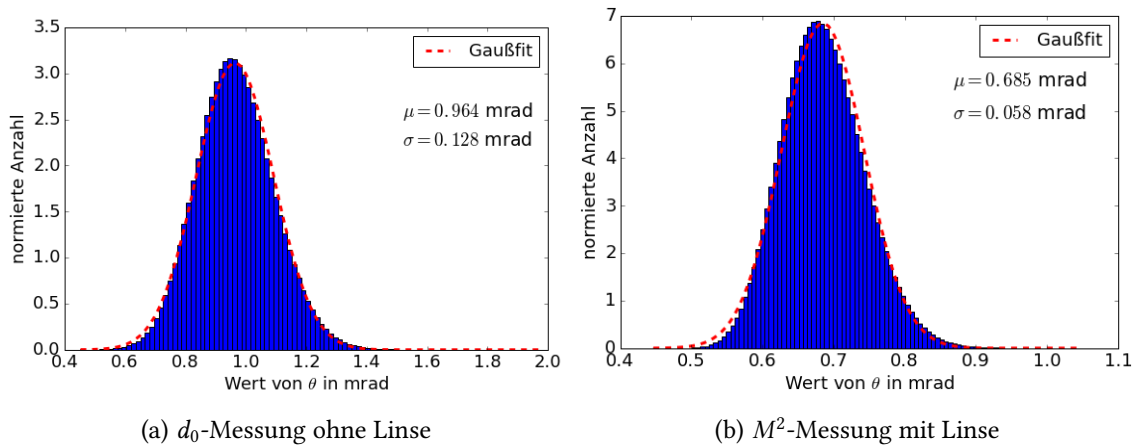


Abbildung 5.11.: θ -Histogramm aus Monte-Carlo Rechnung: Das Ergebnis für θ aus der Monte-Carlo-Rechnung ist für die vertikale Richtung des Seed Lasers dargestellt. Dabei wurden in (a) die Werte aus der Messung ohne Linse verwendet, in (b) wurde der Wert für M^2 durch das Ergebnis aus der Messung mit eingefügter Linse ersetzt. Die an die Daten angefittete Gaußfunktion ist zusammen mit dem Mittelwert und der Breite eingezeichnet. Für den Fit wurde die Fläche des Histogramms auf 1 normiert. Durch den geänderten Wert von M^2 in (b) verringert sich der Mittelwert der Verteilung gegenüber (a) um ca. 30 %. Die Breite nimmt deutlich mehr, um etwa 55 % ab. Dies lässt sich durch den kleineren Fehler auf M^2 bei der Messung mit Linse erklären. Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnungen für die weiteren durchgeführten Messungen sind im Anhang angefügt.

Dies gilt ebenso für die Hauptebene von dicken Linsen. Deshalb wurde bei Messreihen, die mehrere optische Elemente zwischen den Messpositionen hatten, eine Unsicherheit von ± 20 mm angenommen. Dies ist z. B. bei Abbildung 5.8 der Fall. Bei den Messungen für die Strahlqualität wurde nur die erste Position zu einem optischen Element referenziert. Die restlichen Positionen wurden relativ zur ersten definiert. Durch die Justierung mit einer Mikrometerschraube oder das Verschieben um eine fest definierte Strecke, ist der relative Abstand zwischen den Messpositionen gut bestimmt. Dadurch wurde bei diesen Messungen der Fehler in z mit $\Delta z = \pm 5$ mm angenommen.

Zur Berechnung der Divergenz θ über Gleichung 2.17 werden die Parameter d_0 und M^2 benötigt. Wie zuvor beschrieben wurde der Fehler auf der Divergenz über eine Monte-Carlo-Rechnung bestimmt. Dazu wurden in den Fehlergrenzen der beiden Parameter jeweils 5000 Werte normalverteilt generiert. Diese Werte wurden zur Berechnung der Divergenz verwendet, so dass 5000^2 Ergebnisse für die Divergenz berechnet wurden. Durch die Auftragung in ein Histogramm und den Fit einer Gaußfunktion ergibt sich der Fehler auf θ über die Breite der Funktion. In Abbildung 5.11 ist das resultierende Histogramm exemplarisch für die vertikale Divergenz des Seed Lasers dargestellt. Die über die Monte-Carlo-Rechnung bestimmten Werte für θ in horizontaler und vertikaler Richtung sind in Tabelle 5.2 dargestellt.

Um eine Messung der Strahlparameter erfolgreich durchzuführen, sind mehrere Faktoren zu beachten. Die Fehlerquellen können durch einen sorgfältigen Aufbau verringert

werden. Eine parallele Ausrichtung des Laserstrahls zum Messtisch erspart eine Neujustierung des Chopperrades für jede Messposition, da sich die Position des Lasers auf dem Chopperrad nicht verändert. Bei der Messung ohne Linse kann die Position der Strahltaile und deren Größe über viele Messpositionen, die über eine weite Distanz verteilt sind, gut bestimmt werden. Eine Messung mit Linse ermöglicht es eine genauere Bestimmung von M^2 vorzunehmen. Die Fokallänge der Linse lässt sich mit Kenntniss der Ergebnisse der Messung ohne Linse so wählen, dass innerhalb der resultierenden Strahltaile mehrere Messpositionen möglich sind. Bei Vorkenntnissen über den Laserstrahl kann direkt mit der Messung des M^2 -Faktors begonnen werden. Da sich die Strahltaile etwa im Abstand einer Fokallänge von der Linse befindet, ist durch viele kurze Messungen die genaue Position bestimmbar. Mit dieser Information können Messwerte innerhalb der Strahltaile und im Fernfeld genommen werden, die für eine hohe Genauigkeit der Messung nötig sind.

