

KOHÄRENTE KOPPLUNG ULTRAKURZER PULSE MIT MIKROLINSENARRAYS

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktorin der Naturwissenschaften

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation von

M.Sc. Maike Probotowicz

Referent: Prof. Dr. Uwe Morgner

Korreferenten: Prof. Dr. Bernhard Roth
Prof. Dr. Thomas Dekorsy

Tag der Promotion: 01.10.2021

Abstract

Coherent beam combining (CBC) offers new possibilities for further power and energy scaling of ultrafast lasers. Current publications report about achieved records with average powers of 10.4 kW pulse energies of 23 mJ and combined individual channels N of up to 107.

In this thesis, a novel concept for coherent beam combining is introduced with one central combining element. A pair of microlens arrays (MLAs) is utilized that is usually used for beam homogenization and collimation.

The presented concept combines the advantages of both well-known combination geometries, the tiled and filled aperture approach. It is shown that only one combination element is needed for N channels and yet a high combination efficiency above 90 % can be achieved. Therefore, the method represents a mixture of both combination geometries, so the term mixed aperture is introduced. In addition to these mentioned features, deflection and shaping of the combined beam is also possible with the mixed aperture approach. However, this can only occur at certain locations, so it must be called discrete beam deflection resp. discrete beam shaping.

From literature it is known that homogenization with MLAs requires a certain reduced level of spatial coherence to get a homogeneous square intensity profile. A light source exhibiting complete spatial coherence leads to interference and grating diffraction caused by the periodicity of the array and by the pupil of the microlenses, and therefore, in the farfield of the MLAs discrete diffraction orders result. Since the optical power within these diffraction orders can be distributed homogeneously, this approach is used as an efficient beam splitting concept, known already since the early 1990s. It is the basic idea of this work to reverse the beam splitting and, thus, to achieve the beam combination. The basic principles for using MLAs as combining element is explained. In addition, the impact of beam- and pulse-parameter mismatches on the combination efficiency, is investigated. After introducing theoretical findings the efficacy of the beam combination and beam deflection is demonstrated and a proof-of-principle experiment is supported by simulations. For this, an input beam matrix of 5×5 beams is combined proving both the ability for further power scaling and dynamic beam deflection. After the proof of principle experiments of the new combination concept, the mixed aperture is used to combine an ultrashort pulse system of five fiber amplifiers. The results convincingly validate the concept and exhibit a promising implementation to easily scale the number of channels and still realize high combination efficiencies.

Keywords: coherent beam combining, ultrashort pulses, microlens-arrays, beam deflection technique

Kurzfassung

Die kohärente Kopplung (kurz CBC für engl. coherent beam combining) bietet neue Möglichkeiten zur weiteren Leistungs- und Energieskalierung von Lasern mit ultrakurzen Pulsen. Es wurde bereits gezeigt, dass mittlere Laserleistungen im 10 kW-Bereich und Pulsenergien von 23 mJ erreicht sowie mehr als 100 Einzelkanäle kombiniert werden konnten. In dieser Arbeit wird ein neuartiges Konzept zur kohärenten Kopplung mit einem zentralen Kombinationselement vorgestellt. Hierfür wird ein Paar von Mikrolinsenarrays (MLAs), die bisher zur Strahlhomogenisierung und Kollimation dienen, eingesetzt. Das vorgestellte Konzept vereint die Vorteile der bekannten Kombinationsgeometrien, der gefüllten und der gefächerten Apertur. Es wird gezeigt, dass nur ein Kombinationselement für N Kanäle benötigt wird und dennoch eine hohe Kombinationseffizienz über 90 % erreicht werden kann. Das gezeigte Konzept stellt eine Mischung aus den beiden bekannten Kombinationsgeometrien dar. Aus diesem Grund wird der Begriff der gemischten Apertur eingeführt. Zusätzlich zu den genannten Eigenschaften ist mit dem Ansatz der gemischten Apertur auch eine Ablenkung und Formung des kombinierten Strahls möglich. Dies kann jedoch nur an bestimmten Orten erfolgen, sodass von einer diskreten Strahlableitung bzw. -formung gesprochen werden muss.

Aus der Literatur ist bekannt, dass die Strahlhomogenisierung mit MLAs einen reduzierten Grad an räumlicher Kohärenz erfordert, um eine homogen ausgeleuchtete Fläche zu erhalten. Eine Lichtquelle mit vollständig räumlicher Kohärenz führt zu Interferenz und Gitterbeugung, hervorgerufen durch die Periodizität des Arrays und die Pupille der Mikrolinsen, sodass im Fernfeld des MLAs diskrete Beugungsordnungen resultieren. Da die optische Leistung innerhalb dieser Beugungsordnungen homogen verteilt werden kann, wird dieser Ansatz zur Strahlteilung genutzt, was bereits seit den frühen 1990er Jahren bekannt ist. Die Grundidee dieser Arbeit ist, die Strahlteilung umzukehren und eine Strahlkombination zu erreichen. Die dafür notwendigen Grundprinzipien werden erläutert. Darüber hinaus wird der Einfluss von Strahl- und Pulsparameter-Fehlanpassungen auf die Kombinationseffizienz untersucht. Nach der Vorstellung dieser theoretischen Erkenntnisse wird die Strahlkombination sowie die Strahlableitung in einem Grundsatzbeweis-Experiment demonstriert und mit Simulationen unterstützt. Dazu wird eine Strahlmatrix von 5×5 Strahlen kombiniert, abgelenkt und geformt. Nach diesen Grundsatzbeweis-Experimenten wird die gemischte Apertur verwendet, um ein UKP-System aus fünf Faserverstärkern zu kombinieren. Die Ergebnisse stimmen mit dem vorgestellten Konzept der gemischten Apertur überein und zeigen eine vielversprechende Möglichkeit, die Kanalanzahl einfach zu skalieren und dennoch hohe Kombinationseffizienzen zu erreichen.

Schlagwörter: kohärente Kopplung, ultrakurze Pulse, Mikrolinsenarrays, Strahlableitung

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Beschreibung ultrakurzer Pulse	3
2.2	Propagation ultrakurzer Pulse	6
2.2.1	Lineare optische Effekte	6
2.2.2	Nichtlineare optische Effekte	9
2.3	Ultrakurzpulsverstärker	11
2.3.1	Faserverstärker	13
2.3.2	Limitierungen	14
2.4	Beugungstheorie	17
3	Kohärente Kopplung ultrakurzer Pulse	23
3.1	Basiskonzept	23
3.2	Gefächerte Apertur (Tiled aperture)	25
3.3	Gefüllte Apertur (Filled aperture)	26
3.3.1	1:2 Teilungs- und Kombinationselemente	27
3.3.2	1:N Teilungs- und Kombinationselemente	28
3.4	Stabilisationstechniken	29
3.5	Qualität der Kombination	31
3.5.1	Definitionen für die Effizienz	32
3.5.2	Einflüsse auf die Kombinationseffizienz	33
3.6	Stand der Technik	35
3.6.1	Faserbasierte UKP-Systeme	35
3.6.2	CBC basierte UKP-Systeme	36
3.6.3	Strahlableitungssysteme	37
4	Kohärente Kopplung mit Mikrolinsenarrays	41
4.1	Anwendungen von MLAs	41
4.1.1	Strahlhomogenisierung mit MLAs	43

4.2	Strahlteilung und -kombination mit MLAs	46
4.2.1	Phasen Anpassung für die Strahlkombination mit MLAs	58
4.3	Strahlformung und -ablenkung mit MLAs	64
4.4	Spezialfälle bei der Strahlteilung bzw. -kombination mittels MLAs	67
4.4.1	Erzeugung einer geraden Anzahl an Spots mit MLAs	67
4.4.2	Konfigurationen mit MLAs für die Strahlteilung und -kombination	69
4.5	Qualität des Kombinationsprozesses	71
4.5.1	Definition der Kombinationseffizienz	71
4.5.2	Einfluss der Strahl- und Pulsparameter	76
4.5.3	Einfluss der verwendeten Elemente für die Kombination	82
4.5.4	Strahlqualität für die Kombination mit MLAs	85
5	Experimentelle Demonstration der kohärenten Kopplung mit MLAs	89
5.1	Strahlteilung und -kombination im Freistrahlaufbau	89
5.2	Dynamische Strahlkombination im Freistrahlaufbau	95
5.3	Spezialfälle der Strahlteilung und -kombination im Freistrahlaufbau	99
5.4	Strahlkombination von Faserverstärkern	102
6	Zusammenfassung und Ausblick	111
	Literaturverzeichnis	115
	Lebenslauf	129
	Publikationsliste	131
	Danksagung	133
A	Anhang	135
A.1	Herleitung der Phasen für eine gerade Anzahl an Kanälen	135
A.2	Verwendete Phasenbilder für SLM bei der Strahlkombination mit MLAs	136
A.3	Eingestellte Phasen in den Experimenten	136

Abkürzungsverzeichnis

ACF	Autokorrelationsfunktion (engl. Autocorrelation function)
AOD	Akustooptischer Ablenker (engl. Acousto-optical deflector)
AOM	Akustooptischer Modulator (engl. Acusto-optical modulator)
CBC	Kohärente Strahlüberlagerung bzw. Kohärente Kopplung (engl. Coherent beam ombining)
CPA	Verstärkung gechirpter Pulse (engl. Chirped pulse amplification)
CW	Dauerstrich (engl. Continuous wave)
DMD	Mirkospiegelarray (engl. Digital micromirror Device)
DOE	Diffraktives optisches Element
E-Feld	Elektrisches Feld
EOD	Elektrooptischer Ablenker (engl. Electro-optical deflector)
EOM	Elektrooptischer Modulator (engl. Electro-optical modulator)
FF	Füllfaktor
FL	Fourierlinse
FROG	Frequenz aufgelöstes optisches Ansteuerung (engl. Frequency-resolved optical gating)
KI	Künstliche Intelligenz
LASER	Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung (engl. Light amplification by stimulated emission of radiation)
LOCSET	Verriegelung der optischen Kohärenz durch Ein-Detektor-Elektronik-Frequenz-Tagging (engl. Locking of optical coherence by single-detector electronic-frequency tagging)
MEMS	Mikro-Elektro-Mechanische-Systeme
MFD	Modenfelddurchmesser

MLA	Mikrolinsenarray
NA	Numerische Apertur
OPA	Optisches Phasenarray
PBS	Polarisationsstrahlteiler (engl. Polarization beamsplitter)
PD	Photodiode
PM	Polarisationserhaltend (engl. Polarization-maintaining)
RIN	Relative Intensitätsrauschen (engl. Relative intensity noise)
ROC	Krümmungsradius (engl. Radius of curvature)
SK	Strahlkombination
SLM	Räumlicher Lichtmodulator (engl. Spatial light modulator)
SMS	Segmentierter Spiegeltrenner (engl. Segmented mirror splitter)
SPGD	Stochastischer Parallel-Gradient-Abstieg (engl. Stochastic parallel-gradient-descend)
SPM	Selbstphasenmodulation
ST	Strahlteilung
TFP	Dünnschichtpolarisator (engl. Thin-film polarizer)

1. Einleitung

Der Laser hat sich seit seiner Erfindung im Jahr 1960 [1] stetig weiterentwickelt. So konnten die mittlere Laserleistung, die Effizienz und die Pulsenergie gesteigert werden. Neben diesen charakteristischen Größen konnte auch die Erzeugung von immer kürzeren Pulsen gezeigt werden.

Besonderes Interesse in dieser Arbeit gilt den ultrakurzen Pulsen, die typischerweise Intensitäten im Bereich von $\sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$ erlauben. Aus diesen hohen Intensitäten und einer geringen Wechselwirkungszeit zwischen dem Laserpuls und dem Material resultieren viele relevante Anwendungs- und Forschungsbereiche [2]. Dazu zählen unter anderem die Lasermaterialbearbeitung [3–5] oder die Medizintechnik [6].

Für diese ultrakurzen Lasersysteme gibt es verschiedene Verstärkergeometrien, wie den Scheiben- [7] oder den Faserverstärker [8]. Deren Leistungswerte konnten mit dem Konzept der gechirpten Pulsverstärkung, kurz CPA, für das im Jahr 2018 der Physik-Nobelpreis vergeben wurde, immer weiter gesteigert werden [9].

Jedoch ist die Entwicklung inzwischen so weit, dass mit dem CPA-Konzept die Verstärkergeometrien zunehmend an ihre Grenzen stoßen. Der Grund hierfür sind intrinsische Limitierungen, die physikalischen Ursprungs sind, wie z.B. transversale Modeninstabilitäten oder Nichtlinearitäten [10–12].

Die kohärente Kopplung mehrerer paralleler Verstärker, kurz CBC (engl. coherent beam combining), bietet eine Möglichkeit zur weiteren Leistungs- und Energieskalierung der ultraschnellen Laser [13, 14]. Damit bietet dieses Konzept Wege für neue Anwendungen, wie z.B. dem Laser-Teilchenbeschleuniger, bei dem bis zu 10.000 Fasern kombiniert werden sollen [15].

Für das CBC-Konzept wird zwischen zwei Kombinationsgeometrien unterschieden: der gefüllten (engl. filled aperture) und der gefächerten Apertur (engl. tiled aperture) [16], die jeweils unterschiedliche Vorteile besitzen. So ermöglicht die gefüllte Apertur hohe Kombinationseffizienzen $> 90\%$, wohingegen die gefächerte Apertur eine einfache Kombination einer großen Kanalanzahl > 100 erlaubt.

Aktuelle Veröffentlichungen zu diesen CBC-Systemen zeigen Rekordwerte mit mittleren Leistungen von 10,4 kW [17], Pulsenergien von 23 mJ [18] oder einer Kanalanzahl von bis zu 107 Kanälen [19].

Diese Arbeit hat das Ziel, die Vorteile der beiden Kombinationsgeometrien zu vereinigen

und stellt eine neue Kombinationsgeometrie mit einem zentralen Kombinationselement vor. Dabei wird mindestens ein Mikrolinsenarray (MLA) verwendet, das üblicherweise zur Strahlhomogenisierung [20, 21] eingesetzt wird. Hierzu ist aus der Literatur bekannt, dass eine Strahlhomogenisierung mit MLAs einen gewissen reduzierten Grad an Kohärenz erfordert [22, 23], damit im Fernfeld des MLAs eine homogen ausgeleuchtete Fläche $D_{FFx} \times D_{FFy}$ resultiert. Propagiert Licht einer vollständig räumlich kohärenten Lichtquelle durch einen Strahlhomogenisierer, der auf MLAs basiert, resultiert Interferenz und Gitterbeugung. Diese werden durch die Periodizität des Arrays und die Pupille der Mikrolinsen hervorgerufen. Hierdurch resultieren im Fernfeld des MLAs statt der homogen ausgeleuchteten Fläche nun diskrete Beugungsordnungen, die sich innerhalb dieser Fläche $D_{FFx} \times D_{FFy}$ befinden. Die optische Leistung innerhalb dieser Beugungsordnungen kann homogen verteilt werden, sodass dieser Ansatz als effizientes Konzept zur Strahlteilung genutzt werden kann [24]. Die Grundidee dieser Arbeit ist, die Strahlteilung umzukehren und somit die Strahlkombination zu erreichen. Damit stellt das gezeigte Konzept eine Mischung aus den beiden bekannten Kombinationsgeometrien dar. Aus diesem Grund wird der Begriff der gemischten Apertur eingeführt. Zusätzlich zu den genannten Eigenschaften ist mit dem Ansatz der gemischten Apertur auch eine Ablenkung und Formung des kombinierten Strahls möglich. Dies kann jedoch nur an bestimmten Orten erfolgen, sodass von einer diskreten Strahlableitung bzw. -formung gesprochen werden muss.

Für die Gliederung dieser Arbeit wird zuerst in Kapitel 2 auf die Grundlagen eingegangen, die unter anderem eine mathematische Beschreibung und die Propagation von ultrakurzen Pulsen enthalten. In dem nachfolgenden Kapitel 3 werden die Grundlagen der kohärenten Kopplung beschrieben, zu dem die Kombinationsgeometrien und der Stand der Technik gehören. Danach folgt das Kapitel 4, in dem die neue Kombinationsgeometrie eingeführt wird, die als gemischte Apertur bezeichnet wird. Für diesen Ansatz der gemischten Apertur werden die notwendigen Systemparameter hergeleitet und die Strahlformung bzw. -ablenkung beschrieben. Im Anschluss wird ein solches System in Bezug auf die Kombinationseffizienz und Fehlanpassungen, wie auch auf die Eignung für ultrakurze Pulse charakterisiert.

Nach der theoretischen Betrachtung der neuen Kombinationsgeometrie der gemischten Apertur folgt in Kapitel 5 ein experimenteller Beweis des Prinzips, in der die Strahlteilung bzw. -kombination und die Strahlformung bzw. -ablenkung gezeigt werden. Anschließend wird ein CBC-System, bei dem fünf Faserverstärker mit dem Ansatz der gemischten Apertur kombiniert werden, charakterisiert und mit den theoretischen Überlegungen aus Kapitel 4 verglichen.

Im letzten Kapitel finden sich eine Zusammenfassung sowie ein Ausblick, in dem die weiteren Möglichkeiten für den Ansatz der gemischten Apertur beschrieben und für die Entwicklung weiterer Lasersysteme und der Materialbearbeitung eingeordnet werden.

2. Grundlagen

Dieses Kapitel beinhaltet die mathematische Beschreibung von ultrakurzen Pulsen sowie deren Propagation und die dabei auftretenden Effekte. Neben Beschreibungen werden auch die bekannten Verstärkerarchitekturen für ultrakurze Pulse vorgestellt. Der Fokus liegt dabei auf Faserverstärkern, mit denen effiziente Hochleistungslaser realisiert werden können, was besonders dem CPA-Konzept zu verdanken ist. Jedoch stößt dieses System zunehmend an seine Grenzen und verhindert eine weitere Skalierung, sodass neue Techniken benötigt werden. Zu diesen gehört die kohärente Kopplung, bei der mehrere Verstärker im Freistrahlaufbau kombiniert werden. Da die kohärente Kopplung im Fokus dieser Arbeit liegt, werden im Folgenden auch Grundlagen hierzu beschrieben.

2.1. Beschreibung ultrakurzer Pulse

Lichtimpulse, kurz Pulse, die ein Laser emittiert, weisen abhängig von der Art ihrer Erzeugung große Unterschiede in der Pulsdauer t_p auf. Dabei liegen für Pulse, die über die Güteschaltung erzeugt werden die Pulsdauern typischerweise im Nanosekundenbereich [25]. Eine weitere Methode zur Erzeugung von Pulsen ist die Modenkopplung. So erzeugte Pulse weisen meist Pulsdauern von wenigen Pikosekunden auf bzw. liegen oft im Femtosekundenbereich [26]. Aufgrund ihrer sehr kurzen Pulsdauer werden diese auch ultrakurze Pulse, kurz UKP, genannt und werden in dieser Arbeit ausschließlich betrachtet.

Die theoretische Beschreibung von Licht wird in vielen Fachbüchern detailliert behandelt [27, 28] und wird in diesem Kapitel kurz vorgestellt.

Zeitliche Definition

Als Startpunkt stehen immer die Maxwellgleichungen, aus denen sich die Wellengleichung herleiten lässt. Für die einfachste Lösung dieser Wellengleichung ergibt sich das elektrische Feld $E(z, t)$, kurz E-Feld, als eine monochromatische ebene Welle. Ist diese Welle in x -Richtung polarisiert $\vec{e}_x(t)$ und propagiert in z -Richtung, ergibt sich

$$\vec{E}(z, t) = \vec{e}_x(t)E(z, t) = \vec{e}_x(t)\tilde{E}(z) \exp[i(\omega t - kz)]. \quad (2.1)$$

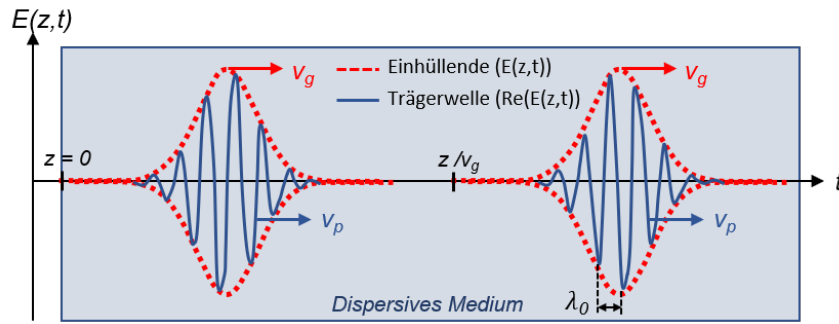


Abbildung 2.1.: Wellenpaket mit der Einhüllenden (rot, gestrichelt), die sich mit der Gruppengeschwindigkeit v_g bewegt und der Trägerwelle (blau), die sich mit der Phasengeschwindigkeit v_{ph} ausbreitet. Zudem ist gezeigt, wie sich ein Puls in einem dispersiven Medium ausbreitet bzw. verbreitet, hier mit negativem Chirp, d.h. die Frequenz nimmt über den gesamten Puls hin ab.

Hierbei stellt ω die optische Winkelfrequenz mit $\omega = 2\pi\nu$ dar, in der ν die optische Frequenz beschreibt. Die Wellenzahl k ist mit $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ gegeben, mit λ als Wellenlänge. $\tilde{E}(z)$ ist die komplexe Amplitude mit

$$\tilde{E}(z) = E_0(z) \exp[i\phi(z)], \quad (2.2)$$

bei der $E_0(z)$ die Amplitude und $\phi(z)$ die Phase der elektromagnetischen Welle darstellt. Die Intensität $I(z)$ ergibt sich mit $I(z) \sim |E(z)|^2$ und die Wellenfronten sind Flächen konstanter Phase mit $\phi(z) = 2\pi q$ ($q =$ ganzzahlig) [27].

Für die Beschreibung von ultrakurzen Pulsen reicht die Betrachtung der ebenen Welle allein nicht mehr aus, um auftretende Phänomene, wie die nichtlinearen Effekte (siehe Kapitel 2.2), zu beschreiben. Daher werden die ultrakurzen Pulse als elektromagnetische Wellenpakete (siehe Abb. 2.1) behandelt. Ein solches Wellenpaket ist polychromatisch und stellt die Superposition von mehreren stationären monochromatischen ebenen Wellen mit unterschiedlichen Propagationsrichtungen und Frequenzen ω dar, für das folgt

$$\begin{aligned} \tilde{E}(z, t) &= \exp[i(\omega_0 t - kz)] \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(\omega) \exp[i(\omega t - \phi(\omega, z))] d\omega \\ &= A(z, t) \exp[i(\omega_0 t - kz)], \end{aligned} \quad (2.3)$$

mit $A(z, t)$ der Puls-Einhüllenden (siehe Abb. 2.1, rot), $\tilde{A}(\omega)$ der Fourier Amplituden und $\exp[i(\omega_0 t - kz)]$ der schnell oszillierenden Trägerwelle (siehe Abb. 2.1, blau) mit der zentralen Frequenz ω_0 . Die Phase $\phi(\omega, z)$ in Gl. (2.3) kann eine Frequenzänderung hervorrufen, dann wird von einem gechirpten Puls gesprochen, und wird als spektrale Phase bezeichnet.

Räumliche Definition

Neben den zeitlichen Eigenschaften eines Laserstrahls müssen auch die räumlichen Eigen-

schaften betrachtet werden. Das Strahlprofil kann durch eine geschickte Auswahl einer Basis von elektrischen Feldern beschrieben werden, z.B. Gauß-Hermite-Moden oder Laguerre-Gauß-Moden. Hier wird die niedrigste Ordnung der transversalen Mode, die Grundmode, betrachtet.

Diese wird über die Gauß-Funktion beschrieben und findet auch in sehr guter Näherung für die Beschreibung in optischen Fasern Verwendung [28]. Für ein Gaußsches-Strahlprofil $F(x, y)$ folgt die Gleichung

$$F(x, y) = \exp \left[\frac{-(x^2 + y^2)}{w_0^2} \right], \quad (2.4)$$

in der w_0 den Strahltaillenradius beschreibt, der nach einem Abfall der Intensität auf $1/e^2$ definiert ist. Für die Berechnungen in dieser Arbeit wird ein gaußförmiges Strahlprofil mit einer flachen räumlichen Phase angenommen. Für einen Gaußstrahl, der über eine lange Strecke in z -Richtung propagiert, ändert sich die Gl. (2.4) zu

$$F(x, y, z) = \frac{1}{q(z)} \exp \left[-ik \frac{-(x^2 + y^2)}{2q(z)} \right], \quad (2.5)$$

in der q den komplexen Strahlparameter darstellt, für den gilt

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad [29]. \quad (2.6)$$

Hierbei ist $R(z) = z[1 + (z_R/z)^2]$ der Krümmungsradius, $w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$ der Strahlradius an Position z , w_0 der Strahltaillenradius an der Position $z = 0$ und $z_R = \pi w_0^2 / (M^2 \lambda)$ die Rayleighlänge mit M^2 als Beugungsmaßzahl, die angibt wie gut ein Strahl fokussierbar ist. Damit kann der komplexe Strahlparameter auch mit $q(z) = z - iz_R$ beschrieben werden. Zudem wird die erwähnte Beugungsmaßzahl M^2 meist als Kennzahl für die Strahlqualität verwendet. Daher wird in dieser Arbeit von einer nahezu beugungsbegrenzten bzw. guten Strahlqualität gesprochen wenn das $M^2 \leq 1,1$ beträgt bzw. von einer Verschlechterung der Strahlqualität wenn $M^2 > 1,1$ wird.

Zusammenfassend lässt sich damit das elektrische Feld eines ultrakurzen Pulses mit den genannten Gleichungen (2.1) bzw. (2.3) und (2.5) mit

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{e}_x(t) \tilde{E}(z, t) F(x, y, z)^1 \quad (2.7)$$

beschreiben. Die Gl. (2.7) ist gültig für die Propagation ultrakurzer Pulse in Luft und ist damit ausreichend für die Betrachtung der kohärenten Kopplung, die im Freistrahlaufbau stattfindet.

¹Annahme: elektrisches Feld besitzt nur transversale Komponente (Annahme ebener Wellenfronten).

2.2. Propagation ultrakurzer Pulse

Propagiert ein ultrakurzer Puls, dessen zeitliche und räumliche Eigenschaften in Kapitel 2.1 beschrieben werden, durch ein Medium, führt dies zu einer Änderung seiner Eigenschaften. Hierbei wird die Dispersion betrachtet, die einen Einfluss im spektralen Bereich ausübt. Neben diesem Effekt werden auch die nichtlinearen Effekte beschrieben, die von der zeitlichen Pulsform abhängig sind und diese beeinflussen.

2.2.1. Lineare optische Effekte

Brechungsindex und Polarisierung

Für den Brechungsindex n_s eines Substrates gilt $n_s = c_0/c$, in der c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und c die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht in einem Substrat beschreibt. Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, reicht eine monochromatische Welle für die Beschreibung von ultrakurzen Pulsen nicht mehr aus, da ultrakurze Pulse viele Wellenlängenkomponten besitzen. Da der Brechungsindex n_s für jede Wellenlänge bzw. Frequenz unterschiedlich ist, muss $n(\omega)$ betrachtet werden. Ebenfalls kann für den Brechungsindex $n(\omega)$ geschrieben werden $n(\omega) = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$,² mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_0 im Vakuum und ϵ in einem Medium. Für die Dielektrizitätskonstante ϵ gilt $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi)$. Hierbei stellt χ die elektrische Suszeptibilität $\chi(\omega)$ dar, die eine Materialeigenschaft ist und die Fähigkeit zur Polarisierung \vec{P} in einem elektrischen Feld \vec{E} beschreibt. Es folgt für den Brechungsindex $n(\omega)$

$$n(\omega) = \sqrt{1 + \chi(\omega)} \quad (2.8)$$

und für die Polarisierung P ergibt sich

$$\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) \vec{E}, \quad (2.9)$$

womit diese nur von der Frequenz ω abhängt. Dieser lineare Zusammenhang impliziert, dass sich die Frequenz bei der Propagation durch ein Medium nicht ändert und für kleine elektrische Feldstärken gilt. In Kapitel 2.2.2 wird beschrieben, dass dieser lineare Zusammenhang für UKP nicht mehr angenommen werden kann, um alle auftretenden Effekte beschreiben zu können.

Chromatische Dispersion

Bedingt durch die verschiedenen Frequenzkomponenten eines Pulses (siehe Kapitel 2.1), erfahren diese aufgrund des frequenzabhängigen Brechungsindex $n(\omega)$ unterschiedliche optische Weglängen bei der Propagation durch ein Medium, d.h., dass der frequenzabhängige

²Gültig für nicht magnetisches Material.

Brechungsindex die spektrale Phase verändert. Dieser Effekt ist linear, da er nicht von dem zeitlichen Pulsprofil abhängt.

Die in Kapitel 2.1 beschriebene Gl. (2.3), die ein Wellenpaket beschreibt, kann weiter vereinfacht werden. Hierfür wird eine Taylorentwicklung der spektralen Phase $\phi(\omega, z)$ über die Frequenz ω durchgeführt. Zur Beschreibung der spektralen Bandbreite des Pulses werden $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ und die zentrale Frequenz ω_0 eingeführt.³ Daher wird die Taylorentwicklung über diese durchgeführt:

$$\phi(\omega, z) = \phi(\omega_0) + \phi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\phi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\phi'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (2.10)$$

mit ϕ' , ϕ'' und ϕ''' , die die Ableitungen der spektralen Phase bezüglich der Frequenz ω wiedergeben. Für die kohärente Kopplung ist $\phi(\omega_0)$ von besonderer Bedeutung und stellt einen konstanten Versatz dar, der die Phasenlage des elektrischen Feldes innerhalb der Einhüllenden darstellt. Für die Kombination von zwei UKP bedeutet dies, dass der Term für die Kombination von Puls 1 mit Puls 2 identisch bzw. ein Vielfaches der Wellenlänge sein muss, um konstruktive Interferenz zu erreichen. Hier ist anzumerken, dass bedingt durch die endliche Breite der Einhüllenden der beiden Pulse, diese ebenfalls in Phase sein sollten, um für das CBC-System eine maximale Kombinationseffizienz zu erreichen (siehe Kapitel 3.1 und 3.5.1). Außerdem ist zu erwähnen, dass in der Literatur oft von der Propagationskonstante $k(\omega)$ gesprochen wird, anstatt von der spektralen Phase $\phi(\omega, z)$, die über

$$\phi(\omega, z) = -k(\omega)z \quad (2.11)$$

verknüpft ist. In diesem Zusammenhang wird meist von den Entwicklungskoeffizienten gesprochen, die mit $\beta_n = \left. \frac{\partial^n k(\omega)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}$ definiert sind,⁴ sodass für Gl. (2.10) äquivalent $\partial^n \phi / \partial \omega^n = -\beta_n z$ geschrieben werden kann, und mit Gl. (2.11) folgt

$$k(z) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots^5 \quad (2.12)$$

Mit Gl. (2.12) ist der direkte Einfluss auf die spektrale Phase $\phi(\omega, z)$ erkennbar und die entsprechenden Einflüsse für dispersive Medien der Länge z können berücksichtigt werden.

Gruppenverzögerung, Gruppen- und Phasengeschwindigkeit

Werden die Ableitungen in Gl. (2.10) betrachtet, ergibt sich für die erste Ableitung ϕ' die

³Mit $\lambda = c/\nu$ kann diese über die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ angegeben werden. Es folgt: $\Delta\lambda = \Delta\nu\lambda^2/c$ und wird als spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ bezeichnet.

⁴Gültig für $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$.

⁵Wegen Fußnote 3 für $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ und Pulsdauern $\geq 100 \text{ fs}$ gültig [28].

Gruppenverzögerung $GD(\omega)$, die die Laufzeit eines Pulses für die Strecke z mit

$$GD(\omega) = \frac{\partial \phi}{\partial \omega} = \phi'(\omega_0) = \frac{z}{v_g} = \beta_1 z \quad (2.13)$$

beschreibt und in der v_g die Gruppengeschwindigkeit mit

$$v_g(\omega) = \frac{1}{\phi'(\omega_0)} = \frac{c}{n_g(\omega)} = \frac{1}{\beta_1} \quad (2.14)$$

darstellt. Als Gruppenindex wird $n_g = n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}$ bezeichnet. Dieser beschreibt die Propagationsgeschwindigkeit der Einhüllenden des Pulses. Hierbei ebenfalls relevant ist die Phasengeschwindigkeit v_p die mit

$$v_p = \frac{\omega_0}{\phi(\omega_0)} = \frac{c}{n(\omega_0)} = \frac{\omega_0}{\beta_0} \quad (2.15)$$

definiert ist und die Propagationsgeschwindigkeit der Trägerwelle darstellt. Die zweite Ableitung ϕ'' wird auch die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (bzw. zweite Ordnung Dispersion) und die dritte Ableitung ϕ''' die dritte Ordnung Dispersion genannt.

Die beschriebene Frequenzabhängigkeit der spektralen Phase $\phi(\omega)$ verursacht Änderungen des zeitlichen Intensitäts- und Phasenprofils eines Pulses. Dabei ruft eine konstante spektrale Phase $\phi(\omega)$ eine Änderung der Phase der Trägerwelle hervor, während eine lineare spektrale Phase die Einhüllende im Zeitbereich verschiebt. Ohne Dispersion wären die Gruppen- und Phasengeschwindigkeit identisch.

Damit lassen sich Änderungen bedingt durch die Dispersion beschreiben. Zudem soll an dieser Stelle eine der bedeutendsten Anwendungen, die aufgrund der Dispersion möglich wird, genannt werden: die Verstärkung gechirpter Pulse, kurz CPA (engl. Chirped Pulse Amplification). Dieses Konzept bildet die Grundlage, Pulse mit sehr hohen Pulsspitzenleistungen P_{\max} (Tera-Watt-Bereich oder höher) zu erzeugen.

Hierfür wird ausgenutzt, dass für einen ultrakurzen Puls polychromatisches Licht (siehe Kapitel 2.1) vorliegt und damit die vorliegenden Frequenzen durch optische Komponenten unterschiedlich stark gebrochen werden können. Dies verursacht Laufzeitdifferenzen zwischen den einzelnen Spektralkomponenten des Pulses. Dieser Effekt kann mit der dispersiven Verbreiterung beschrieben werden, sodass für die Pulsdauer $\tau(z)$ nach der Propagationsstrecke z folgt

$$\tau(z)^2 = \tau_0^2 \left(1 + \left(\frac{\beta_2 z}{\tau_0^2} \right)^2 \right) \quad (2.16)$$

mit der Pulsdauer τ_0 vor der Propagation.

Mit einer solchen Anordnung von optischen Komponenten, hauptsächlich Gitter und Prismen, lassen sich die Frequenzanteile des ultrakurzen Pulses unterschiedlich verzögern. Es folgt, dass der Puls zeitlich gestreckt (gechirpter Puls) und wieder komprimiert werden

kann [9]. Solche Elemente werden entsprechend als Strecker bzw. Kompressor bezeichnet. Auch in dieser Arbeit werden ausschließlich gechirpte Pulse verstärkt, da sonst aufgrund der hohen Pulsspitzenintensitäten ausgeprägte nichtlineare Effekte (siehe Kapitel 2.2.2) auftreten würden.