Die Messungen am HeNe-Testlaser und am FLUTE Seed Laser haben gezeigt, dass die vorgestellten Messaufbauten zur Bestimmung der Laserparameter mit einer Unsicherheit $< 10\%$ geeignet sind. Für die präzise Bestimmung der Qualität M^2 des Laserstrahls ist der Messaufbau mit eingefügter Linse (Abbildung 5.3b) nötig, da damit Messwerte im Fernfeld und in der fokussierten Strahltaile genommen werden können. So konnte in vertikaler Richtung M^2 von 1,67 bei der Messung ohne Linse auf 1,18 durch Messung mit eingefügter Linse verbessert werden. Der Fehler konnte dabei von 11 % auf 5 % reduziert werden. Durch die starke Korrelation zwischen M^2 und dem minimalen fokussierten Strahldurchmesser d'_0 ist es sehr wichtig durch die Messpositionen die Strahltaile gut zu bestimmen. Ist dies nicht der Fall steigen die Unsicherheiten auf den Parametern an. In Abbildung 5.10 ist der Fehler in der horizontalen Richtung mit 8 %, bzw. 12 % höher als in die vertikale Richtung. Mit dem Messaufbau ohne eingefügte Linse (Abbildung 5.3a) kann die unbeeinflusste Strahlgröße nach dem Laserausgang bestimmt werden. Bei der Messung über eine lange Distanz wird der Durchmesser Verlauf sehr gut bestimmt. So wurde z. B. der Astigmatismus des Seed Lasers durch die Messdaten wiedergegeben. Durch die benötigten Messungen im Fernfeld des Laserstrahls ist für die Bestimmung von M^2 die benötigte Distanz bei diesem Aufbau jedoch sehr hoch. Für den Seed Laserstrahl mit einer Rayleighlänge von $z_r = 4,2$ m in horizontaler Richtung würden dafür Messungen mindestens 16,8 m nach der Strahltaile nötig sein.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Zum Zeitpunkt dieser Arbeit wird der neue Linearbeschleuniger FLUTE am KIT aufgebaut. An diesem Testexperiment wird die u. a. Erzeugung von kohärenter THz-Strahlung durch ultra-kurze Elektronenpakete über verschiedene Methoden getestet. Die Elektronenpakete werden durch einen Photoinjektor erzeugt. Dabei wird eine Photokathode verwendet, die durch die Einstrahlung von UV-Laserpulsen Elektronen emittiert. Diese Elektronen werden anschließend durch eine umliegende HF-Struktur beschleunigt. Die benötigten UV-Laserpulse werden über Frequenzverdreifung eines infraroten Titan-Saphir (Ti:Sa) Lasers erzeugt. Da das Lasersystem ca. 30 m von der Photokathode entfernt in einem separaten Raum aufgebaut ist, müssen die UV-Laserpulse zur Photokathode transportiert werden. Dafür wird ein optisches System verwendet, das den Laserstrahl mit der für die verschiedenen FLUTE-Betriebsmodi jeweils benötigten Spotgröße auf die Photokathode abbildet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieses optische Transportsystem mit Hilfe des Raytracing-Programms OpTaliX für den FLUTE Photoinjektorlaser simuliert und optimiert. Für das erste Experiment an FLUTE, dem Split Ring Resonator (SRR)-Experiment, wird zudem ein 400-mal kleinerer Laserspot auf der Kathode benötigt als im normalen Betrieb. Dies stellt eine besondere Herausforderung an das Lasertransportsystem dar. Die Simulationen zeigen, dass dieses System in der Lage ist, den frequenzverdreifachten Laserstrahl aus der THG-Einheit vom Laserlabor zur Photokathode mit minimalen Beugungseffekten (Ripple < 1 %) zu transportieren. Um die Qualität des Laserspots auf der Photokathode zu erhalten, wurden für den Transport mehrere abbildende Systeme verwendet. So wird das Bild einer größenverstellbaren Apertur im Laserlabor auf die Kathode transportiert. Über diese motorisierte Apertur werden alle Spotgrößen der verschiedenen, geplanten Betriebseinstellungen erreicht. Neben dem 266 nm Strahl aus der THG-Einheit, kann mit dem Transportsystem auch der 800 nm Laserstrahl aus dem Verstärkerausgang transportiert werden. Für das SRR-Experiment wurde das Transportsystem verändert, um den geplanten Laserspot von 5 μm auf der Kathode zu erreichen. Durch eine Anpassung der Strahldivergenz und die Fokussierung auf die Kathode konnte dies nahezu erreicht werden. In der Simulation wurde als kleinster Laserspot ein Durchmesser von 6 μm erreicht.

Die minimal erreichbare Spotgröße auf der Kathode wird durch die Parameter des UV-Laserstrahls begrenzt. Für die Simulationen wurden die Werte des UV-Strahls aus den Parametern des Ti:Sa-Laserstrahls berechnet. Um das Transportsystem für das SRR-Experiment weiter zu optimieren, müssen die tatsächlichen Strahlparameter des UV-Lasers bestimmt werden.

Dazu wurde ein Messaufbau zur Bestimmung der Parameter aller Laserstrahlen an FLUTE aufgebaut und getestet. Hierbei kam die Knife-Edge-Methode zum Einsatz, um mit einem Messsystem die verschiedenen Laserstrahlen bei FLUTE, mit deutlich unterschiedlichen Strahlgrößen und Wellenlängen, vermessen zu können. Getestet wurde das

Messsystem an einem sichtbaren Helium-Neon Laser, wobei ein Defekt am Laser festgestellt wurde. Die Messungen am FLUTE Lasersystem starteten am Oszillatorausgang. Hier konnte das Verfahren weiter optimiert werden, so dass mit der Messung Ergebnisse mit einem Fehler von $< 10\%$ erzielt wurden. Diese Ergebnisse zeigen, bis auf den leicht größeren horizontalen Strahldurchmesser, bessere Werte für die Strahlparameter, als vom Hersteller des Lasers im Datenblatt angegeben. Die hier durchgeführten Studien haben ergeben, dass der Astigmatismus des Seed Lasers, obwohl nicht im Datenblatt aufgeführt, mit der astigmatischen Differenz von 2581 mm relativ groß ist.

Mit diesem Messsystem kann nun die Messung am Verstärkerausgang und am ultravioletten Laserstrahl nach der THG-Einheit durchgeführt werden, um die Strahlparameter für eine weitere Optimierung des Lasertransportsystems zu bestimmen. Da eine Messreihe (siehe Abbildung 5.10) deutlich abweichende Werte gezeigt hat, ist es außerdem empfehlenswert diese Messungen zu wiederholen, um herauszufinden woran diese Abweichungen gelegen haben.

Durch das in dieser Arbeit vorgestellte Transportsystem ist der Transport beider Wellenlängen (266 nm und 800 nm) des FLUTE Lasersystems möglich. Jedoch wird genau genommen nur für den 266 nm Laserstrahl eine Abbildung von der Apertur erzeugt. Da der Transport des 800 nm Laserstrahls zum optischen Tisch in der Beschleunigerhalle vorgesehen ist, kann die THG-Einheit zur Erzeugung des UV-Laserstrahls auf diesem Tisch platziert werden. Dies bietet den Vorteil, dass nur der Laserstrahl mit 800 nm Wellenlänge über das Transportsystem transportiert werden muss. Dadurch könnten spezielle Optiken für diese Wellenlänge benutzt werden, wie z. B. dielektrische Spiegel. Um mit dem simulierten System eine Abbildung für den 800 nm Laserstrahl zu erzeugen, wären lediglich die Positionen der Linsen basierend auf der hier vorgestellten Auslegung leicht anzupassen. Das Erreichen einer kleineren Spotgröße als $6\ \mu\text{m}$ für das SRR-Experiment wäre mit speziell angefertigten Linsen realisierbar. Die Krümmungsradien der benötigten Linsen sind über die Simulation mit dem Programm OpTaliX bestimmbar. Dabei kann die Strahlgröße beim Durchgang durch die Transportoptik auf die Grenze zur Erzeugung von Beugungseffekten angepasst werden. Durch die so erreichbare niedrigere Divergenz wird der Fokus zu einer kleineren Spotgröße als $6\ \mu\text{m}$ möglich.

Literatur

- [1] F. R. Elder u. a. “Radiation from Electrons in a Synchrotron”. In: *Phys. Rev.* 71 (11 Juni 1947), S. 829–830. DOI: 10.1103/PhysRev.71.829.5.
- [2] K. Humphreys u. a. “Medical applications of terahertz imaging: a review of current technology and potential applications in biomedical engineering”. In: *The 26th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*. Bd. 1. Sep. 2004, S. 1302–1305. DOI: 10.1109/IEMBS.2004.1403410.
- [3] K. Lien Nguyen u. a. “Terahertz time-domain spectroscopy and the quantitative monitoring of mechanochemical cocystal formation”. In: *Nat Mater* 6.3 (März 2007), S. 206–209. ISSN: 1476-1122. DOI: 10.1038/nmat1848.
- [4] A. Rice u. a. “Terahertz optical rectification from (110) zinc-blende crystals”. In: *Applied Physics Letters* 64.11 (1994), S. 1324–1326. DOI: 10.1063/1.111922.
- [5] M. Schwarz u. a. “Comparison of Various Sources of Coherent THz Radiation at FLUTE”. In: *Proceedings of IPAC2012, New Orleans, Louisiana, USA. 2012*, S. 568–570.
- [6] Michael J. Nasse u. a. “Status of the Accelerator Physics Test Facility FLUTE”. In: *Proceedings of IPAC2015, Richmond, VA, USA. 2015*, S. 1506–1508.
- [7] Minjie Yan u. a. “Design of a Time-Resolved Electron Diagnostics Using THz Fields Excited in a Split Ring Resonator at FLUTE”. In: *Proceedings of IBIC2016, Barcelona, Spain. 2016*, S. 475–478.
- [8] *OpTaliX Reference Manual*. Version 9.05. Optenso. 2016.
- [9] Frank Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 2008. DOI: 10.1007/978-3-540-75282-0.
- [10] Helmut Wiedemann. *Particle Accelerator Physics*. 3. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 2007. DOI: 10.1007/978-3-540-49045-6.
- [11] Thomas P. Wangler. “Transverse Particle Dynamics”. In: *RF Linear Accelerators*. 2. Aufl. Wiley-VCH Verlag, 2008. Kap. 7.
- [12] David H. Dowell. “Sources of Emittance in RF Photocathode Injectors: Intrinsic emittance, space charge forces due to non-uniformities, RF and solenoid effects”. In: *ArXiv.org* (2016). arXiv: 1610.01242 [physics.acc-ph].
- [13] P. O. Gartland, S. Berge und B. J. Slagsvold. “Photoelectric Work Function of a Copper Single Crystal for the (100), (110), (111), and (112) Faces”. In: *Phys. Rev. Lett.* 28 (12 März 1972), S. 738–739. DOI: 10.1103/PhysRevLett.28.738.
- [14] Eduard Prat u. a. “Measurements of copper and cesium telluride cathodes in a radio-frequency photoinjector”. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 18 (4 Apr. 2015), S. 043401. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.18.043401.

- [15] Vinit Kumar. “Understanding the focusing of charged particle beams in a solenoid magnetic field”. In: *American Journal of Physics* 77.8 (2009), S. 737–741. DOI: 10.1119/1.3129242.
- [16] Andy Bolzmann. *Investigation of the longitudinal charge distribution of electron bunches at the VUV-FEL using the transverse deflecting cavity LOLA*. Diplomarbeit. Deutsches Elektronen-Synchrotron, 2005.
- [17] Gianluca Geloni u. a. “Theory of edge radiation”. In: *ArXiv.org* (2008). URL: <https://arxiv.org/abs/0808.1846v1>.
- [18] Hans Joachim Eichler und Jürgen Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. 8. Aufl. Springer Vieweg, 2015. DOI: 10.1007/978-3-642-41438-1.
- [19] Anthony E. Siegman. “Physical Properties of Gaussian Beams”. In: *Lasers*. University Science Books, 1986. Kap. 17. DOI: 10.1016/B978-0-12-369470-6.00001-0.
- [20] Robert W. Boyd. “Chapter 1 - The Nonlinear Optical Susceptibility”. In: *Nonlinear Optics (Third Edition)*. Hrsg. von Robert W. Boyd. Third Edition. Academic Press, 2008, S. 1–67. ISBN: 978-0-12-369470-6. DOI: 10.1016/B978-0-12-369470-6.00001-0.
- [21] Michiel J. A. de Dood. “Second-harmonic generation”. Huygens Laboratorium. 2006.
- [22] Robert W. Boyd. “Chapter 2 - Wave-Equation Description of Nonlinear Optical Interactions”. In: *Nonlinear Optics (Third Edition)*. Hrsg. von Robert W. Boyd. Third Edition. Academic Press, 2008, S. 69–133. ISBN: 978-0-12-369470-6. DOI: 10.1016/B978-0-12-369470-6.00002-2.
- [23] Rüdiger Paschotta. “Spatial Walk-off and Beam Quality in Nonlinear Frequency Conversion”. In: *The Photonics Spotlight* (2010). URL: https://www.rp-photonics.com/spotlight%5C_2010%5C_03%5C_15.html.
- [24] Marta Divall. “Beam shaping”. Präsentation, LA3Net school. 2012.
- [25] Eugene Hecht. *Optics*. 4. Aufl. Addison-Wesley, 2002.
- [26] J. T. Hunt u. a. “Suppression of self-focusing through low-pass spatial filtering and relay imaging”. In: *Appl. Opt.* 17.13 (Juli 1978), S. 2053–2057. DOI: 10.1364/AO.17.002053.
- [27] R. Assmann et al. “FLUTE A linac-based THz source”. Conceptual Design Report. 2013.
- [28] Sophie Walther. *Laserstrahltransport und Diagnose für den FLUTE Photoinjektor*. Masterarbeit. Karlsruher Institut für Technologie, 2016.
- [29] Manuel Weber. *Fehlersudien für das Ferninfrarot Linac- Und Test-Experiment*. Diplomarbeit. Karlsruher Institut für Technologie, 2014.
- [30] Jürgen Blattner. “Neuerungen in der DIN EN ISO 14644-1:2015”. LOGFILE Nr. 06. 2016.
- [31] Marvin Reimold. *Study of the pointing and pulse energy stability of the FLUTE gun laser*. Bachelorarbeit. Karlsruher Institut für Technologie, 2016.
- [32] *Astrella: Ultrafast Ti:Sapphire Amplifier*. Coherent, Inc. 2014.