2.2.2. Nichtlineare optische Effekte

Bisher ist angenommen worden, dass die Propagation durch ein Medium mit einem frequenzabhängigen Brechungsindex $n(\omega)$ beschrieben werden kann (siehe Kapitel 2.2.1). Dies gilt, solange die im Medium erzeugte Polarisation P dem elektrischen Feld E linear folgt (siehe Gl. (2.9)). Für Intensitäten, wie sie typischerweise bei ultrakurzen Pulsen auftreten, müssen neben den linearen optischen Effekten auch die nichtlinearen optischen Effekte betrachtet werden. Hierbei kann die Polarisation P eines Mediums dem elektrischen Feld E nicht mehr folgen. Es folgt, dass höhere Ordnungsterme für die Beschreibung der tatsächlichen Polarisierung P des Materials notwendig werden. Zur Vereinfachung wird hierfür eine Taylor-Entwicklung von $P(E)$ durchgeführt. Damit wird die Polarisierung P in Gl. (2.9) zu

$$\vec{P} = \underbrace{\epsilon_0 \chi^1 \vec{E}}_{\text{lineare Polarisierung}} + \underbrace{\epsilon_0 \chi^2 \vec{E}^2 + \epsilon_0 \chi^3 \vec{E}^3 + \dots}_{\text{nichtlineare Polarisierung}} \quad (2.17)$$

mit den Suszeptibilitäten χ^n . Aus Gl. (2.17) geht hervor, dass aufgrund der hohen Intensitäten bzw. hohen elektrischen Felder E , neue elektrische Felder E (bei evtl. anderen Frequenzen) induziert werden [30]. Damit definiert die Suszeptibilität χ für Ordnungen $n > 1$, wie stark ein Material auf externe elektrische Felder reagiert und dementsprechend auch, wie stark die nichtlinearen Effekte in einem Material auftreten. Je nach Symmetrie des Mediums sind nur bestimmte nichtlineare Effekte möglich. Für isotrope Materialien, wie z.B. Yttrium-Aluminium-Granat, kurz YAG, werden die geraden Terme der Suszeptibilität null, sodass Effekte dieser Terme, wie beispielsweise die Frequenzverdopplung im Volumen, nicht auftreten können. Die in dieser Arbeit verwendeten Materialien sind isotrop, sodass der optische Kerreffekt und die Selbstphasenmodulation (SPM) auftreten, also nur χ^3 relevant ist. Diese Effekte können die erreichbare UKP-Laserleistung beschränken und sind besonders ausgeprägt in optischen Fasern, da hier aufgrund des kleinen Faserkernradius ($\sim \mu\text{m}$) eine hohe Intensität auftritt.

Optischer Kerreffekt

Der optische Kerreffekt ist ein Prozess der 3. Ordnung, erfordert also $\chi^3 > 0$. Wird an einem Medium mit dieser Eigenschaft ein elektrisches Feld E angelegt bzw. intensives Licht eingestrahlt, verändert sich dessen Brechungsindex n , da das elektrische Feld E eine nicht-

⁶Gilt für Materialien ohne statisches Dipolmoment.

lineare Auslenkung der Ladungsträger im Medium verursacht. Ein solches Medium nennt sich Kerrmedium. Für die Betrachtung des optischen Kerreffekts werden alle Terme außer χ^1 und χ^3 vernachlässigt und aus Gl. (2.17) mit Gl. (2.8) und $I(t) \sim |E(t)|^2$ folgt

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I(t) \text{ mit } n_2 = \frac{3}{4n_0(\omega)^2 \epsilon_0 c} \chi^3. \quad (2.18)$$

In Gl. (2.18) stellt n_0 den linearen Brechungsindex und n_2 den nichtlinearen Brechungsindex dar [28]. Der nichtlineare Brechungsindex n_2 nimmt für Gläser Werte in einer Größenordnung von $10^{-16} - 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ an und für dotierte Gläser $10^{-14} - 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{W}$ und hängt von der verwendeten Wellenlänge ab [27, 28]. Für Gase, wie beispielsweise Luft, liegt dieser Wert bei $3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ (@ 800 nm) [31] und ist für die gängigen Materialien größer 0.

Für einen Gaußstrahl und $n_2 \neq 0$ wird ein laterales Brechungsindexprofil instantan entsprechend dem Strahlprofil erzeugt, welches als Kerrlinse auf den Strahl wirkt. Für Brechungsindizes $n_2 > 0$ folgt eine fokussierende und für $n_2 < 0$ eine defokussierende Wirkung. Dieser Effekt wird auch Selbstfokussierung bzw. Selbstdefokussierung genannt. [32] Tritt dabei der Effekt der Selbstfokussierung in einem Medium auf, kann dies zu der Zerstörung des Mediums führen. Ausschlaggebend hierfür ist die Pulsspitzenleistung P_{max} . Erreicht diese einen kritischen Wert P_{Kr} [33], wird die Zerstörung des Mediums wahrscheinlich und berechnet sich mit

$$P_{\text{Kr}} = 2\sqrt{2} \frac{\lambda^2}{4\pi n_0 n_2}. \quad (2.19)$$

Hierbei liegen die Grenzen für Quarzglas mit $n_0 = 1,45$ bei einer Wellenlänge von ca. $1 \mu\text{m}$ bei $\sim 4 \text{ MW}$ für linear polarisiertes Licht und für zirkular polarisiertes Licht bei $\sim 6 \text{ MW}$ [34].

Selbstphasenmodulation

Neben dem oben beschriebenen Effekt der Selbstfokussierung, die die räumliche Struktur eines Pulses beeinflusst, erfährt auch die spektrale Form eines Pulses eine Veränderung durch den intensitätsabhängigen Brechungsindex $n(I)$. Dieses Verhalten wird Selbstphasenmodulation genannt und kann in Folge von z.B. Dispersion auch die zeitliche Form des Pulses ändern.

Für die Phase eines Pulses an der Position z im Medium ergibt sich $\phi(z, t) = kz - \omega_0 t$. Mit der Wellenzahl k und dem intensitätsabhängigen Brechungsindex $n(I)$ aus Gl. (2.18) folgt damit für die Phase des Pulses

$$\phi(z, t) = \frac{2\pi n_0}{\lambda_0} z + \frac{2\pi n_2 I(t)}{\lambda_0} z - \omega_0 t. \quad (2.20)$$

Die Frequenz ergibt sich aus der Phase mit $\omega(t) = -\frac{\partial\phi(z,t)}{\partial t}$, sodass für die Frequenz $\omega(t)$

$$\omega(t) = \omega_0 - \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} \frac{\partial I(t)}{\partial t} z \quad (2.21)$$

folgt und die Frequenz des Pulses zeitabhängig wird. Steigt die Intensität an, wird die Frequenz $\omega(t)$ bei $n_2 > 0$ zu kleinen Frequenzen verschoben. Hier wird von einer Rotverschiebung gesprochen, da sich mit $\partial I(t)/\partial t > 0$ in Gl. (2.21) die Frequenz $\omega(t)$ verringert. Bei fallender Intensität mit $\partial I(t)/\partial t < 0$ steigt die Frequenz an und es wird von einer Blauverschiebung gesprochen. Mit $\partial I(t)/\partial t = 0$, welches bei dem Maximum eines Pulses auftritt, nimmt die Frequenz $\omega(t)$ die Frequenz ω_0 an. Durch diese Zeitabhängigkeit des Pulses wird dieser in der Umgebung seines Maximums gechirpt, d.h. es ergibt sich eine Frequenzänderung innerhalb des Pulses [32].

B-Integral

Ein Maß für den nichtlinearen Phasenshift ist das B-Integral und kann demnach auch als Maß für die auftretende Selbstphasenmodulation im Verstärker, und als Einschätzung für die Selbstfokussierung, genutzt werden. Es gilt

$$B = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n_2 I(z) dz \quad \text{mit} \quad I(z) = \frac{P_{\max}(z)}{A_{\text{eff}}} \quad (2.22)$$

mit L der Länge des Mediums, $P_{\max}(z)$ der Pulsspitzenleistung abhängig von der z -Position und A_{eff} der effektiven Fläche des Strahls. Für ultrakurze Pulse kann das B-Integral Werte > 1 rad annehmen, sodass durch die auftretenden spektralen Modulationen eine Verschlechterung der Strahl- und Pulsqualität wahrscheinlicher wird. Für B-Integral Werte > 10 rad besteht zudem das Risiko der Selbstfokussierung in optischen Fasern, welches zu einer Überschreitung der Zerstörungsschwelle in der Faser führen kann [35].

2.3. Ultrakurzpulsverstärker

Für die Verstärkung von ultrakurzen Pulsen gibt es verschiedene Konzepte, mit denen sich die verschiedenen Anforderungen (z.B. eine hohe mittlere Laserleistung) erreichen lassen. Diese Verstärkerarchitekturen werden hier kurz vorgestellt. Zusätzlich wird auf die Limitierungen, die überwiegend durch thermische Effekte im Lasermedium hervorgerufen werden, eingegangen.

Für ein UKP-System bildet ein Oszillator, der mittels Modenkopplung UKP erzeugt, die Basis. Hierbei sind Repetitionsraten f_{rep} im MHz- bis GHz-Bereich und mittlere Leistungen von mW bis W typisch. Anschließend werden die so erzeugten Pulse mit Hilfe des CPA-Konzepts (siehe Kapitel 2.2.1) gestreckt. Ein solches System wird in der Literatur oft als

Seed bezeichnet, da die Laserstrahlung des Seeds verstärkt wird, während die charakteristischen Eigenschaften, wie die zentrale Wellenlänge λ_0 , unverändert bleiben. Die Verstärker, die hierfür zum Einsatz kommen, weisen verschiedene Architekturen auf, die im folgenden beschrieben werden. Der Aufbau eines Stab-Verstärkers ist in Abb 2.2, (a) gezeigt. Aufgrund der 2D-Wärmeabfuhr resultiert mit zunehmender mittlerer Laserleistung eine thermische Linse und es wird keine beugungsbegrenzte Strahlqualität mehr erreicht. Eine Alternative zu dieser Verstärkerarchitektur ist die Platte (engl. Slab), die in Abb 2.2 (b) dargestellt ist. Diese Geometrie reduziert den Temperaturgradienten in einer Dimension, sodass eine bessere Wärmeabfuhr resultiert [36]. Eine weitere Variante dieser Verstärkerarchitektur ist der sogenannte Inno-Slab. Hierbei wird der Strahl in einem Zickzack-Weg durch den Slab geführt, wie es in Abb 2.2 (b) gezeigt ist, sodass die Wärmeabfuhr weiter verbessert werden kann. Wird als Verstärkergeometrie eine Scheibe verwendet, wie sie in Abb 2.2 (c) gezeigt ist, weist diese typischerweise eine Dicke von wenigen $100 \mu\text{m}$ auf und besitzt einen Durchmesser von mehreren Millimetern. Aufgrund der geringen Dicke wird eine 1D-Wärmeabfuhr erreicht, wodurch eine Beugungsmaßzahl von $M^2 \leq 1,3$, erreicht werden kann. Des Weiteren können die nichtlinearen Effekte durch den großen Strahldurchmesser deutlich reduziert werden. Jedoch resultiert durch die geringe Dicke der Scheibe auch nur eine geringe Verstärkung. Für die Architektur des Faserverstärkers hingegen, die in Abb. 2.2 (d) gezeigt ist, können unter bestimmten Voraussetzungen (siehe Kapitel 2.3.1) nahezu beugungsbegrenzte Strahlen erreicht werden. Ein solcher Verstärker kann gut von allen Seiten über eine große Fläche gekühlt werden. Zusätzlich wird durch die Länge der Faser eine hohe Verstärkung erreicht.

In Tab. 2.1 werden die verschiedenen Verstärkerarchitekturen, die es für die Festkörperlaser gibt, miteinander verglichen. Aus dieser Tabelle geht hervor, dass keine der genannten Verstärkerarchitekturen in allen Bereichen Vorteile besitzt.

Dennoch sind mit genannten Verstärkerarchitekturen bereits mittlere Laserleistungen im kW-Bereich [37] und Pulsenergien im mJ-Bereich [38] erreicht worden. Jedoch ist die gleichzeitige Erreichung beider Werte bei einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität mit keinem dieser Konzepte einfach bzw. gar nicht realisierbar.

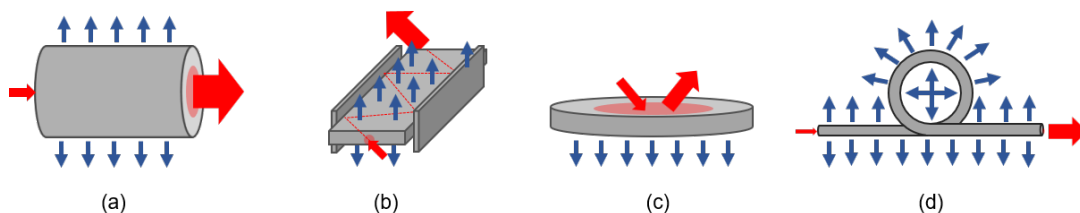


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der möglichen Festkörper-Verstärkerarchitekturen für UKP-Laser mit der Darstellung des Strahlweges (rot) und der Wärmeabfuhr (blau). (a) Verstärker in Form eines Stabs, (b) eines Slabs, (c) einer Scheibe und (d) einer Faser.

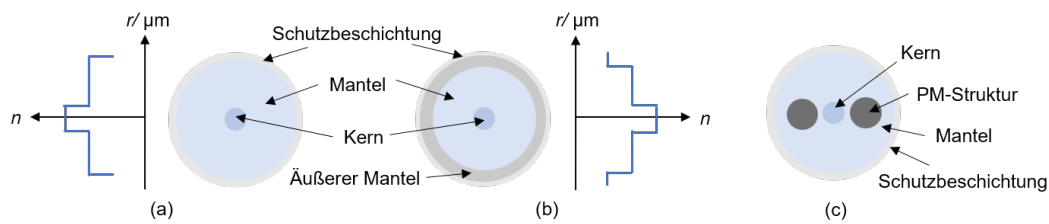


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung verschiedener Stufenindexfasern mit ihrem Brechungsindexverlauf. (a) Einzelkernfaser, (b) Doppelkernfaser, (c) Faser mit PM-Struktur.

Aus dem vorangegangenen Abschnitt wird deutlich, dass die gezeigten Verstärkerarchitekturen auf Grund ihrer Geometrie physikalische Limitierungen aufweisen. Auf diese wird später in Kapitel 2.3.2 im Detail eingegangen.

Auf Grund der genannten Herausforderungen gibt es weitere Ansätze, mit denen dennoch die gewünschten Zielparameter erreicht werden können. Ein Ansatz ist die kohärente Kopplung, die in Kapitel 3 beschrieben wird und das Hauptthema dieser Arbeit darstellt. Für dieses Konzept eignen sich grundsätzlich alle hier genannten Verstärkerarchitekturen. Allerdings ist wegen der guten thermo-optischen Eigenschaften und der kompakten Bauweise die Faser für die kohärente Kopplung besonders interessant und wird daher im nächsten Kapitel 2.3.1 ausführlicher beschrieben.

2.3.1. Faserverstärker

Fasern, die für die Verstärkung von Laserstrahlung verwendet werden, bestehen meistens aus Ytterbium-dotiertem Glas. Mit diesem Wirtsmaterial resultiert eine Verstärkungsbandbreite von 970 nm bis 1200 nm [39], die besonders vorteilhaft für die Verstärkung von UKP ist. Hierfür liegt die zentrale Wellenlänge λ_0 meistens bei 1030 nm.

Für die Betrachtung des Absorptionsspektrums finden sich zwei Maxima bei 915 nm und 976 nm [39]. In dieser Arbeit wird mit 976 nm gepumpt, d.h. dass eine optische Anregung des aktiven Mediums erfolgt und die Emission bei der Zentralwellenlänge λ_0 von 1030 nm stattfindet. Die Differenz zwischen der Pump- und der Signalwellenlänge wird als Quantendefekt beschrieben und kann hier als gering betrachtet werden. Hierdurch reduziert sich die Verlustwärme, sodass sich der Wärmeeintrag in der Faser verringert. Neben die-

Geometrie	Verstärkung	Thermische Linse	Nichtlineare Effekte
Scheibe	☹	☺	☺
Stab	☺	☹	☺
Slab	☺	☹	☺
Faser	☺	☺	☹

Tabelle 2.1.: Vergleich der Vor- (☺) und Nachteile (☹) der verschiedenen Verstärkerarchitekturen.

sen Materialeigenschaften der Faser muss auch die Geometrie berücksichtigt werden, die auch einen Einfluss auf die Performance-Eigenschaften hat. In dieser Arbeit werden passive Fasern, sogenannte Einzelkernfasern, siehe Abb. 2.3 (a), und aktive Fasern, sogenannte Doppelkernfaser, siehe Abb. 2.3 (b), verwendet. Diese Doppelkernfasern besitzen zusätzlich zu dem dotierten Kern einen inneren und äußeren Mantel. Dabei wird das Pumplicht im inneren Mantel geführt. Dies wird aufgrund des geringeren Brechungsindex im äußeren Mantel möglich. Die große Fläche des inneren Mantels erlaubt zudem die Einkopplung einer hohen mittleren Pumpleistung in die Faser.

Bei diesen sogenannten Stufenindexfasern führt der Brechungsindexunterschied zwischen dem Brechungsindex des Kerns n_{Kern} und dem des (inneren) Mantels n_{Mantel} zu der Existenz einer oder mehrerer optischer transversaler Moden, die im Kern geführt werden [40]. Die Führungseigenschaften einer Stufenindexfaser lassen sich analytisch kompakt durch den V-Parameter beschreiben mit

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} r_{\text{Kern}} \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2}. \quad (2.23)$$

Hierbei stellt λ_0 die zentrale Wellenlänge dar und r_{Kern} den Kernradius. Für einen V-Parameter, der zwischen $0 < V < 2,4048$ liegt, führt die Faser nur eine Mode, die Grundmode (Linear polarisiert 01) mit einem Modenfelddurchmesser MFD

$$\text{MFD} = \sqrt{\frac{A_{\text{eff}}}{\pi}}. \quad (2.24)$$

Hierbei ist A_{eff} die effektive Fläche der Grundmode, mit $A_{\text{eff}} = \pi w_0^2$. Wegen der Eigenschaft einer solchen Faser nur die Grund-Mode zu führen, wird diese auch als Grund-Mode-Faser bezeichnet und zeichnet sich durch eine Beugungsmaßzahl mit $M^2 \approx 1$ aus. Die in dieser Arbeit verwendeten Fasern für das Signallicht sind solche Grund-Mode-Fasern.

Neben diesen Eigenschaften besitzen die Fasern in dieser Arbeit eine PM (Polarization-maintaining)-Struktur, die die Polarisation in der Faser erhält. Diese PM-Struktur stellt zwei Spannungselemente, meist in Form von zwei Stäben parallel um den Kern, dar und ist in Abb. 2.3 (c) gezeigt. Diese sorgen gezielt für Doppelbrechung und solange die Polarisation des eingestrahnten Lichts auf dieser doppelbrechenden Achsen ausgerichtet ist, bleibt die Polarisation erhalten.