-
- [33] *Vitara: Automated, Hands-Free Ultrashort Pulse Ti:Sapphire Oscillator Family*. Coherent, Inc. 2014.
- [34] Justyna Fabianska, Günther Kassier und Thomas Feurer. “Split ring resonator based THz-driven electron streak camera featuring femtosecond resolution”. In: *Scientific Reports* 4 (2014), S. 5645. DOI: 10.1038/srep05645.
- [35] I. H. Malitson. “Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica”. In: *J. Opt. Soc. Am.* 55.10 (Okt. 1965), S. 1205–1209. DOI: 10.1364/JOSA.55.001205.
- [36] Jürgen Eichler, Lothar Dünkel und Bernd Eppich. “Die Strahlqualität von Lasern”. In: *Laser Technik Journal* 1.2 (2004), S. 63–66. DOI: 10.1002/latj.200790019.
- [37] *Visible Wavelength Helium-Neon Laser System, User’s Guide to Operation*. Research Electro Optics, Inc. 2011.
- [38] *PowerMax-USB/RS Sensors*. Coherent, Inc. 2010.
- [39] J. A. Arnaud u. a. “Technique for fast measurement of gaussian laser beam parameters”. In: *Applied optics* 10 (1971), S. 2775–2776. DOI: 10.1364/AO.10.002775.
- [40] *DET10A(/M) Si Biased Detector, User Guide*. Item#: NDC-100S-4. THORLABS. 2017.
- [41] *Step Variable Circular ND Filter*. Item#: NDC-100S-4. THORLABS. 2014.
- [42] Norman Hodgson und Horst Weber. *Laser Resonators and Beam Propagation: Fundamentals, Advanced Concepts, Applications*. 2. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 2005. DOI: 10.1007/b106789.
- [43] Daniel Savoiu. *kafe- Ein Python-Paket für elementare Datenanalyse im Physikpraktikum*. Bachelorarbeit. Karlsruher Institut für Technologie, 2013.

A. Anhang

A.1. Ergebnisse der Lasertransportsimulationen

Die Größe und Form der Laserspots auf der Kathode sind hier für die verschiedenen Betriebseinstellungen dargestellt, so wie die Auswirkungen auf die Spotgröße durch das Verschieben der Linsen. Informationen zu den Simulationseinstellungen finden sich in der Beschreibung.

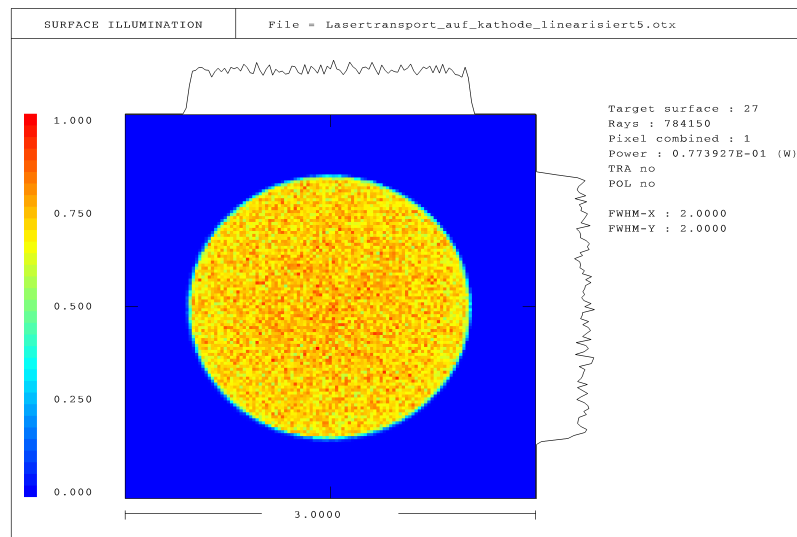


Abbildung A.1.: Spotgröße von 2 mm: Der Laserspot für die „low charge“ Einstellung mit 2 mm Durchmesser wird durch die Einstellung von 1,02 mm Aperturdurchmesser im Laserlabor erreicht. Das Intensitätsprofil entspricht einer Flat-Top-Form. Die beleuchtete Fläche beträgt $3 \times 3 \text{ mm}^2$ und die Genauigkeit der Simulation liegt bei 0,023 mm.

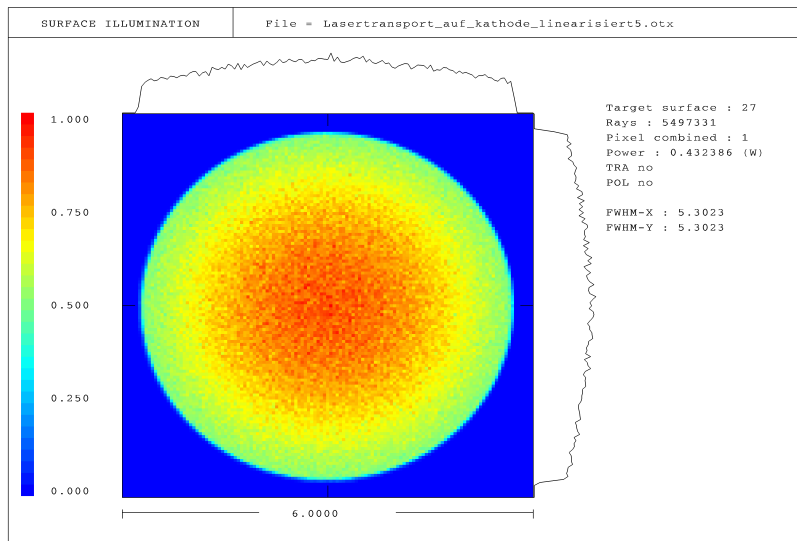


Abbildung A.2.: Spotgröße von 5,3 mm: Für die „super high charge“ Einstellung muss die Apertur auf 2,7 mm Durchmesser eingestellt werden. Da nun ca. 43 % der Leistung des Laserstrahls an der Kathode ankommt, fällt die Intensität entlang des Profil minimal ab. Mit einer simulierten Fläche von $6 \times 6 \text{ mm}^2$ ist die Genauigkeit dieser Simulation bei 0,046 mm.