2.3.2. Limitierungen

Verschiedene Limitierungen führen dazu, dass die mittlere Laserleistung und die Pulsenergie nicht weiter erhöht werden können bzw. die Pulsqualität, Pulsdauer oder die Strahlqualität nicht erhalten bleiben können. In diesem Kapitel wird auf die Limitierungen für Faserverstärker eingegangen.

Pulsspitzenleistung

Die naheliegendste Limitierung ist die Pulsspitzenleistung P_{\max} . Für UKP erreicht diese schnell Werte im MW-Bereich, und nichtlineare Effekte, die in Kapitel 2.2.2 beschrieben werden, werden wahrscheinlicher.

Hierfür gibt es verschiedene Ansätze, wie das CPA-Konzept oder die Änderung der Geometrie der Faser, damit ein größerer MFD erreicht werden kann und dennoch die Kriterien für den Grundmode-Betrieb erfüllt werden (siehe Gl. (2.23)). Allerdings wird hier, bedingt durch den Bereich des V-Parameters für den Grundmode-Betrieb, bei einem großen Kernradius die Differenz der Brechungsindizes in Gl. (2.23) sehr klein. Hierbei liegt die realistische Grenze für die Herstellung bei einem Kernradius von $\sim 15 \mu\text{m}$ mit der Wellenlänge von 1030 nm [41]. Diese Grenze lässt sich mittels Luftlöcher, die sich um den Kern befinden, weiter erhöhen. Fasern, die auf diesem Prinzip beruhen, werden Mikrostrukturierte Fasern genannt, z.B. Photonische Kristall Fasern (PCF) [42] oder die Large-Pitch Fasern (LPF) [41].

Limitierend bleibt jedoch die Selbstfokussierung (siehe Kapitel 2.2.2), da diese nicht von der Spitzenintensität (siehe Gl. (2.19)), sondern nur von der Pulsspitzenleistung abhängt. Durch die Bündelung der Strahlung im Kern kann es zu einer Zerstörung der Faser kommen (siehe Kapitel 2.2.2). Diese physikalische Grenze lässt sich prinzipiell nicht umgehen. Der einzige Weg ist, die Wellenlänge zu erhöhen, da diese gemäß Gl. (2.19) quadratisch in die kritische Pulsspitzenleistung eingehen [37].

Extrahierbare Pulsenergie

Die Energie, die aus einer Faser extrahiert werden kann, ist durch die Anzahl der aktiven Ionen im Kern begrenzt. Hierfür liegt es nahe, diese Anzahl zu erhöhen, indem die Dotierung erhöht wird. Dies ist prinzipiell möglich, jedoch gibt es auch hier eine Grenze, ab der keine Energie mehr extrahiert werden kann. Diese Grenze wird durch sogenannte Auslöschungseffekte (quenching effects) hervorgerufen [43].

Allerdings hängt die Dotierung stark von dem Verstärkermedium ab, sodass keine pauschale Grenze genannt werden kann. Zudem ist in [44] gezeigt, dass die extrahierbare Energie keine Limitierung für einen Faserverstärker darstellt.

Oberflächenschäden

An der Austrittsfläche der Faser können durch Oberflächenschäden, z.B. Kratzer oder Defekte, Einbrände entstehen [45].

Eine Lösung hierfür stellen Endkappen dar, die an das Faserende gespleißt werden. Hierdurch weitet sich der Strahl nochmals auf, bis er schließlich auf die Endfläche der Endkappe trifft. Es resultiert eine geringere Energiedichte, sodass Oberflächenschäden nicht

mehr direkt zu einer Zerstörung führen. Die Zerstörungsenergiedichte für Quarzglas liegt bei $40,2 \text{ J/cm}^2$ für eine Wellenlänge von 1064 nm und bei einer Pulsdauer von 20 ns [46]. Allerdings ist diese Zerstörungsenergiedichte meistens nicht die tatsächliche Grenze, aufgrund der meist notwendigen Antireflexbeschichtung. Diese wird bereits bei einem Bruchteil der maximalen Zerstörungsdichte von Quarzglas beschädigt, sodass die realistische Zerstörungsenergiedichte bei ca. 7 J/cm^2 liegt [46].

Die bisher genannten Limitierungen führen im Wesentlichen zu einer Begrenzung der maximal erreichbaren Pulsenergie. Diese lässt sich jedoch durch die genannten Konzepte, wie die Verwendung einer Faser mit größerem MFD oder einer Endkappe, erhöhen. Es hat sich herausgestellt, dass die Pulsenergie für eine weitere Skalierung nicht der limitierende Faktor ist, sondern die Grenze die mittlere Laserleistung darstellt, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

Mittlere Laserleistung

Mit einer zunehmenden mittleren Laserleistung treten vermehrt thermo-optische Effekte in einer Faser auf. Die Hauptlimitierung hierbei stellt die transversale Modeninstabilität dar [11]. Diese führt zu einer Verschlechterung der Strahlqualität ab einer bestimmten Ausgangsleistung [10–12, 47–50]. Die Ursache hierfür sind die geführten Moden in der Faser, welche interferieren. Jede Mode sammelt aufgrund unterschiedlicher Phasengeschwindigkeiten eine andere Phase auf und es kommt zu einem periodischen Interferenzbild entlang der Faser. Durch thermisch-optische Effekte resultiert das so hervorgerufene Intensitätsmuster in eine periodische Brechzahlmodulation, die wie ein optisches Gitter wirkt, das Leistung zwischen den Moden transferiert [49].

Eine Kenngröße für die Schwelle, ab welcher mittleren Laserleistung Modeninstabilitäten resultieren, ist der MFD. Untersuchungen haben gezeigt, dass mit einem größeren MFD die Leistungsschwelle für Modeninstabilitäten abnimmt. So kann gezeigt werden, dass Leistungen von $\sim 1 \text{ kW}$ für moderate MFD ($\leq 40 \mu\text{m}$) möglich sind [37, 51], jedoch bei großen MFD ($\geq 60 \mu\text{m}$) die Leistungsschwelle schon bei wenigen 100 W erreicht wird [47]. Hier ist jedoch zu nennen, dass nicht allein der MFD ausschlaggebend ist. Faktoren wie die Verstärkung oder die Dotierung beeinflussen das Auftreten von Modeninstabilitäten [52, 53].

Von den genannten Limitierungen stellt die mittlere Laserleistung die Hauptgrenze für Faserverstärker dar, sodass bisher auch für gut ausgelegte Faserverstärker lediglich mittlere Laserleistungen $< 0,9 \text{ kW}$ (mit $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$) [51] gezeigt wurden. Für eine weitere Skalierung der mittleren Laserleistung sind Konzepte, wie das der kohärenten Kopplung nötig. Dies stellt das Hauptthema dieser Arbeit dar und wird im nächsten Kapitel 3 ausführlich beschrieben.

2.4. Beugungstheorie

In dieser Arbeit wird ein neuartiges Konzept der kohärenten Kopplung vorgestellt, bei dem mehrere Strahlen im Freistrahlaufbau kombiniert werden. Für die Auslegung und Analyse eines solchen Systems ist die Berechnung der Strahlpropagation erforderlich. Dies kann mit Hilfe von analytischen, geometrischen oder numerischen Methoden erfolgen.

Für die in dieser Arbeit gezeigten Simulationen werden überwiegend numerische Methoden angewendet. Um dabei den Berechnungsaufwand gering zu halten sind Näherungen notwendig. Zu diesen Näherungen gehören unter anderem die Ausnutzung der Symmetrien und die Verwendung von Berechnungsvarianten auf Basis der Fouriertransformation, die als Propagationsoperatoren bezeichnet werden. Diese Operatoren lassen sich in Integralform und auf Basis der Fouriertransformation ausführen und werden danach eingeteilt.

Die Formulierung des Beugungsintegrals stellt eine Methode dar, mit deren Anwendung auf ein vorliegendes elektrisches Feld $E(x, y)$ in der Ebene $z = 0$ das elektrische Feld $E(x', y')$ am Ort z berechnet werden kann.

Im ersten Schritt soll das elektrische Feld in der Ebene $z = 0$ genauer betrachtet werden. Hier wird zur Vereinfachung das elektrische Feld ohne seinen Vektorcharakter betrachtet. Trifft nun eine ebene Welle gemäß Gl. (2.1) am Ort $z = 0$ auf ein Objekt, wie es in Abb. 2.4 gezeigt ist, kann die Wirkung des Objekts auf die ebene Welle durch eine Transmissionsfunktion $\tau(x, y)$ beschrieben werden, sodass sich für das transmittierte Feld

$$E^t(x, y, z) = \tau(x, y)E(x, y, z = 0) \quad (2.25)$$

ergibt. Dabei ist die Transmissionsfunktion im allgemeinen komplexwertig mit $\tau(x, y) = a(x, y) \exp[i\varphi(x, y)]$.

Die einfachste Form einer Transmissionsfunktion stellt eine 1D-Blende mit der Blendenöffnung a_B dar und wird in der Literatur meist als Rechteckfunktion bezeichnet für die

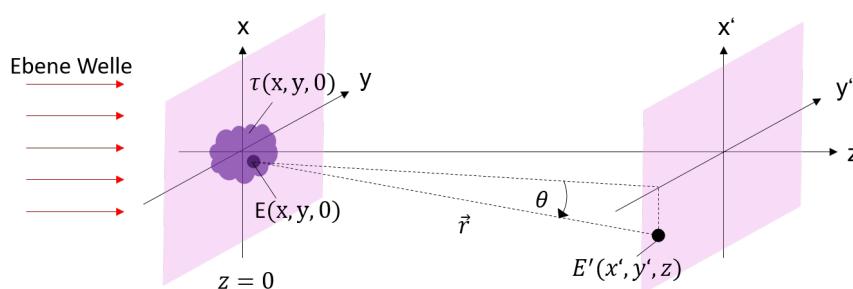


Abbildung 2.4.: Beugung einer ebenen Welle an einem Objekt, das mit der Transmissionsfunktion $\tau(x, y)$ beschrieben wird.

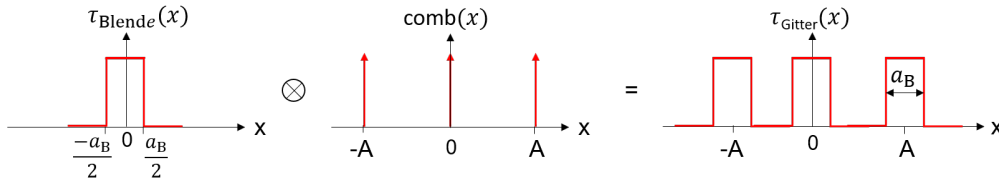


Abbildung 2.5.: Graphische Darstellung für die Faltung der Blenden-Transmissionsfunktion $\tau_{\text{Blende}}(x)$ der Breite a_B mit der Deltafunktion $\text{comb}(x)$ der Periode A . Es resultiert die Transmissionsfunktion eines 1D-Beugungsgitters $\tau_{\text{Gitter}}(x)$ mit der Periode A und der Spaltbreite a_B .

gilt

$$\tau_{\text{Blende}}(x) = \text{rect}(x) = \begin{cases} 1 : |x| \leq a_B/2 \\ 0 : |x| > a_B/2, \end{cases} \quad (2.26)$$

für die $\varphi(x, y) = \text{const.}$ ist. Soll eine solche Transmissionsfunktion periodisch angeordnet werden, z.B. für die Realisierung eines Beugungsgitters, wird für die mathematische Beschreibung eine Deltafunktion mit

$$\text{comb}(x) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(x - iA) \quad (2.27)$$

verwendet, in der A die Periode darstellt. Mittels Faltung der Gl. (2.26) mit Gl. (2.27) ergibt sich die Transmissionsfunktion für ein 1D unendlich ausgedehntes Beugungsgitter. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2.5 gezeigt. Für die Betrachtung eines endlichen Beugungsobjektes wird die Rechteckfunktion der entsprechenden Breite A_B mit dem Beugungsobjekt multipliziert und es resultiert ein räumlich begrenztes Beugungsobjekt der Breite A_B mit n Beugungsstrukturen der Breite a_B . Hiermit können beliebige periodische Strukturen mathematisch beschrieben werden, wie z.B. Mikrolinsenarrays, die das Hauptthema dieser Arbeit darstellen und detailliert in Kapitel 4 behandelt werden. Außerdem lässt sich hiermit der numerische Aufwand verringern, da nur eine Einheitszelle definiert sein muss.

Rayleigh-Sommerfeld-Beugungsintegral

Der erste Propagationsoperator, der hier eingeführt wird, ist das Rayleigh-Sommerfeld-Beugungsintegral. Hierzu wird mit dem Huygensschen Prinzip die Annahme getroffen, dass sich von jedem Punkt $E(x, y, 0)$ unmittelbar hinter dem Objekt eine Kugelwelle ausbreitet. Diese wird auch Huygenssche Elementarwelle genannt [54]. Um das E-Feld am Ort $E(x', y', z)$ hinter dem beugenden Objekt zu beschreiben, müssen alle Huygensschen Elementarwellen integriert werden. Es folgt

$$E(x', y', z) = -\frac{i}{\lambda} \int \int E^t(x, y, 0) \frac{\exp[ikr]}{r} \cos(\theta) dx dy \quad (2.28)$$

mit $r = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z^2}$ als Abstand zwischen dem Objektpunkt $(x, y, 0)$ und Beobachtungspunkt (x', y', z) und dem Beugungswinkel $\theta = \arccos(z/r)$. Die Gl. (2.28) wird als Rayleigh-Sommerfeld-Beugungsintegral bezeichnet [55]. Dieses Integral ist uneingeschränkt gültig, besitzt jedoch einen hohen Berechnungsaufwand, sodass Näherungen hilfreich sind und im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

Eine Kennzahl, die als Kriterium dient in welcher Entfernung z , welche Näherungen angewendet werden kann, ist die Fresnel-Zahl F , die mit $F = a_B^2/(z\lambda)$ definiert ist. Für $F \ll 1$ gilt die Fraunhofer-Näherung, bei $F \approx 1$ die Fresnel-Näherung und für $F \gg 1$ gilt die geometrische Optik.

Fresnel-Näherung

Für die Gl. (2.28) kann eine Näherung gefunden werden, wenn $|x|, |y|, |x'|, |y'| \ll z$ gilt. Dann ist eine paraxiale Näherung möglich und die Gl. (2.28) kann vereinfacht werden. Dazu wird für einen kleinen Beugungswinkel θ $\cos(\theta) \approx 1$ genähert und der Abstand r durch die Taylorentwicklung der Wurzel $r = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z^2} = z\sqrt{1 + \frac{(x' - x)^2}{z^2} + \frac{(y' - y)^2}{z^2}}$ zu $r \approx z + \frac{(x' - x)^2}{2z} + \frac{(y' - y)^2}{2z}$ genähert. Zudem ist eine Änderung der Amplitude, bedingt durch eine Abstandsänderung, unkritisch, sodass $r \approx z$ gesetzt werden kann. Es folgt

$$\begin{aligned} E(x', y', z) &= \frac{\exp[ikz]}{i\lambda z} \int \int E^t(x, y, 0) \exp\left[\frac{ik}{2z}((x' - x)^2 + (y' - y)^2)\right] dx dy \\ &= \frac{\exp[ikz] \exp\left[ik\frac{x'^2 + y'^2}{2z}\right]}{i\lambda z} \int \int E^t(x, y, 0) \\ &\quad \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right] \exp\left[\frac{ik}{2z}(xx'^2 + yy'^2)\right] dx dy. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Die Gl. (2.29) wird auch als Fresnel-Näherung bezeichnet.

Fraunhofer-Näherung

Ebenfalls relevant sind Beugungsbilder, die in einem großen Abstand zum beugenden Objekt entstehen, auch als Fernfeld bezeichnet. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn $(x^2 - y^2)\frac{\pi}{\lambda} \ll z$ gilt. Dann folgt für den Term $\exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right] \approx 1$ und mit Gl. (2.29) folgt

$$E(x', y', z) = \frac{\exp[ikz] \exp\left[ik\frac{x'^2 + y'^2}{2z}\right]}{i\lambda z} \int \int E^t(x, y, 0) \exp\left[\frac{ik}{2z}(xx'^2 + yy'^2)\right] dx dy. \quad (2.30)$$

Damit ist das Fernfeld durch die Fouriertransformierte der sich ausbreitenden Feldverteilung gegeben.

Winkelspektrum

Werden die oben beschriebenen Operatoren in Integralform auf Basis der Fouriertrans-

formation ausgeführt, reduziert sich die Berechnungsdauer. Hierfür muss die Bedingung erfüllt sein, dass die vorliegende Fläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung liegt, welches für die hier durchgeführten Simulationen der Fall ist.

Das Winkelspektrum ist ein Operator auf Basis der Fouriertransformation. Das bedeutet, der Ort $r_{\perp} = (x, y)$ und die Raumfrequenz $\nu_{\perp} = (\nu_x, \nu_y)$ sind durch die 2D-Fouriertransformation \mathcal{F} und entsprechender Rücktransformation (inverse Fouriertransformation \mathcal{F}^{-1}) miteinander verknüpft. Es folgt für die Funktion $F(\nu_x, \nu_y)$ im Frequenzraum

$$F(\nu_x, \nu_y) = \mathcal{F}[f(x, y)(\nu_x, \nu_y)] \quad (2.31)$$

und für die entsprechende Rücktransformation wieder die Funktion $f(x, y)$ im Ortsraum mit

$$f(x, y) = E(x, y, 0) = \mathcal{F}^{-1}[F(\nu_x, \nu_y)(x, y)]. \quad (2.32)$$

Dabei gilt für die Raumfrequenzen $\nu_x = x/(\lambda z)$ und $\nu_y = y/(\lambda z)$.

Es wird eine Feldverteilung an der Position $z = 0$ mit $E(x, y, 0) = f(x, y)$ (siehe Gl. (2.32)), die sich in z -Richtung ausbreitet betrachtet. Nach Gl. (2.28) ergibt sich für $E(x, y, z) = g(x, y, z) = f(x, y) \exp[ik_z z]$ und eine Transferfunktion $H(\nu_x, \nu_y)$ für die Propagationsstrecke z mit

$$H(\nu_x, \nu_y) = \exp[ik_z z] = \exp \left[i2\pi z \sqrt{\frac{n_s^2}{\lambda_0^2} - (\nu_x^2 + \nu_y^2)} \right] \quad (2.33)$$

ergibt sich. Diese wird als Transferfunktion des freien Raumes bezeichnet. Die Gl.(2.33) besitzt auch Gültigkeit für homogene optische Substrate mit dem Brechungsindex n_s .