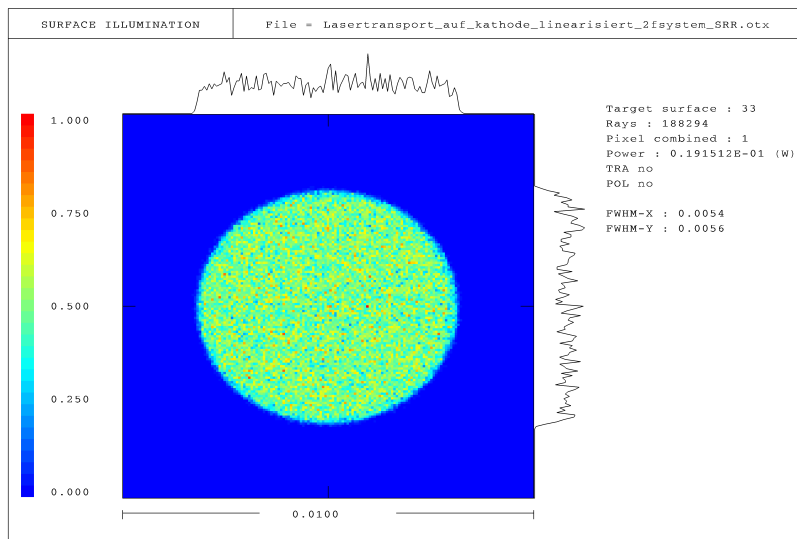


Abbildung A.3.: Spotgröße für SRR-Experiment: Die geforderte Größe von $5 \mu\text{m}$ wird durch die SRR-Optik fast erreicht. Die Simulation ergibt auf der beleuchteten Fläche von $0,01 \times 0,01 \text{ mm}^2$ eine Größe des Laserspots von 0,0054 mm (x-Richtung) und 0,0056 mm (y-Richtung). Die Simulation wurde mit einer Genauigkeit von 67 nm durchgeführt. Die Einstellung der Apertur im Laserlabor ist für dieses Ergebnis bei 0,5 mm Durchmesser, so dass an der Kathode lediglich ca. 2 % der Leistung ankommt.

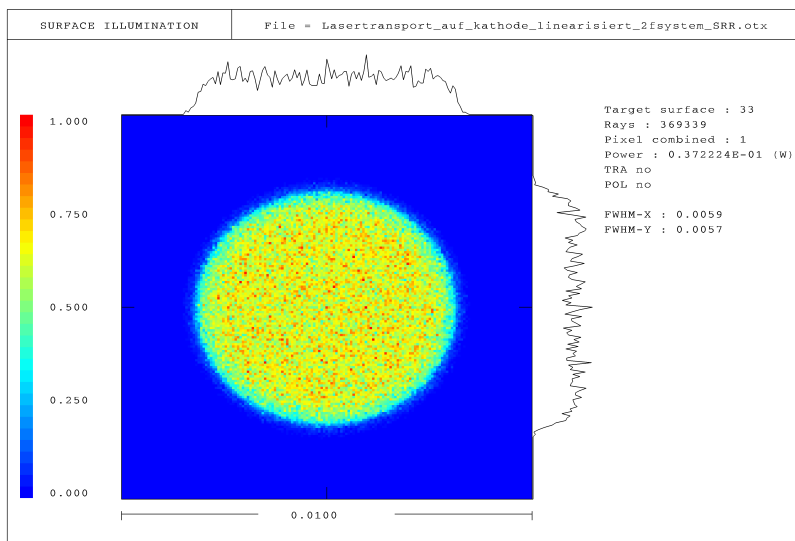


Abbildung A.4.: Aperturänderung 1 bei SRR: Mit einer Änderung der Apertur im Laserlabor auf 0,7 mm Durchmesser kann die Leistung auf der Photokathode auf etwa 3,7 % gesteigert werden. Die Größe des Laserspot erhöht sich dabei nur leicht auf maximal 0,0059 mm. Das Profil zeigt am Rand einen flacheren Verlauf als bei der 0,5 mm Einstellung. Die Simulation wurde ebenfalls mit 67 nm großen Bins auf einer 0,01x0,01 mm² großen Fläche durchgeführt.

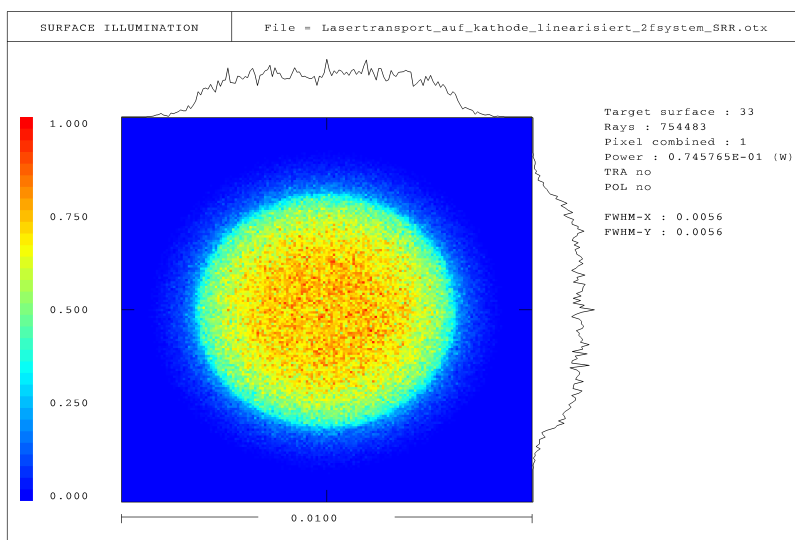


Abbildung A.5.: Aperturänderung 2 bei SRR: Das Auswaschen des Profils am Rand ist bei einer Einstellung von 1 mm Aperturdurchmesser deutlich zu erkennen. Der Vorteil dieser Einstellung liegt in der deutlichen Steigerung der Leistung auf 7,7 % gegenüber den anderen beiden Einstellungen. Die Spotgröße in FWHM-Durchmesser berechnet das Simulationprogramm mit gleichbleibender Binbreite und Fläche zu 0,0056 mm.