Mit Gl.(2.33) lässt sich das Winkelspektrum ebener Wellen formulieren mit

$$E(x', y', z) = \mathcal{F}^{-1} \left(\mathcal{F} [E(x, y, 0)] \exp \left[i2\pi z \sqrt{\frac{n_s^2}{\lambda_0^2} - (\nu_x^2 + \nu_y^2)} \right] \right). \quad (2.34)$$

Die Gl.(2.34) repräsentiert das Rayleigh-Sommerfeld-Beugungsintegral, welches den geringsten Einschränkungen unterliegt. Es wird daher hauptsächlich in dieser Arbeit angewendet. [56]

Fouriertransformation mit einer Linse

Es wird eine dünne Linse angenommen, d.h. ihre Ausdehnung entlang der optischen Achse wird vernachlässigt und eine paraxiale Näherung ist möglich. Mit der Kenntnis, dass achsenparallele Strahlen von einer Linse in ihrem Brennpunkt fokussiert werden, muss deren Gangunterschied durch die Phasenverschiebung der Linse kompensiert werden. Es folgt für Licht, das durch eine dünne Linse propagiert, eine vom Ort abhängige Phasenverschiebung

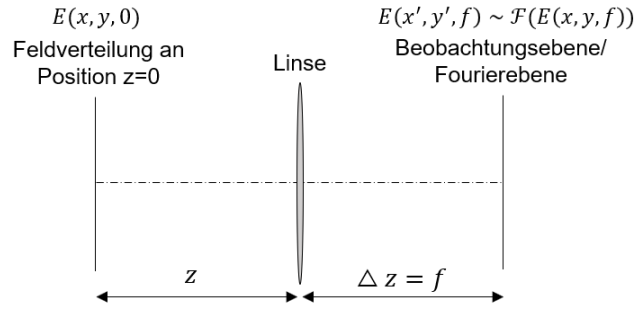


Abbildung 2.6.: Fouriertransformation der gesuchten Feldverteilung $E(x, y, 0)$ mit einer Linse. Beträgt der Abstand $z = f$ wird dieser Aufbau als 2f-Anordnung bezeichnet.

φ mit

$$\varphi = -\frac{k}{2f}(x^2 + y^2). \quad (2.35)$$

Damit kann die Propagation durch eine Linse durch die Multiplikation mit der Transmissionsfunktion der Linse

$$\tau_{\text{Linse}}(x, y) = \exp \left[\frac{-ik}{2f}(x^2 + y^2) \right] \quad (2.36)$$

beschrieben werden [56]. Für diese Transmissionsfunktion ist $a(x, y) = 1$ und mit $\varphi(x, y)$ resultiert eine Phasenmodulation. Wird in Gl. (2.36) $y = 0$ gesetzt, entspricht dies einer zylindrischen Linse und ist für die spätere Beschreibung der zylindrischen Mikrolinsen in Kapitel 4.2 relevant. Die beschriebene Fraunhofer-Näherung erzeugt die Fouriertransformierte einer Feldverteilung in großer Entfernung, die auch als Fenfeld bezeichnet wird. In der Praxis ist diese Vorgehensweise jedoch unpraktisch, sodass das Beugungsbild aus dem Unendlichen mit Hilfe einer Linse in eine endliche Entfernung gebracht werden soll. Dazu muss festgestellt werden, in welcher Entfernung Δz von der Linse die Fouriertransformierte der gesuchten Feldverteilung entsteht (siehe Abb. 2.6). Das Beugungsbild soll dabei in einer endlichen Entfernung bestimmt werden, sodass die Fresnel-Näherung aus Gl. (2.29) verwendet wird. Es folgt

$$E(x', y', \Delta z) = \frac{\exp[ik\Delta z]}{i\lambda\Delta z} \int \int E(x, y, 0) \exp \left[-\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2) \right] \exp \left[\frac{ik}{2\Delta z} ((x' - x)^2 + (y' - y)^2) \right] dx dy. \quad (2.37)$$

Wird die Beobachtungsebene von Δz in die Brennebene verlegt folgt mit $\Delta z = f$ aus Gl. (2.37)

$$E(x', y', f) = \frac{\exp[ikf]}{i\lambda f} \exp \left[\frac{ik}{2f}(x'^2 + y'^2) \right] \int \int E(x, y, 0) \exp \left[-\frac{ik}{f}(xx' + yy') \right] dx dy. \quad (2.38)$$

Wird Gl. (2.38) mit Gl. (2.30) verglichen sind diese bis auf einem Phasenfaktor identisch. Es folgt, dass in der Brennebene einer Linse bei $\Delta z = f$ die Winkelverteilung des Fernfelds abgebildet wird. Damit wird mit einer Linse eine Fouriertransformation durchgeführt. Die Brennebene nach der Linse wird daher auch Fourierebene genannt, in der das Fernfeld der gesuchten Feldverteilung abgebildet wird. Der Grund für den erwähnten Phasenfaktor ist die Propagationsstrecke z vor der Linse (siehe Abb. 2.6). Gilt für die Propagationsstrecke vor der Linse $z = f$, entspricht die Feldverteilung in der Fourierebene genau der Fouriertransformierten der gesuchten Feldverteilung und aus Gl. (2.38) folgt

$$E(x', y', f) = \frac{\exp[i2kf]}{i\lambda f} \mathcal{F}(E(x, y, 0)). \quad (2.39)$$

Eine solche optische Anordnung wird 2f-Anordnung genannt.

3. Kohärente Kopplung ultrakurzer Pulse

In dem folgenden Kapitel werden die Grundlagen für die Kombination von UKP mit dem Konzept der kohärenten Kopplung beschrieben. Dies beinhaltet die bekannten Kombinationsgeometrien und die dazugehörigen Strahlteilungs- und Strahlkombinationselemente. Außerdem werden die verschiedenen Stabilisierungstechniken, die für eine effiziente kohärente Kopplung notwendig sind, erklärt und die Definition der Kombinationseffizienz sowie mögliche Einflüsse auf diese eingeführt.

3.1. Basiskonzept

Für die kohärente Kopplung von ultrakurzen Pulsen gibt es verschiedene Konzepte [16]. Das Konzept, das für diese Arbeit relevant ist, ist die aktive kohärente Kopplung (kurz CBC für engl. coherent beam combining). Hier werden die mittlere Laserleistung und die Pulsenergie durch die Überlagerung bzw. Interferenz mehrerer Strahlen gesteigert. Aus diesem Grund ist die Kohärenz, d.h. die Interferenzfähigkeit der zu koppelnden Strahlen, essentiell. Es wird unterschieden zwischen der räumlichen und zeitlichen Kohärenz. Von zeitlicher Kohärenz wird gesprochen, wenn am gleichen Ort, jedoch zu verschiedenen Zeiten die gleiche Phasenbeziehung vorliegt. Räumliche Kohärenz liegt vor, wenn an verschiedenen Orten, jedoch zur gleichen Zeit die Phasenbeziehung identisch ist. Für Laserstrahlen ist die räumliche und zeitliche Kohärenz meistens gegeben, sodass Interferenz beobachtet werden kann. Daraus folgt, dass für eine effiziente Kopplung bzw. um konstruktive Interferenz zu erzielen, die relativen Phasenabweichungen zwischen den zu koppelnden Strahlen möglichst gering gehalten werden müssen. Wie ein solches System realisiert werden kann, ist in Abb. 3.1 gezeigt. Das Basiskonzept eines solchen Aufbaus stellt ein Interferometer, mit zwei oder mehr Interferometerarmen dar. Das Prinzip der kohärenten Kopplung von zwei Laserstrahlquellen ist erstmals von [57] gezeigt worden.

Soll für den in Abb. 3.1 gezeigten Aufbau eine möglichst effiziente Kopplung, die auch Kombination genannt wird, erreicht werden, ist die Realisierung gleichartiger Kanäle ausschlaggebend, d.h., dass alle Kanäle die gleichen Eigenschaften besitzen müssen, damit jeder Puls zu der Kombination beitragen kann. Zu diesen gehören z.B. die Amplitudenverteilung, die

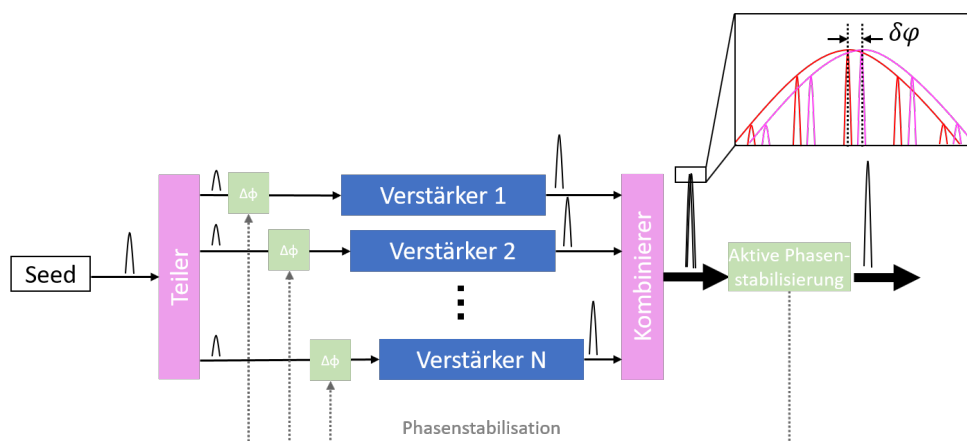


Abbildung 3.1.: Prinzip der kohärenten Kopplung [16].

Divergenz, der Strahlradius, die räumliche Phasenverteilung oder die Repetitionsrate. Aus diesem Grund befindet sich als Ausgangspunkt in einem CBC-System meist nur ein Seed, der dann mittels Strahlteiler in mehrere Teilstrahlen aufgeteilt wird (siehe Kapitel 3.3.1 und 3.3.2).

Nach der Strahlteilung folgt für jeden erzeugten Teilstrahl ein Phasenmodulator. Diese können z.B. Piezoelemente darstellen, die mit einer Faser umwickelt sind, bei der die Ausdehnung des Piezoelementes zu einer Weglängenänderung führt. Des Weiteren bieten auch Systeme, die einem Bildschirm ähneln, eine sinnvolle Alternative. Hierzu zählen die räumlichen Lichtmodulatoren, kurz SLM für engl. spatial light modulator, oder auch Mikrospiegelarrays, kurz DMD für engl. digital micromirror device. Diese bieten den Vorteil, dass für eine hohe Kanalanzahl lediglich ein Phasenmodulator nötig ist. In Kapitel 3.6.3 werden zudem Methoden für die Strahlableitung vorgestellt, von denen einige ebenfalls als Phasenmodulatoren eingesetzt werden können. Diese Phasenmodulatoren sind notwendig, um neben der genannten Bedingung der gleichartigen Kanäle auch die Bedingung für die zeitliche Überlappung der Pulse zu erfüllen. Das heißt, dass die einzelnen Teilstrahlen zeitlich in ihren Phasen abgeglichen werden müssen, sodass die optische Weglängendifferenz zwischen den Kanälen möglichst 0 bzw. einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge entspricht, sodass konstruktive Interferenz erreicht wird. Zudem sind die Phasenmodulatoren mit einer aktiven Stabilisierung verbunden, um während des Betriebes Schwankungen der optischen Weglänge in den einzelnen Teilstrahlen, z.B. durch thermische Einflüsse oder Vibrationen, ausgleichen zu können. Die möglichen aktiven Stabilisierungstechniken werden im Kapitel 3.4 beschrieben.

Nach dem Phasenmodulator folgt ein Verstärker, in dieser Arbeit ein Faserverstärker. Die verstärkten Teilstrahlen werden auch als Kanal bezeichnet.

Nachdem alle Teilstrahlen verstärkt sind, werden die Strahlen bzw. Kanäle kombiniert. Hierfür gibt es zwei bekannte Ansätze, die als Kombinationsgeometrien bezeichnet werden.

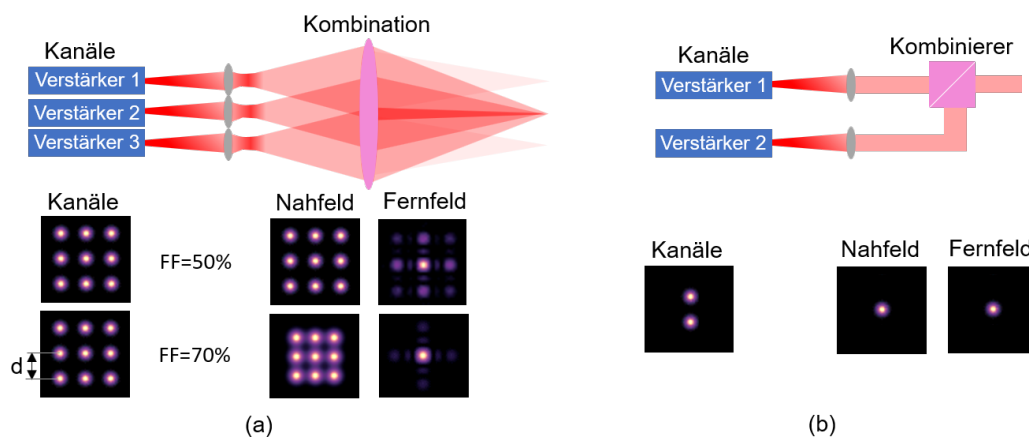


Abbildung 3.2.: Vergleich der Kombinationsgeometrien, die schematisch dargestellt sind, mit Darstellung der Strahlprofile im Nah- und Fernfeld. (a) Gefächerte Apertur mit den Strahlprofilen für unterschiedliche Füllfaktoren FF . (b) Gefüllte Apertur mit den Strahlprofilen.

Dazu zählen die gefächerte und die gefüllte Apertur. Die schematische Darstellung dieser Kombinationsgeometrien ist in Abb. 3.2 gezeigt. In den folgenden zwei Kapiteln werden diese Kombinationsgeometrien ausführlich beschreiben.

3.2. Gefächerte Apertur (Tiled aperture)

Die gefächerte Apertur (engl. tiled aperture) ist in Abb. 3.2 (a) gezeigt, in der die einzelnen Kanäle im Nahfeld nebeneinander angeordnet werden. Für diese Kombinationsgeometrie reicht es prinzipiell aus, die Strahlen über eine lange Strecke propagieren zu lassen, sodass durch Beugung ein zentrales Beugungsmaximum im Fernfeld resultiert, vorausgesetzt die Kanäle sind in Phase. Dieses zentrale Beugungsmaximum stellt den kombinierten Strahl dar. Kompakter wird es mit der Verwendung einer Linse, die in einem 2f-Aufbau verwendet wird. Mit Hilfe der Linse wird das Fernfeld in die Brennebene der Linse abgebildet (siehe Kapitel 2.4).

Damit findet die Kombination über die Linse bzw. die Propagation der Strahlen selbst statt. Demnach gibt es in diesem Sinne kein zentrales Kombinationselement, wie es für die Strahlteilung existiert.

Durch die einfache Architektur dieser Kombinationsgeometrie eignet sich diese besonders für die Kombination einer großen Kanalanzahl. Offensichtlich ist jedoch auch, dass die räumlichen Eigenschaften des kombinierten Strahls stark von der geometrischen Anordnung der einzelnen Kanäle abhängt. Eine Kennzahl für diese Abhängigkeit ist der Füllfaktor FF ,

der mit

$$FF = \frac{2w_0}{d} \quad (3.1)$$

definiert ist. Hier stellt d den Abstand zwischen den einzelnen Kanälen dar [16]. Es folgt, dass für einen kleinen Füllfaktor die Leistung in der zentralen Beugungsordnung bzw. dem kombinierten Strahl geringer wird und die Nebenordnungen dafür an Leistung zunehmen (siehe Strahlprofile in Abb. 3.2 (a)). Demnach liegt die maximale theoretische Leistung im zentralen Beugungsmaximum dann vor, wenn ein Füllfaktor von 100 % erreicht wird. Aus diesem Grund wird versucht, mit der gefächerten Apertur einen möglichst hohen Füllfaktor zu realisieren. Dazu werden die Strahlen nach den Verstärkern meist kollimiert, was über separate Linsen oder auch mittels Mikrolinsenarrays (MLAs) [58–61] realisiert werden kann. Ein Füllfaktor von 100 % ist jedoch nur theoretisch für ein Flat-Top Strahlprofil zu erreichen. Bei einem Gaußstrahl, der ein unendlich ausgedehntes E-Feld (siehe Gl. (2.4)) besitzt, wird die Leistung, besonders für den Fall eines hohen Füllfaktors, durch die Kollimation bzw. die dafür eingesetzte Linse abgeschnitten. Die theoretisch maximal mögliche Effizienz, die mit einem Gaußstrahl erreicht werden kann, liegt bei 76 % [60]. Die in der Praxis bisher erreichten Effizienzen für die Kombination liegen bei ≤ 50 % [59, 60].

3.3. Gefüllte Apertur (Filled aperture)

Die gefüllte Apertur (engl. filled aperture) ist in Abb. 3.2 (b) gezeigt. Hier werden die zu kombinierenden Kanäle im Nah- und Fernfeld überlagert (siehe Strahlprofil in Abb. 3.2 (b)). Hierzu ist die Verwendung von mindestens einem Kombinationselement nötig, um die Strahlen aktiv zu überlagern.

Für diese Kombinationsgeometrie liegen die Effizienzen bei ≥ 90 %, die auch in der Praxis erreicht werden [13, 62, 63]. Aufgrund der aktiven Überlagerung der einzelnen Strahlen ist diese Methode für eine große Anzahl an Kanälen meist aufwendiger, verglichen mit der gefächerten Apertur.

Die möglichen Kombinationselemente für die gefüllte Apertur werden in Kapitel 3.3.1 und Kapitel 3.3.2 beschrieben. Da ein optischer Strahlweg umkehrbar ist (Ausnahme optischer Isolator), stellen die in Kapitel 3.3.1 und Kapitel 3.3.2 aufgeführten Kombinationselemente auch Teilungselemente dar. Die dafür verwendeten Elemente unterscheiden sich in ihren Wirkprinzipien. So kann die Strahlteilung bzw. -kombination über die Polarisation, Reflexion oder Refraktion stattfinden.

Neben dem Wirkprinzip für die Strahlteilung und -kombination können die dazu eingesetzten Elemente in 1 : 2 oder 1 : N Teiler bzw. Kombinerer eingeteilt werden und sind in den

nächsten Abschnitten beschrieben.

3.3.1. 1:2 Teilungs- und Kombinationselemente

Die 1:2 Teilungs- und Kombinationselemente können in nicht polarisierende und polarisierende Elemente eingeteilt werden und sind in Abb. 3.3 gezeigt.

Für nicht polarisierende Elemente (siehe Abb. 3.3 (a)) gilt, dass die E-Felder beider zu kombinierenden Pulse in die gleiche Richtung zeigen. Damit hängt die mittlere Laserleistung und die Pulsenergie von der Verzögerung zwischen den Pulsen ab, sodass die Verluste an einem anderen Ausgang des Kombinationselementes als dem Kombinationausgang auftreten. Zu solchen Elementen zählen Intensitätsstrahlteiler bzw. Intensitätskombinierer, die teilweise reflektiv und transmissiv sind, d.h. auf der einen Seite eine Antireflexbeschichtung und auf der anderen Seite eine teilweise reflektierende Beschichtung besitzen. Ist ein solcher Intensitätsstrahlkombinierer zu 50 % reflektiv, müssen die beiden eingehenden Strahlen in ihrer räumlichen Phase, Polarisation und ihrem Strahlprofil identisch sein, damit am Kombinationausgang die maximale Leistung resultiert. Je nach Phasendifferenz zwischen den beiden Eingangsstrahlen ändert sich das Verhältnis der Leistung zwischen dem Kombinationausgang und dem Verlustausgang.

Im Vergleich hierzu gibt es die polarisierenden Kombinationselemente (siehe Abb. 3.3 (b)) [64], zu denen der Dünnschichtpolarisator (TFP) und der Polarisationsstrahlteiler (PBS) gehören. Bei diesen Elementen sind die E-Felder beider kombinierender Pulse orthogonal zueinander orientiert. Gemäß der Fresnel-Arago-Gesetze interferieren diese E-Felder nicht miteinander, d.h., dass sich bei einer Phasendifferenz der beiden Eingangsstrahlen weder die Pulsenergie noch die mittlere Laserleistung am Kombinationausgang ändert. Jedoch ändert sich mit der Phasendifferenz die Polarisation des kombinierten Strahls. So ergibt sich für eine Phasendifferenz von 0 um 45° linear polarisiertes Licht. Für andere Phasendifferenzen $\delta\phi$ resultiert elliptisches oder zirkular polarisiertes Licht. Dieses Verhalten kann für die Phasendetektion und anschließender aktiver Stabilisierung mit dem Hänsch-

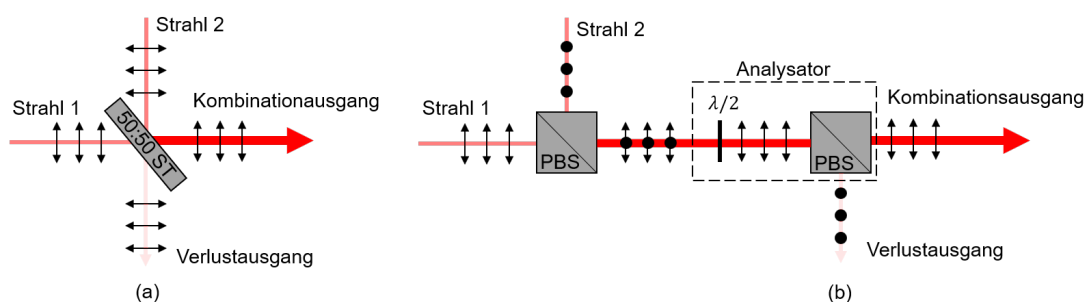


Abbildung 3.3.: Vergleich zwischen einem (a) nicht polarisierendem und (b) polarisierendem Strahlteilungs- und Kombinationselement.

Couillaud-Detektor ausgenutzt werden und ist in Kapitel 3.4 beschrieben. Hieraus folgt, dass der kombinierte Strahl erst mit Hilfe eines sogenannten Analysators sichtbar wird. Dieser besteht aus einem $\lambda/2$ -Plättchen und aus einem PBS/ TFP und ist ebenfalls in Abb. 3.3 (b) gezeigt. Nach dem Analysator liegt am Kombinationsausgang die nutzbare Laserleistung an, deren Polarisation unverändert bleibt. An den Verlustausgang hingegen gelangen alle Anteile, die nicht miteinander interferieren. Die Kombination mit diesen Elementen ist in [64] gezeigt.

Die polarisierenden und nicht polarisierenden Elemente können jedoch immer nur zwei Strahlen zu einem kombinieren bzw. teilen. Dies führt zu einem kaskadierenden Aufbau, sodass für die Erzeugung von N Strahlen bzw. die Kombination $N - 1$ Teilungs- bzw. Kombinationselemente notwendig sind. Dies verursacht einen erheblichen Mehraufwand für die Teilung bzw. Kombination einer großen Kanalanzahl. Daher haben sich Elemente etabliert, die eine $1 : N$ Strahlteilung bzw. -kombination ermöglichen und im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

3.3.2. 1:N Teilungs- und Kombinationselemente

Ein 1:N Element, mit dem bereits für den Dauerstrich (CW)-Betrieb erfolgreich die Strahlkombination von N Strahlen gezeigt worden ist, ist das diffraktive optische Element (DOE) [65, 66]. Diese Elemente sind bekannt dafür, einen Eingangsstrahl effizient in mehrere Teilstrahlen aufzuteilen. Dabei wird die relative Phasenbeziehung der N Ausgangsstrahlen über das Design des Gitters deterministisch angepasst [67]. Aufgrund der reziproken Natur des Lichtes kann dies umgekehrt genutzt werden, sodass eine Strahlkombination ebenfalls möglich ist. Dafür werden N einfallende Strahlen in dem Beugungswinkel der für die Strahlteilung resultierenden Beugungsordnungen angeordnet. Passen deren Phasenbeziehungen zu dem Design des DOEs, resultiert im Idealfall ein einzelner Strahl, dessen Nebenordnungen verschwindend gering sind.

Für die Verwendung von UKP-Systemen sind diese Elemente aber ungeeignet, da es, bedingt durch die große spektrale Bandbreite der UKP, bei einem DOE zu einer Winkel-Dispersion kommt. Diese führt dazu, dass der kombinierte Strahl einen Winkel-Chirp erhält. Der Winkel-Chirp führt zu einer Wellenfrontverkipfung des Pulses, die zu einer Verlängerung des Pulses führen kann [68]. Aus diesem Grund hat sich diese Variante nicht für die Kombination von UKP durchgesetzt. Jedoch gibt es Ansätze, DOEs dennoch für die Kombination von UKP zu verwenden. Dafür ist eine Vorkompensation des Chirps für jeden einzelnen Kanal nötig. Dies kann mit einem weiteren Gitter, das in die einzelnen Kanäle gesetzt wird oder mit einem weiteren DOE realisiert werden [69, 70]. Offensichtlich ist, dass diese Vorkompensationen einen zusätzlichen Aufwand bedeuten, sodass der Vorteil des 1:N Kombinationselementes sich durch die notwendige Vorkompensation für UKP-Systeme als

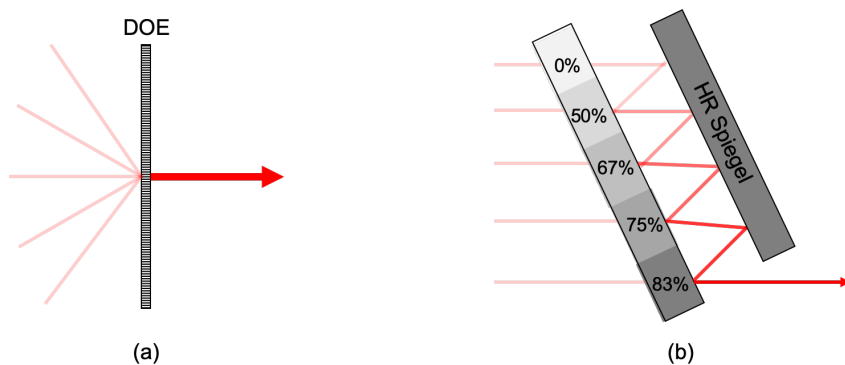


Abbildung 3.4.: Darstellung der $1 : N$ Kombinationselemente. Hierfür gibt es den (a) DOE und den (b) SMS mit seinen reflektiven Zonen.

nicht vorteilhaft erweist.

Neben dieser refraktiven Methode kann auch das Prinzip der Reflexion aus Kapitel 3.3.1 verwendet werden. Ein solches Element wird als Segmentierter Spiegeltrenner (SMS) bezeichnet und ist in Abb. 3.4 gezeigt. Dieser SMS besteht aus zwei parallel zueinander ausgerichteten optischen Elementen. Dabei ist eins der beiden hoch reflektierend und das andere ist innerhalb verschiedener Zonen teilweise reflektierend. Mit der Bedingung, dass alle Eingangsstrahlen die gleiche Leistung aufweisen, folgt für die Reflektivität R_x der Zonen x $R_x = 1 - (1/x)$, mit $x = 1 \dots N, x \in \mathbb{Z}$. Hieraus folgt für die erste Zone eine Reflektivität von 0% und für die zweite Zone entsprechend eine Reflektivität von 50%. Zwischen diesen beiden Spiegelementen folgt der Strahl einem Zickzack-Verlauf und nach jeder Zone resultiert eine höhere Leistung für den reflektierten Strahl. Nach der letzten Reflexion folgt der kombinierte Strahl.

In Versuchen konnte gezeigt werden, dass hiermit Effizienzen $\geq 80\%$ (bei $N = 16$) möglich sind [71]. Zudem folgt aus der Zonen abhängigen Reflektivität R_x , dass mit einer steigenden Kanalanzahl N der Unterschied zwischen R_{N-1} zu R_N immer geringer wird. Hierdurch werden die Toleranzen für die Herstellung der reflektiven Zonen immer kleiner, was die Fertigung solcher Bauteile nahezu unmöglich macht. Mit numerischen Verfahren lässt sich ein SMS designen, der nur 1-3 reflektive Zone(n) aufweist [72]. Hier wird ein Kompromiss getroffen, sodass sich die Kombinationseffizienz mit einer steigenden Anzahl an Kanälen verringert. In den Simulationen werden hier Kombinationseffizienzen (siehe Kapitel 3.5.1) $> 80\%$, für $N \leq 25$ und einer reflektiven Zone, erreicht. Allerdings stehen die experimentellen Versuche dazu noch aus.

3.4. Stabilisationstechniken

Für alle Kanäle, die kombiniert werden, müssen die Weglängenunterschiede exakt gleich lang sein, bzw. muss die Phasendifferenz zwischen den einzelnen Kanälen 0 werden. Hierfür

werden Phasenmodulatoren eingesetzt (siehe Kapitel 3.1 und 3.6.3). Mit diesen kann der optische Weglängenunterschied zwischen den einzelnen Kanälen eingestellt werden, sowie eine aktive Stabilisierung erfolgen, da es z.B. durch thermische Effekte, Luftturbulenzen oder Vibrationen zu einer zeitlichen Änderung der Phase in den einzelnen Kanälen kommt. Die verschiedenen Methoden für diese aktive Stabilisierung werden im folgenden beschrieben.

Hänsch-Couillaud

Für die Kombination von zwei Kanälen mit einem polarisierenden Element resultiert bei einer Phasendifferenz $\delta\varphi = 0$ lineare Polarisation, die sich jedoch für $\delta\varphi \neq 0$ (siehe Kapitel 3.3.1) ändert. Diese Änderung des Polarisationszustandes kann mit dem Hänsch-Couillaud-Detektor (HC-Detektor) detektiert werden, um daraus auf die Phasendifferenz zwischen zwei Kanälen zu schließen. Das so erzeugte Fehlersignal wird für die aktive Regelung des CBC-Systems genutzt [73]. Für eine Stabilisierung von N Kanälen werden daher $N - 1$ HC-Detektoren benötigt.

LOCSET

LOCSET steht für den englischen Begriff „Locking of Optical Coherence by Single-detector Electronic-frequency Tagging“. Mit dieser Stabilisierungsmethode wird mit Hilfe der Phasenschieber in den Einzelkanälen die Phase aktiv moduliert. Dafür wird auf jeden Kanal über die Phasenschieber eine leicht unterschiedliche Frequenz, gegeben, sodass die Phase der einzelnen Kanäle moduliert wird. Ein Kanal wird hierbei nicht moduliert und gilt als Referenz. Mit Hilfe einer Photodiode wird das Ausgangssignal gemessen, welches das Fehlersignal darstellt. Durch die Kenntnis der gewählten Modulationsfrequenzen kann die Richtung bzw. das Vorzeichen der Phase ermittelt werden. Es folgt, dass das Fehlersignal ein Maximum durchläuft, wenn eine Phasendifferenz von 0 für alle Kanäle vorliegt [74]. Für eine Regelung wird von diesem Fehlersignal die erste Ableitung gebildet, sodass sich für ein Extremum immer 0 ergibt. Auf dieses Signal kann dann geregelt werden. Dieses Verfahren ist damit unabhängig von der Kombinationsmethode. Allerdings ist es limitiert über die mögliche Frequenzbandbreite der verwendeten Phasenschieber. In [75] wird die Annahme getroffen, dass ca. 100 Kanäle mit dieser Technik stabilisiert werden können. Jedoch besteht eine weitere Lösung darin, ein kaskadierendes LOCSET mit mehr als einer Photodiode zu verwenden, sodass die Kombination von $N > 100$ Kanälen möglich wird [76].

SPGD

SPGD steht für den englischen Begriff „stochastic parallel-gradient-descend“. Für dieses Verfahren werden zufällige Phasen über die Phasenschieber auf die einzelnen Kanäle eingestellt. Es resultiert eine Leistungsänderung des kombinierten Strahls, die mit einer Pho-

todiode detektiert wird. Mit einem Algorithmus wird die Leistung maximiert, sodass die Phasendifferenzen kompensiert werden [77]. Auch dieses Verfahren ist unabhängig von der Kombinationsmethode, jedoch ist die Verwendung einer komplexen und dennoch schnellen Elektronik notwendig. Zudem hängt die Konvergenzzeit linear von der Anzahl der Kanäle ab [78], sodass die aktive Stabilisierung für eine große Kanalanzahl zunehmend schwieriger wird. Dennoch konnte mit diesem Verfahren die bis jetzt höchste Kanalanzahl von 107 [19] Kanälen kombiniert werden. Bei dem Kombinationssystem handelte es sich jedoch um die Kombination von CW-Kanälen.

Interferometrische Phasenmessung

Für diese Stabilisierungstechnik wird die Kombinationsgeometrie der gefächerten Apertur benötigt. Dafür wird ein geringer Leistungsteil (\sim mW) der Einzelkanäle vor der Kombination abgegriffen, z.B. mit einem Strahlteiler, und anschließend mit einem Referenzstrahl überlagert. Hierdurch wird für jeden einzelnen Kanal ein Interferogramm (Streifenmuster) erzeugt, das je nach Phasenlage des Einzelkanals einen unterschiedlichen Kontrast aufweist. Mit Hilfe eines Algorithmus, der den Korrelationskoeffizienten ausnutzt, kann die Phase ermittelt werden [59, 79]. Ein maximaler Kontrast bedeutet hierbei, dass der Korrelationskoeffizient 1 wird und der Referenzstrahl mit dem untersuchten Einzelkanal in Phase ist. Ist der Kontrast jedoch minimal, bzw. nicht mehr vorhanden, entspricht dies einem Korrelationskoeffizienten von 0 und der Referenzkanal und der Einzelkanal sind so weit voneinander entfernt, dass sie außerhalb der Kohärenzlänge liegen.

Mit dieser Stabilisierungsmethode konnte die kohärente Kopplung von UKP für 61 Kanäle realisiert werden und eine Kombinationseffizienz (siehe Kapitel 3.5.1) von 16 % wurde erreicht. [58].

Künstliche Intelligenz

In den letzten Jahren ist die Möglichkeit, über künstliche Intelligenz (KI) eine Stabilisierung zu realisieren, immer präsenter geworden. Mehrere Publikationen beschreiben mögliche Methoden, die auf KI beruhen [80–82]. Hierbei werden verschiedene Algorithmen angewendet, mit denen die Konvergenzzeit niedrig gehalten werden soll, auch bei einer großen Anzahl an Kanälen. Mit diesem Verfahren konnte bereits die Stabilisierung von 81 [83] Kanälen gezeigt werden. Jedoch sind auch hier lediglich CW-Kanäle kombiniert worden.

3.5. Qualität der Kombination

Für den Idealfall resultiert für die Kombination von N Verstärkern eine Leistungs- und Energiesteigerung um den Faktor N . Dies trifft jedoch nur zu, wenn es sich um eine perfekte räumliche Überlagerung handelt und die spektralen Intensitäts- und Phasenprofile

der Pulse identisch sind. In der Realität tritt dieser Fall jedoch nie auf. Durch Längenunterschiede der dispersiven Elemente, z.B. der Fasern, treten für jeden Kanal nichtlineare Effekte auf, die zu unterschiedlichen spektralen Phasenprofilen führen und damit die erreichbare Kombinationseffizienz begrenzen [84]. Das Gleiche gilt für eine räumliche Fehlanpassung der Strahlen, wie z.B. unterschiedliche Strahldurchmesser [85, 86].

Neben den Qualitätsmerkmalen für einen UKP-Laser, wie die Strahlqualität und die Pulsqualität, ist ebenfalls die erreichte Effizienz für die Bestimmung der Qualität des Kombinationsprozesses relevant. Hierbei wird zwischen der Kombinationseffizienz und der Systemeffizienz unterschieden, die wie folgt definiert sind.