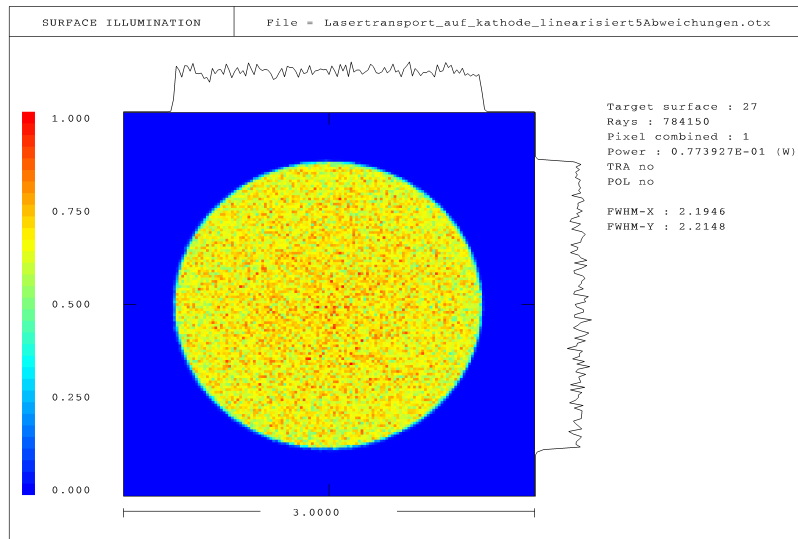


Abbildung A.6.: Veränderung der Spotgröße durch Positionierungsfehler 1: Die Auswirkung auf die Spotgröße des 2 mm Laserspots ist in dieser Simulation durch Verschieben der Linienposition untersucht worden. Dabei wurden alle Linsen nach Tabelle 4.5 verschoben, um die maximale Abweichung zu erhalten. Der Laserspot auf der Kathode wird dadurch um ca. 0,2 mm größer. Dies kann über die Apertur im Laserlabor angepasst werden. Die Genauigkeit wurde dabei auf 0,02 mm und die beleuchtete Fläche auf 3x3 mm² eingestellt, wie auch für die nächsten Darstellungen.

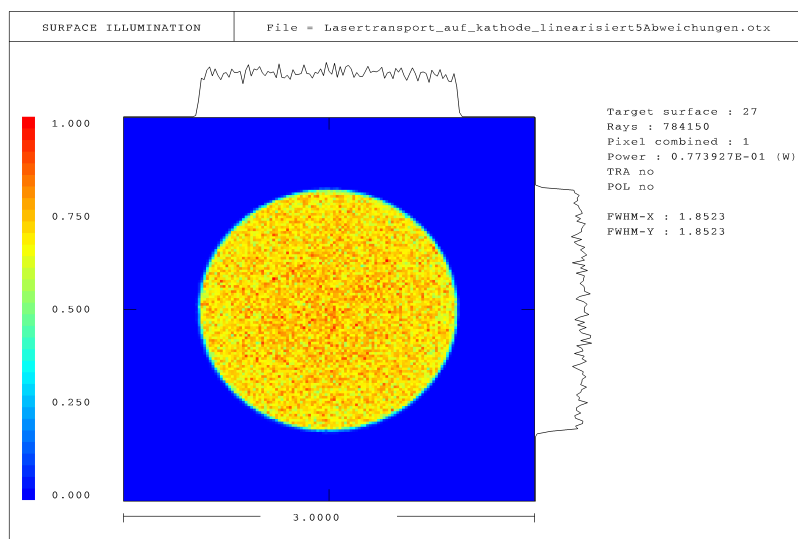


Abbildung A.7.: Veränderung der Spotgröße durch Positionierungsfehler 2: Die Linsen wurden für die maximale Verringerung der Spotgröße nach Tabelle 4.5 verschoben. Der Laserspot auf der Kathode wird dadurch um ca. 0,15 mm kleiner.

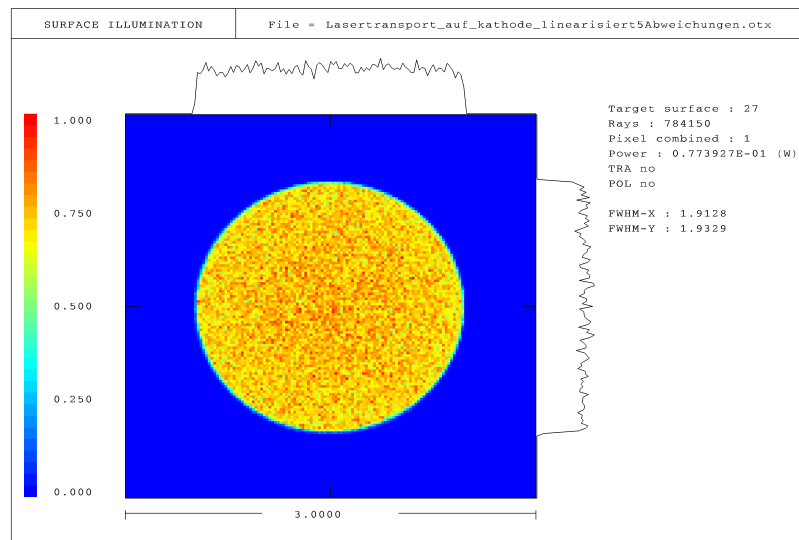


Abbildung A.8.: Veränderung der Spotgröße durch Positionierungsfehler 3: Für dieses Ergebnis wurde lediglich die letzte Linse L_{cat} um +50 mm in Richtung Photokathode verschoben. Der Laserspot auf der Kathode wird dadurch um etwa 0,09 mm kleiner.

A.2. Bestimmung der Divergenz θ aus den Ergebnissen der Strahlparametermessungen

Wie in Abschnitt 5.4 beschrieben, wurde für die Bestimmung der Divergenz θ eine Monte-Carlo-Rechnung durchgeführt. Die Ergebnisse für die Divergenz sind für die einzelnen Messungen in den folgenden Abbildungen dargestellt.