3.5.1. Definitionen für die Effizienz

Für die Bestimmung der Qualität der Kombination wird überwiegend von der Kombinationseffizienz gesprochen. Diese betrachtet nur Effekte, die mit dem Kombinationsprozess der Pulse und Strahlen verbunden sind. Für diese folgt

$$\eta_{\text{comb}} = 1 - \frac{\sum P_m}{P_{\text{comb}}}. \quad (3.2)$$

P_{comb} stellt die kombinierte Leistung dar, d.h., dass es ist die Leistung am Kombinationsausgang (siehe Abb. 3.3) bzw. die Leistung im zentralen Maximum beim DOE oder bei der gefächerten Apertur (siehe Abb. 3.2 (a)) darstellt. P_m sind die resultierenden Leistungen an den Verlustausgängen (siehe Abb. 3.3) bzw. die Leistung in den Nebenordnungen m beim DOE und bei der gefächerten Apertur.

Die Systemeffizienz hingegen definiert die Effizienz des kompletten Systems, sodass hier z.B. auch Leistungsverluste durch Depolarisation berücksichtigt werden.

Die Systemeffizienz η_{sys} [87] ergibt sich aus dem Verhältnis der Summe der Leistung der Einzelkanäle P_{ch_m} vor dem Kombinationselement zu der kombinierten Leistung P_{comb} :

$$\eta_{\text{sys}} = \frac{P_{\text{comb}}}{\sum_m P_{\text{ch}_m}}. \quad (3.3)$$

Mit der Kombinationseffizienz und der Systemeffizienz ist jedoch keine Differenzierung der zeitlichen (Fehlanpassung der Pulsprofile) und räumlichen Effekte (Fehlanpassung der Strahlprofile) möglich. Hierfür ist z.B. eine Pulsanalyse über eine FROG (engl. Frequency-resolved optical gating)-Messung [88] oder Autokorrelationsmessung nötig, wie auch eine Strahlqualitätsmessung für die Beurteilung des Strahlprofils [89]. Nur mit der Angabe dieser Messung kann die Qualität des Kombinationsprozesses beurteilt werden.

3.5.2. Einflüsse auf die Kombinationseffizienz

Bei Fehlanpassungen reduziert sich die Kombinationseffizienz. Diese können für das zeitliche Pulsprofil oder für das räumliche Strahlprofil auftreten. Hierfür haben verschiedene Quellen diese Fehlanpassungen bereits untersucht und sollen kurz zusammengefasst werden.

Räumliche Fehlanpassungen

Für die räumliche Fehlanpassung sind bereits Untersuchungen für die kohärente Kombination durchgeführt worden. Dabei sind relative Fehlanpassungen der absoluten Leistung, Strahlgröße, Strahlagestabilität (Pointing) und der Divergenz für die Kombination von zwei Kanälen untersucht worden. Hierfür ergibt sich ein quadratischer Einfluss auf die Kombinationseffizienz. Es folgt, dass für diese Parameter eine Abweichung von $\sim 10\%$ zu einem Verlust der Kombinationseffizienz von $\sim 1\%$ führt. Ausgenommen ist hier die mittlere Laserleistung. Diese kann in einem Kanal um $\sim 20\%$ von den anderen Kanälen abweichen und die zu erwarteten Verluste für die Kombinationseffizienz liegen dann bei $\sim 1\%$. [85, 86].

Weitere Untersuchungen für die gefüllte Apertur haben gezeigt, dass eine Abweichung der Strahlgröße von $\sim 20\%$, der laterale Versatz von $\sim 10\%$, die optische Weglängendifferenz in Bezug auf die Rayleighlänge mit $\sim 30\%$ und die absolute Leistung sogar mit $\sim 50\%$ zu einem Verlust der Kombinationseffizienz von $\sim 1\%$ führen [90]. Für ein CBC-System folgt, dass mit einem entsprechenden Design des Kombinationssystems hohe Kombinationseffizienzen erreicht werden können, sodass räumliche Fehlanpassungen keine limitierende Begrenzung für ein CBC-System darstellen.

Zeitliche Fehlanpassungen

Für zeitliche Fehlanpassungen ist die Betrachtung der spektralen Phase in Gl. (2.10) mit Gl. (2.11) bzw. Gl. (2.12) hilfreich. Aus dieser ergeben sich für die Terme folgende Zusammenhänge: der 1. Term stellt die optische Weglängendifferenz dar, der 2. Term den Unterschied im B-Integral zwischen den Pulsen und der 3. Term die Dispersion, die durch Längenunterschiede zwischen dispersiven Elementen verursacht wird (siehe Kapitel 2.2).

Im nächsten Schritt wird die Kombinationseffizienz definiert, die resultiert, wenn zwei Pulse — Puls 1 und Puls 2 — miteinander interferieren, z.B. mit einem 1:2 Kombinationselement (siehe Kapitel 3.3.1). Es ergibt sich die Kombinationseffizienz η_{comb} für jede spektrale Komponente

$$\eta_{\text{comb}}(\omega) = \frac{1}{2} (1 + \cos(\phi_{\text{Puls1}}(\omega) - \phi_{\text{Puls2}}(\omega))).^7 \quad (3.4)$$

⁷Herleitung über Addition von zwei E-Feldern [44, 84]

Anschließend wird über den kompletten spektralen Bereich integriert, bei dem zusätzlich eine Gewichtung mit dem spektralen Intensitätsprofil $s(\omega)$ erfolgt, sodass sich

$$\eta_{\text{comb}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} s(\omega)\eta_{\text{comb}}(\omega)d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} s(\omega)d\omega} \quad (3.5)$$

ergibt. Ausgehend von Gl. (3.5) und Gl. (2.10) und mit der Annahme, dass die kombinierten Kanäle ein identisches Strahlprofil besitzen (z.B. gemäß Gl. (2.4)), können Simulationen basierend auf dem Fourier-Split-Step Verfahren [91, 92] durchgeführt werden. Außerdem wird zusätzlich für die Untersuchung der Kombination von mehreren Kanälen N die Gl. (3.2) benötigt.

In [44] werden diese Simulationen für die gefüllte Apertur durchgeführt. Für diese Simulation ist das Verhalten eines CBC-Systems auf eine steigende Kanalanzahl N gezeigt. Hierfür werden verschiedene mittlere Effizienzen η_{combav} angenommen, die z.B. durch eine nicht perfekte Anpassung der optischen Weglänge resultieren (Verluste durch die Kombinationselemente selbst werden nicht berücksichtigt). Aus diesen Graphen lässt sich entnehmen, dass für $N \rightarrow \infty$ die Kombinationseffizienz auf den Wert $2\eta_{\text{combav}} - 1$ konvergiert und damit der Kombinationsprozess selbst keine Limitierung darstellt.

Ebenfalls wird in [44] das Verhalten für die Kombination von zwei Pulsen mit gaußförmigem spektralen Profil mittels gefüllter Apertur untersucht. Hierbei ist die resultierende Kombinationseffizienz abhängig von der spektralen Bandbreite und der optischen Weglängendifferenz aufgetragen. Für die Weglängendifferenz werden immer ganzzahlige Vielfache der zentralen Wellenlänge angenommen, damit konstruktive Interferenz resultiert. Diese Simulation wird gewählt, da in [44] gezeigt ist, dass die Kombinationseffizienz η_{comb} nur von der spektralen Bandbreite und der optischen Weglängendifferenz abhängt. Aus der gezeigten Simulation wird deutlich, dass die spektrale Bandbreite einen starken Einfluss auf die Kombinationseffizienz hat. Dieses Verhalten lässt sich über den zeitlichen Bereich erklären, da mit einer höheren spektralen Bandbreite der transform-limitierte Puls (Grenze für die Pulsdauer, die sich aus dem gegebenen spektralen Profil ergibt) kürzer wird und damit die optische Weglängendifferenz einen größeren Einfluss auf die zeitliche Überlapung der Pulse hat.

Aus den gezeigten Simulationen in [44, 90] wird ersichtlich, dass kleinste Abweichungen zu hohen Verlusten der Kombinationseffizienz führen können. Allerdings lassen sich diese Verluste durch ein sorgfältig gewähltes CBC-System gering halten, sodass Kombinationseffizienzen $> 90\%$ mit der gefüllten Apertur möglich sind. Dies zeigen auch die bisher durchgeführten Versuche, bei denen auch für eine große Anzahl an Kanälen ($N = 16$) Kombinationseffizienzen in diesem Bereich erzielt werden (siehe Kapitel 3.6).

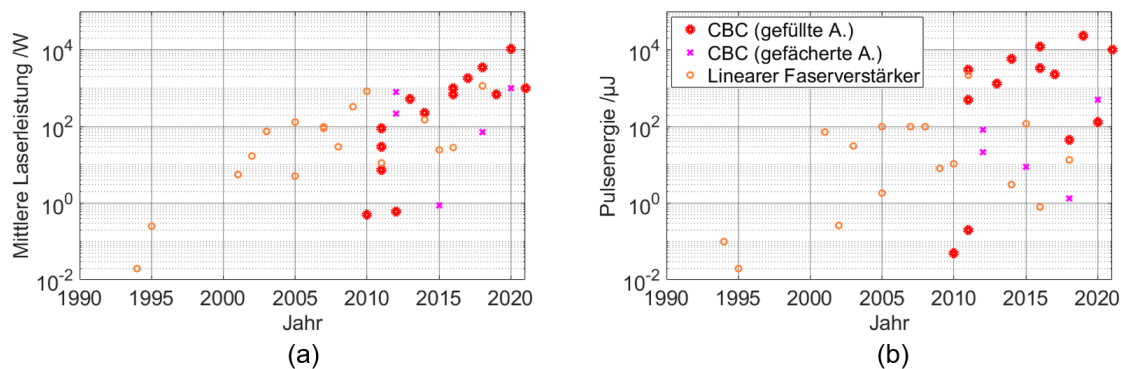


Abbildung 3.5.: Entwicklung der UKP-Systeme. (a) Mittlere Laserleistung über die Jahre. (b) Pulsenergie über die Jahre [13, 17, 18, 37, 51, 58–63, 69, 70, 93–119].

3.6. Stand der Technik

Für die Entwicklung von UKP-Systemen gibt es verschiedene Möglichkeiten, die intrinsischen Limitierungen zu umgehen. Hierbei werden die linearen Faserverstärker mit dem Konzept der kohärenten Kopplung verglichen.

Außerdem werden die Standardsysteme für die Strahlablenkung bzw. Phasenmodulation vorgestellt und mit dem Konzept der Strahlablenkung mittels CBC verglichen.

3.6.1. Faserbasierte UKP-Systeme

Der erste UKP-Laser ist in den neunziger Jahren veröffentlicht worden [93, 94]. Seitdem konnte die erreichbare mittlere Laserleistung und die Pulsenergie um mehrere Größenordnungen gesteigert werden. Jedoch ist aus der Abb. 3.5 (a) und (b) für den linearen Faserverstärker (orange Kreise) zu erkennen, dass der zu Beginn wachsende Verlauf der mittleren Laserleistung und der Pulsenergie sich in den letzten Jahren nur noch seitwärts bewegt hat. Dies liegt vor allem an den intrinsischen Limitierungen, die in Kapitel 2.3.2 beschrieben werden. Hierdurch sind nur noch Leistungssteigerungen möglich, wenn grundlegende Änderungen an dem UKP-System, wie die Änderung der Zentralwellenlänge, oder neue Konzepte, wie das der kohärenten Kopplung, angewendet werden.

Der Ansatz, die zentrale Wellenlänge zu ändern, ist für den maximalen Leistungswert, der in Abb. 3.5 (a) für das Jahr 2018 zu erkennen ist, angewendet worden. Bei diesem Wert wird von der typischen Zentralwellenlänge von $\sim 1 \mu\text{m}$ abgewichen und stattdessen bei einer Zentralwellenlänge von $2 \mu\text{m}$ gearbeitet. Hiermit wird eine mittlere Laserleistung von 1,06 kW bei einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität [37] erreicht. Dies stellt die bis jetzt höchste mittlere Laserleistung für ein faserbasiertes UKP-System dar, bei dem lediglich ein Verstärker zum Einsatz kommt. Im Vergleich hierzu liegt die maximal erreichte mittlere Laserleistung, die mit einem Verstärker erreicht wurde für eine Zentralwellenlänge

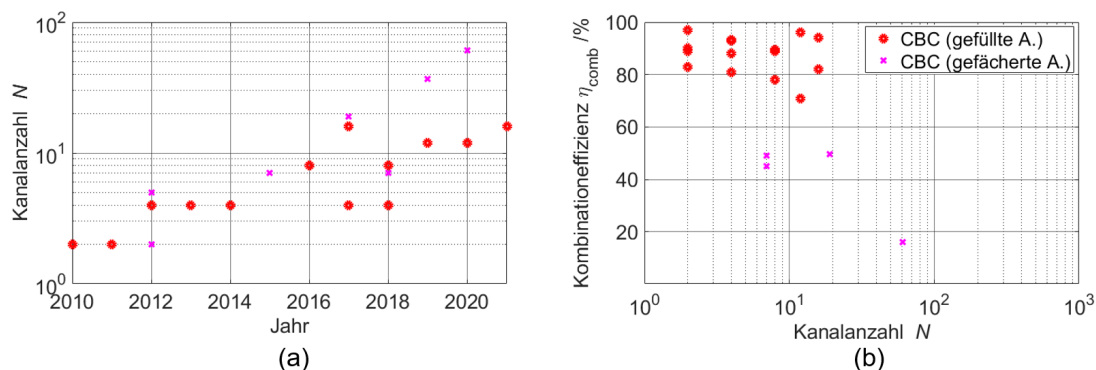


Abbildung 3.6.: Entwicklung der kohärenten Kopplung für UKP-Systeme. (a) Kanalanzahl N über die Jahre. (b) Kombinationseffizienz η_{comb} über die Anzahl der Kanäle für die gefüllte [13, 17, 18, 62, 63, 69, 70, 95–102] und die gefächerte Apertur [58–61, 103–106].

von $\sim 1 \mu\text{m}$ bei 830 W [51].

3.6.2. CBC basierte UKP-Systeme

Neben der gezeigten Entwicklung der UKP-Systeme ist in Abb. 3.6 (a) und (b) auch die Entwicklung der CBC-Systeme in Bezug auf die Anzahl der Kanäle und der erreichbaren Kombinationseffizienz, gezeigt. Hierbei wird deutlich, dass die Anzahl der Kanäle deutlich gesteigert werden konnte. Dies liegt vor allem daran, dass neue effektivere Methoden für die aktive Stabilisierung (siehe Kapitel 3.4) und eine schnellere Elektronik dafür sorgen, dass auch die Stabilisierung für eine hohe Kanalanzahl gewährleistet werden kann. So ist bereits für ein CW-System die aktive Stabilisierung von 107 Kanälen mit der gefächerten Apertur gezeigt worden [19]. Ebenfalls fällt für die Abb. 3.6 (a) auf, dass eine hohe Kanalanzahl (≥ 16) immer mit der gefächerten Apertur realisiert worden ist, was sich durch den hohen Mehraufwand, der für die gefüllte Apertur notwendig ist (siehe Kapitel 3.3), erklären lässt. Mit der Betrachtung von Abb. 3.6 (b) wird der Kompromiss deutlich, der bei der gefächerten Apertur gemacht wird. Eine hohe Kanalanzahl kann zwar relativ einfach, verglichen mit der gefüllten Apertur, kombiniert werden jedoch nur mit Verlusten für die Kombinationseffizienz. Diese sinkt für eine hohe Anzahl an Kanälen auf unter 20%. Verglichen mit der gefüllten Apertur, bei der Kombinationseffizienzen von meist über 80% erreicht werden, sind die so erreichbaren Werte für die mittlere Laserleistung und die Pulsenergie bei der gefächerten Apertur gering (siehe Abb. 3.5 (a) und (b)).

Es folgt, dass die gefüllte Apertur trotz der geringeren Anzahl an Kanälen wesentlich effizienter ist, was dazu führt, dass mit dieser Kombinationsgeometrie die bisherigen Spitzenwerte für CBC-Systeme erreicht worden sind. So liegt für die mittlere Laserleistung der Rekord bei 10,4 kW [17] und für die Pulsenergie bei 23 mJ [18]. Zusammenfassend stellt sich die Frage, ob ein Kombinationselement realisiert werden kann, bei dem viele Kanäle kombiniert werden können, ohne Einbußen für die Kombinationseffizienz. Basierend auf

dieser Fragestellung wird in dieser Arbeit ein Konzept entwickelt, das die Kombination von vielen Kanälen ermöglicht, ohne größere Verluste für die Kombinationseffizienz. Es kann sogar gezeigt werden, dass die theoretische Kombinationseffizienz mit einer höheren Anzahl an Kanälen gesteigert werden kann.

In Kapitel 4 wird dieses Konzept beschrieben und analysiert. Anschließend folgen experimentelle Demonstrationen in Kapitel 5, die die Machbarkeit dieses Verfahrens untersuchen.

3.6.3. Strahlablensysteme

Für verschiedene Laseranwendungen, wie das Abtragen und Markieren, ist die Strahlablensung eine wichtige Fähigkeit. Die verschiedenen elektromechanischen und elektrooptischen Methoden für die Strahlablensung werden hier vorgestellt. Um jedoch das volle Potential von Laserstrahlquellen mit Repetitionsraten im MHz-Bereich [120] ausschöpfen zu können, sind Ablensgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 1000 rad/s @1 μm [121] nötig. Aus diesem Grund ist eine hochdynamische Regelung solcher Lasersysteme von großem Interesse.

Standardsysteme für die Strahlablensung und Phasenmodulation

Die in der Praxis verwendeten Standard-Strahlablenssysteme sind überwiegend elektromechanisch.

Hierfür werden optische Linsen, Galvanometer oder spiegelbasierte Scanner, wie Piezoscanner oder Mikro-Elektro-Mechanische-Systeme (MEMS), verwendet. Diese Strahlablensungssysteme besitzen typische Ablensgeschwindigkeiten von 100 rad/s [122].

In Abb. 3.7 (a) ist ein Galvanometer Scanner gezeigt. Hierbei sind je zwei Galvanometer (x- und y-Achse), welche eine mechanische Drehbewegung proportional zum elektrischen Strom erzeugen, mit einem Spiegel verknüpft, sodass verschiedene Strahlpositionen angefahren werden können.