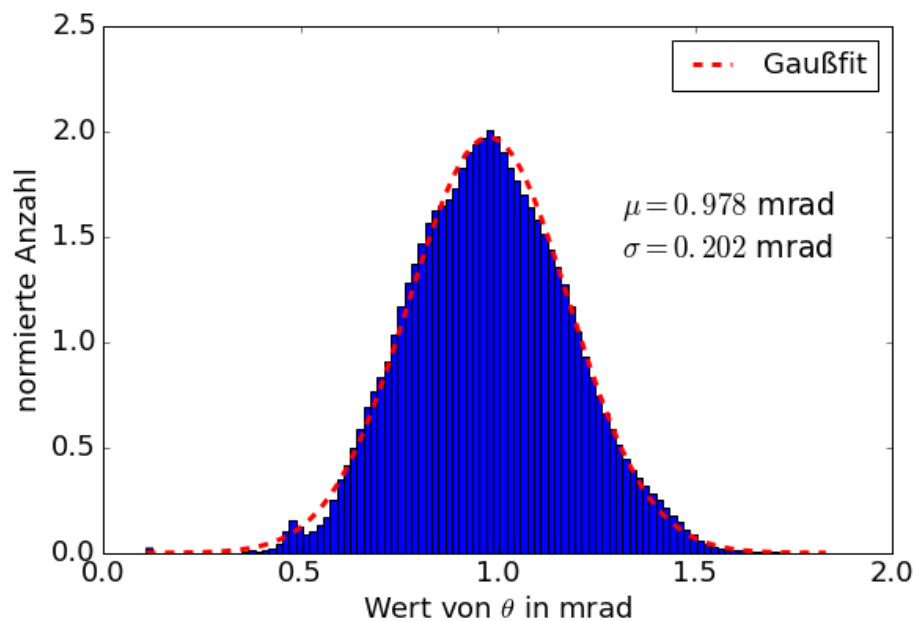


Abbildung A.9.: Divergenz des HeNe Laserstrahls durch d_0 -Messung, horizontal: Für das hier dargestellt Histogramm wurden $d_0 = 0,871 \pm 0,026$ mm und $M^2 = 1,05 \pm 0,21$ aus Abbildung 5.5 verwendet. Der Wert für θ ergibt sich aus dem Gaußfit zu $\theta = 0,978 \pm 0,202$ mrad.

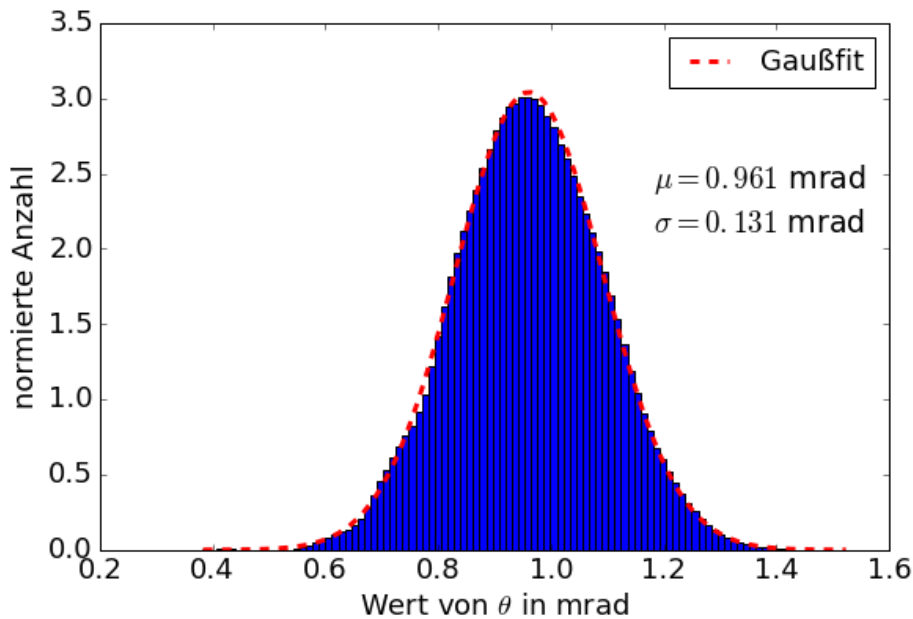


Abbildung A.10.: Divergenz des HeNe Laserstrahls mit M^2 -Messung, horizontal: Durch Messung an der fokussierten Strahltaile konnte $M^2 = 1,03 \pm 0,14$ bestimmt werden. Zusammen mit dem minimalen Strahldurchmesser $d_0 = 0,871 \pm 0,026$ mm aus Abbildung 5.5 ergibt sich $\theta = 0,961 \pm 0,131$ mrad. Im Vergleich mit dem Ergebnis aus Abbildung A.9 konnte der Fehler um 35 % reduziert werden.

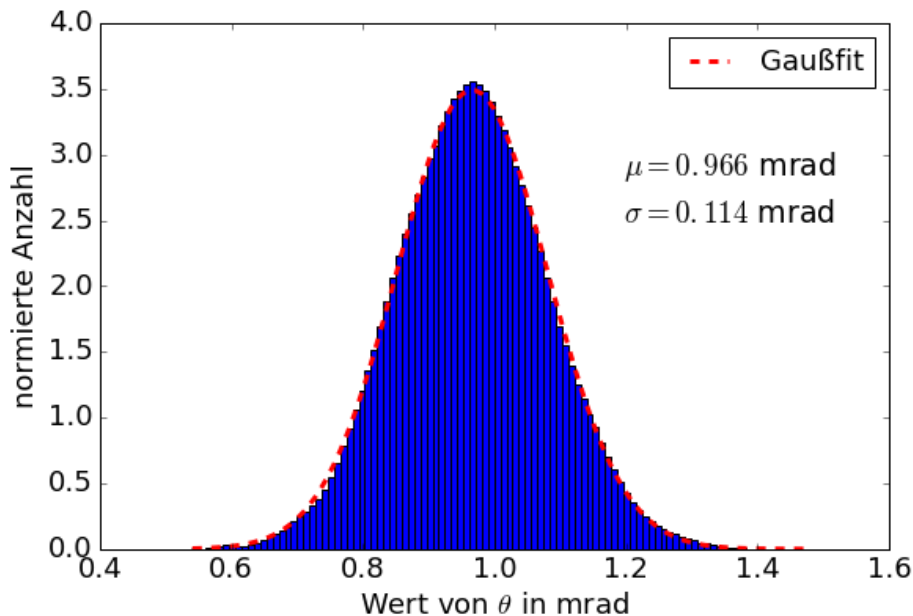


Abbildung A.11.: Divergenz des HeNe Laserstrahls durch d_0 -Messung, vertikal: Die Divergenz wurde mit den Ergebnissen aus der vertikalen Messung in Abbildung 5.5 berechnet: $d_0 = 0,823 \pm 0,022$ mm und $M^2 = 0,98 \pm 0,12$. Der Wert für θ ergibt sich zu $\theta = 0,966 \pm 0,114$ mrad.

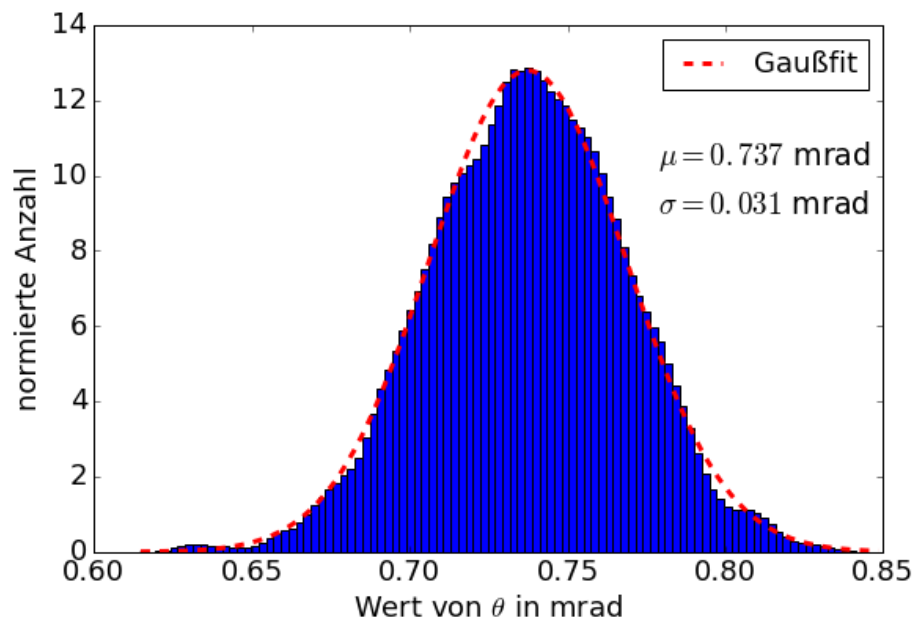


Abbildung A.12.: Divergenz des Seed Laserstrahls durch d_0 -Messung, horizontal: Mit den Ergebnissen aus Abbildung 5.8, $d_0 = 2,10 \pm 0,01$ mm und $M^2 = 1,52 \pm 0,06$, ergibt sich über den Fit der Gaußfunktion $\theta = 0,737 \pm 0,031$ mrad.

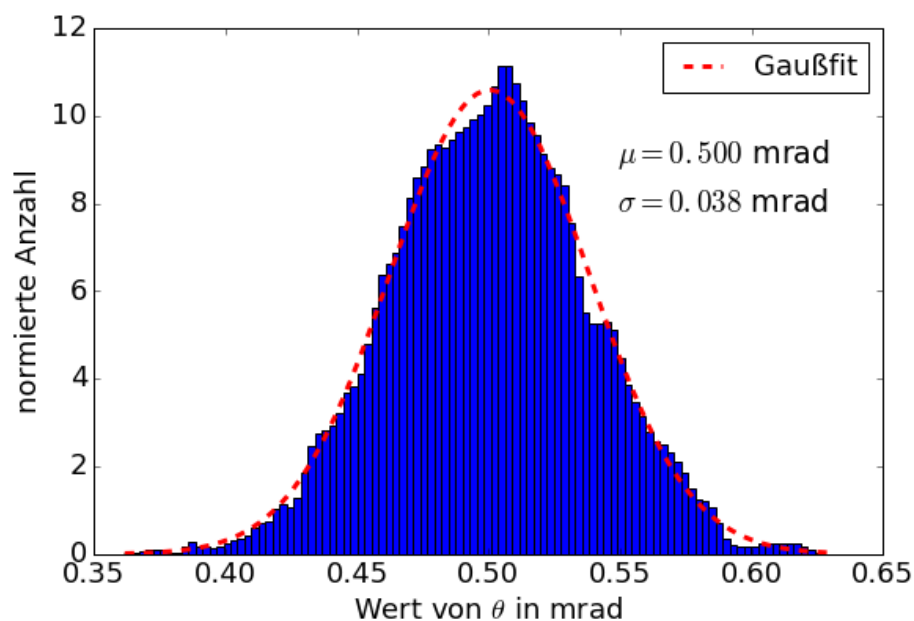


Abbildung A.13.: Divergenz des Seed Laserstrahls mit M^2 -Messung, horizontal: Durch das Ersetzen von M^2 mit dem Ergebnis aus der Messung mit eingefügter Linse ($M^2 = 1,03 \pm 0,08$), verändert sich die Divergenz im Vergleich zu Abbildung A.12 zu $\theta = 0,500 \pm 0,038$ mrad. Der Fehler von θ konnte durch die M^2 -Messung nicht verringert werden. Die unpräzise Bestimmung der Strahltaile wirkt sich auf den Fehler von M^2 und somit auf θ aus.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, die mich bei der Entstehung dieser Arbeit unterstützt haben. Mein Dank geht an Frau Prof. Anke-Susanne Müller für die Möglichkeit an FLUTE im Bereich der Beschleunigerphysik und Laseroptik meine Masterarbeit schreiben zu können. Ebenso danke ich Herrn Prof. Marc Weber für die freundliche Übernahme des Korreferates.

Ein herzliches Dankeschön geht an Michael Nasse für die Betreuung der Arbeit und die Hilfestellung bei den aufgetretenen Fragen. Für die Unterstützung im Labor und die nützlichen Tipps möchte ich Stefan Funkner danken. Außerdem danke ich der gesamten THz-Gruppe für das tolle Arbeitsklima und die große Hilfsbereitschaft, sowie dem gesamten Team hinter FLUTE für die gute Atmosphäre während dieses interessanten und lehrreichen Jahres.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie und meinen Freunden für die stetige Unterstützung und Motivation über die gesamte Studienzeit hinweg bedanken.