Die Ablensgeschwindigkeit solcher Systeme sind begrenzt durch die Masse der zu bewegenden Teile, wie z.B. rotierende Spiegel. Aus diesem Grund werden massenfreie Technologien ohne bewegende Teile entwickelt. Zu diesen massenfreien Strahlablensern gehören unter anderem der elektrooptische Ablenser (EOD), gezeigt in Abb. 3.7 (b), der akustooptische Ablenser (AOD), siehe Abb. 3.7 (c) und das optische Phasenarray (OPA), das in Abb. 3.7 (d) gezeigt ist. EODs und AODs sind optische Festkörperablenker, bestehend aus einem Kristall, die auf dem elektrooptischen und akustooptischen Effekt basieren. Bei dem EOD wird durch das Anlegen einer elektrischen Spannung an den Kristall ein Brechungsindexgradient erzeugt, der zu einer Ablensung des Strahls führt (sie-

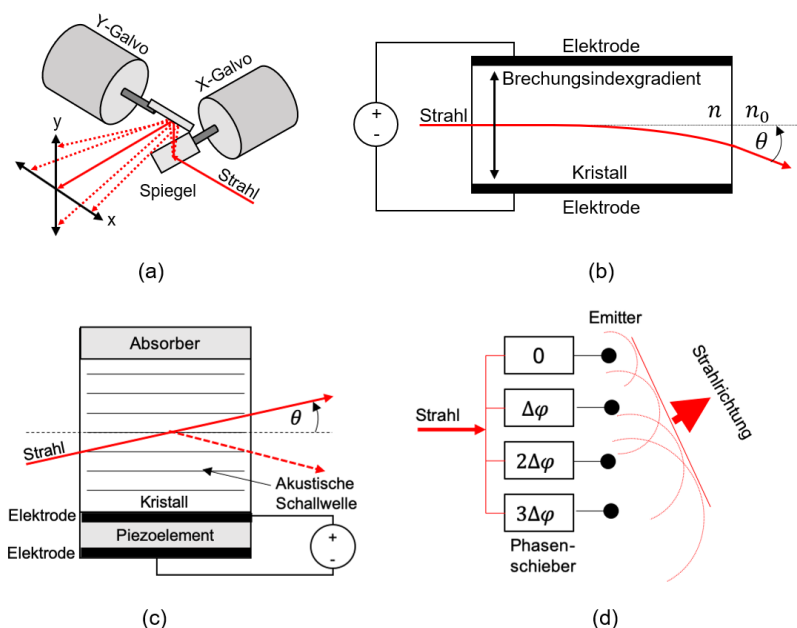


Abbildung 3.7.: Darstellung der verschiedenen Strahlableitungssysteme. (a) Galvanometer Scanner, (b) EOD, (c) AOD und (d) OPA.

he Abb. 3.7 (b)). Wird an einem AOD eine Spannung an das Piezoelement angelegt, breitet sich eine akustische Schallwelle im Kristall aus, die ein optisches Gitter erzeugt. An diesem Gitter wird der einfallende Strahl gebeugt (siehe Abb. 3.7 (c)). Für klassische OPAs, wird ein Strahl in mehrere Kanäle aufgeteilt und in jedem dieser Kanäle befindet sich ein Phasenschieber. Wird die Phase linear auf die Kanäle verteilt, resultiert am Ausgang (Emitter) eine Änderung der Strahlrichtung. [123]. Für eine lineare Phase, wie es in Abb. 3.7 (d) gezeigt ist, resultiert entsprechend eine Strahlableitung. Solche Systeme erreichen typischerweise Ablenkgeschwindigkeiten im Bereich von $\sim 10^3$ rad/s [121].

Allerdings kann ein EOD nur bei geringen mittleren Laserleistungen (\sim mW) [124] verwendet werden. Ein AOD kann zwar für hohe mittlere Laserleistungen eingesetzt werden, jedoch wird dann für das verwendete Medium eine größere Apertur nötig. Aufgrund der endlichen Schallgeschwindigkeit im Medium verkürzt dies wiederum die Schaltzeit, sodass die Ablenkung von hohen mittleren Laserleistungen mit Einbußen in der Ablenkgeschwindigkeit verbunden ist.

Strahlableitung mittels CBC

Neben der reinen Betrachtung der Kombination bietet ein CBC-System zudem die Möglichkeit, die Leistung in dem kombinierten Strahl gezielt über die Phase zu steuern. Die Einstellung der Phasen kann hierbei mit den oben beschriebenen Standardsystemen erfolgen, die sich dann idealerweise auf der niedrigen Leistungsseite des CBC-Systems befinden,

sodass die Phasenmodulatoren ihre volle Leistungsfähigkeit ausnutzen können.

Für die gefüllte Apertur sind Amplitudenmodulationen möglich, bei denen über eine gezielte Fehlanpassung der Phasen ein Teil der Leistung am Verlustausgang (siehe Abb. 3.3 (b)) abgeführt wird [18]. Für die gefächerte Apertur hingegen können mit der Wahl der Phase Strahlformungen und -ablenkungen realisiert werden. Dabei wird das Prinzip des OPAs angewendet, sodass eine lineare Phase zu einer Strahlablenkung des kombinierten Strahls führt. Ebenso kann eine passende Phasenwahl auch zu einer Strahlformung, wie z.B. einem Donut, führen. Jedoch werden für die Strahlformung und für die Strahlablenkung hohe Verluste für die Kombinationseffizienz in Kauf genommen [125, 126].

Die in dieser Arbeit vorgestellte Methode bietet eine ähnliche Möglichkeit der Strahlformung und -ablenkung und wird in Kapitel 4.3 beschrieben, in Kapitel 5.2 wird eine experimentelle Demonstration gezeigt. Zudem wird in Kapitel 4.5.1 die hier neu entwickelte Methode zur Strahlformung und -ablenkung mit der gefächerten Apertur verglichen.

4. Kohärente Kopplung mit Mikrolinsenarrays

In diesem Kapitel wird ein neuartiger Ansatz vorgestellt, der die Vorteile der im Kapitel 3 beschriebenen Kombinationsgeometrien, der gefächerten und gefüllten Apertur, vereint. Hierbei kann der in den nächsten Abschnitten eingeführte Kombinationsansatz keiner der beiden bekannten Kombinationsgeometrien zugeordnet werden. Aus diesem Grund wird ein neuer Begriff für diese Kombinationsgeometrie eingeführt: die gemischte Apertur. Bei dieser Kombinationsgeometrie werden als Strahlkombinationselement ein oder mehrere Mikrolinsenarrays, kurz MLAs, verwendet. In den nächsten Abschnitten wird der Ansatz der gemischten Apertur beschrieben. Hierfür werden im ersten Schritt die Eigenschaften und die Anwendungsgebiete der MLAs erklärt. Dabei wird das Anwendungsgebiet der Strahlhomogenisierung mit MLAs genauer betrachtet, da dies die Grundlage bildet für das neue Kombinationskonzept in dieser Arbeit. Anschließend wird der Ansatz des neuen Konzeptes beschrieben und gezeigt, dass durch die passende Wahl der Systemparameter Kombinationsseffizienzen $> 90\%$ erreicht werden können. Des Weiteren kann zusätzlich zur Strahlkombination eine hochdynamische Strahlableitung und -formung realisiert werden, was ebenfalls in den folgenden Abschnitten erklärt wird.

4.1. Anwendungen von MLAs

Eine reihenartige Anordnung von Mikrolinsen wird als Mikrolinsenarray (MLA) bezeichnet. Solche MLAs sind Standardkomponenten und können aus Quarzglas hergestellt werden, sodass sie sich auch für den Hochleistungsbereich (kW-Bereich) eignen. Zudem gibt es diese in verschiedenen Ausführungen, bei denen sich die Anordnung der Mikrolinsen unterscheidet, sodass sich eine Vielzahl von Anwendungsgebieten ergibt:

- Kollimation von Laserdioden [127]
- Strahlhomogenisierung und -formung für Laser- und Beleuchtungssysteme [23]
- Faserkopplung [128]
- Abbildende Systeme [129] und Sensoren (z.B. Shack-Hartmann-Sensor) [130]

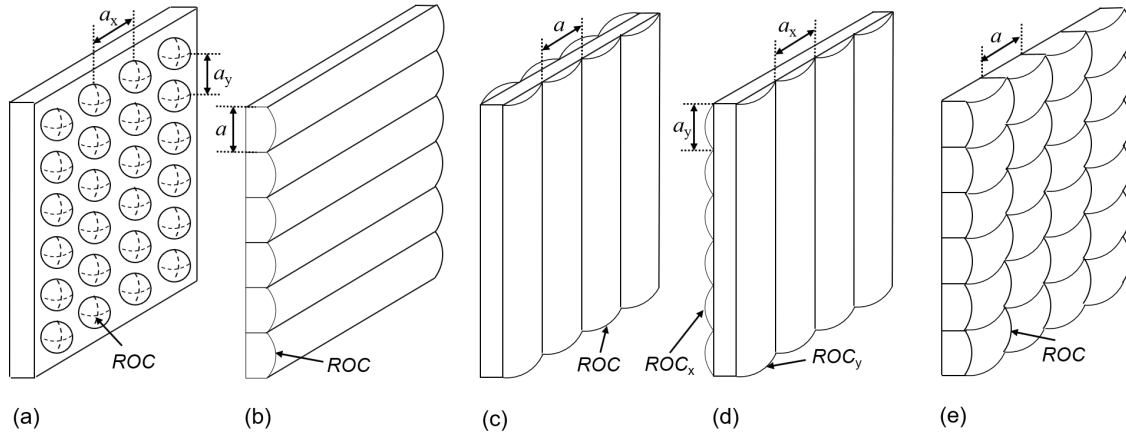


Abbildung 4.1.: Verschiedene Arten von MLAs: (a) sphärisch, (b) zylindrisch, (c) Facetten, (d) gekreuzt und (e) quadratisch.

Die verschiedenen Ausführungen der MLAs sind in Abb. 4.1 gezeigt. Dort ist der Pitch a und der Krümmungsradius ROC eingezeichnet. Je nach Art des MLAs kann sowohl der Pitch a und der Krümmungsradius ROC an der Vorder- bzw. Rückseite oder auch in x - bzw. y -Ebene des MLAs unterschiedlich sein (siehe Abb. 4.1). Die sphärischen MLAs in Abb. 4.1 (a) werden überwiegend für die Faserkopplung und für Sensoren verwendet. Ein weiteres Einsatzgebiet dieser MLAs ist die kohärente Kopplung, bei der die Verstärkerkanäle mit Hilfe der gefächerten Apertur kombiniert werden. Hierbei werden die einzelnen Kanäle mittels sphärischen MLAs kollimiert [58–60, 131], um so den Füllfaktor zu vergrößern und damit eine Steigerung der Kombinationseffizienz zu erreichen (siehe Kapitel 3.2). Die restlichen MLAs in Abb. 4.1 (b)-(e) werden vorzugsweise für die Strahlhomogenisierung und Strahlformung verwendet. Die Strahlhomogenisierung mit zylindrischen und quadratischen MLAs wird im nächsten Abschnitt ausführlich beschrieben.

In dieser Arbeit wird für die Auslegung der durchgeführten Versuche und für Toleranzanalysen ein Modell für die MLAs benötigt. Hierfür kann zur Bestimmung der effektiven Brennweite des MLAs f_{MLA} die geometrische Optik zu Hilfe genommen werden, mit der für ein dünnes MLA mit den Krümmungsradien ROC_1 und ROC_2 , das aus dem Substrat mit dem Brechungsindex n_s besteht und umgeben ist von Luft, die Linsenschleiferformel mit

$$\frac{1}{f_{\text{MLA}}} = (n_s - 1) \left(\frac{1}{ROC_1} - \frac{1}{ROC_2} \right), \quad (4.1)$$

gilt [132].

Für die Annahme, dass es sich um ein MLA mit einer planen Fläche ($ROC_2 \rightarrow \infty$) handelt, wie in Abb. 4.1 (a),(b),(d) und (e), vereinfacht sich Gl. (4.1) zu

$$f_{\text{MLA}} = \frac{ROC}{n_s - 1}. \quad (4.2)$$

Außerdem können mit Hilfe der geometrischen Optik Weglängenunterschiede und geometrische Größen, wie z.B. die Kantenlängen der resultierenden Fläche bei der Strahlhomogenisierung bestimmt werden.

Neben der geometrischen Betrachtung können jedoch die auftretenden Beugungs- und Interferenzeffekte mit MLAs nur wellenoptisch erklärt werden. Dazu wird für die durchgeführten Simulationen die Näherung für dünne Elemente angenommen und die Transmissionsfunktion einer Linse (siehe Kapitel 2.4), die mit der periodischen Delta-Funktion gefaltet wird, verwendet. Die Propagation erfolgt dann stufenweise mit der Fraunhofer-Näherung (siehe Kapitel 2.4) als Propagationsoperator und der Split-Step-Fourier-Methode.

Als Ergebnis der Simulationen resultiert eine komplexe Matrix, die die diskretisierte komplexe Amplitudenverteilung des elektrischen Feldes ist. Aus dieser komplexen Amplitude kann die Intensität $I(z) \sim |E(z)|^2$ und die Phase $\phi(z) = \arg(E(z))$ berechnet werden.

4.1.1. Strahlhomogenisierung mit MLAs

Als Strahlhomogenisierer wird ein optisches Element bezeichnet, das einen einfallenden Strahl, z.B. mit gaußförmiger Intensitätsverteilung, in eine homogene Intensitätsverteilung umwandelt. Für konventionelle Strahlhomogenisierer, die auf MLAs basieren, gibt es zwei mögliche Konfigurationen, den einstufigen und zweistufigen Aufbau.

Einstufiger Strahlhomogenisierer

Der einstufige Strahlhomogenisierer besteht meist aus einem zylindrischen oder quadratischen MLA, das den einfallenden Strahl mit dem Strahlradius w_{in} in mehrere Teilstrahlen aufteilt. Anschließend folgt eine sphärische Linse, die in einem Abstand von $> f_{\text{MLA}}$ steht und die erzeugten Teilstrahlen in die Brennebene der sphärischen Linse überlagert. Diese Linse führt eine zweidimensionale Fouriertransformation durch und wird daher als Fourierlinse FL bezeichnet. In der Brennebene dieser Fourierlinse FL , auch Fourierebene genannt, resultiert das Strahlprofil des Strahlhomogenisierers und stellt das Fernfeld des ersten MLAs dar (siehe Kapitel 2.4). Hierbei ist zu beachten, dass in den nächsten Abschnitten auf ein weiteres Fernfeld des ersten MLAs eingegangen wird. Dieses Fernfeld befindet sich an der Position der Brennweite f_{MLA} des ersten MLAs und kann demnach auch als Fourierebene bezeichnet werden. Diese wird zum besseren Verständnis immer als Brennebene des ersten MLAs bezeichnet.

Das Strahlprofil des Strahlhomogenisierers hängt von der Art des MLAs ab. Für zylindrische MLAs resultiert eine Linie, wohingegen quadratische MLAs zu einem Rechteck führen. Die Kantenlängen des Rechteckes D_{FF_x} , D_{FF_y} bzw. die Länge der Linie kann über die geometrische Optik ermittelt werden. Diese hängen von der verwendeten Brennweite der Fourierlinse f_{FL} und dem MLA mit dem jeweiligen Pitch a_x , a_y und der Brennweite des

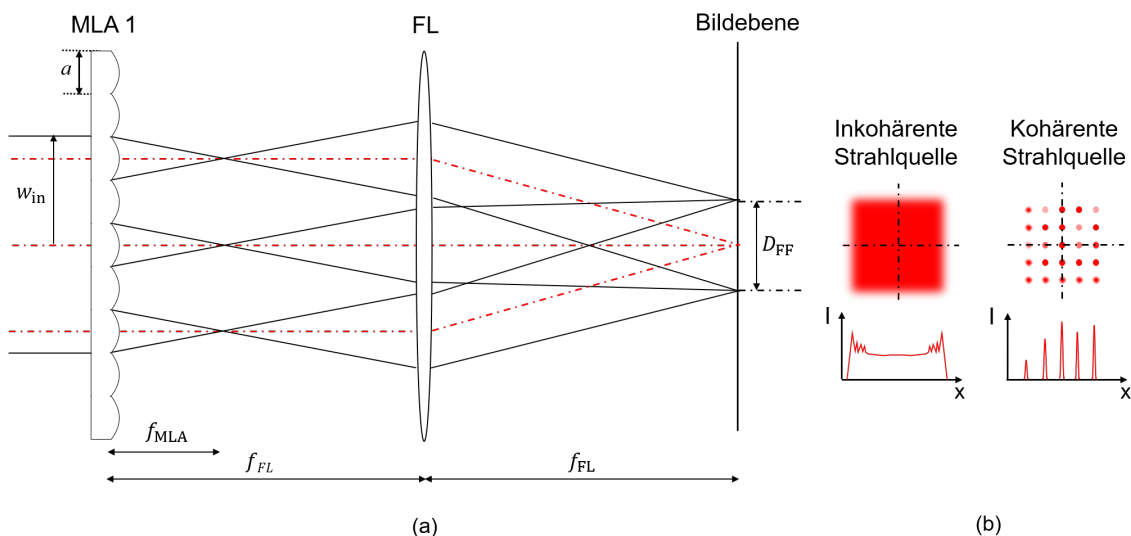


Abbildung 4.2.: (a) Aufbau mit dargestelltem geometrischen Strahlengang eines einstufigen Strahlhomogenisierers mit quadratischem MLA. Die schwarzen Linien kennzeichnen die Randstrahlen und die gestrichelten roten Linien stellen die zentralen Strahlen der einzelnen Strahlbündel dar. (b) Strahlprofil eines einstufigen Strahlhomogenisierers, der mit einer inkohärenten bzw. kohärenten Strahlquelle ausgeleuchtet wird.

MLAs f_{MLA} ab, sodass sich

$$D_{\text{FF}_x} = \frac{a_x \cdot f_{\text{FL}}}{f_{\text{MLA}}}, D_{\text{FF}_y} = \frac{a_y \cdot f_{\text{FL}}}{f_{\text{MLA}}} \quad (4.3)$$

ergibt [23]. Der beschriebene Aufbau dieses Strahlhomogenisierers mit quadratischen MLAs ist in Abb. 4.2 (a) gezeigt und wird als einstufiger Strahlhomogenisierer bezeichnet.

Zweistufiger Strahlhomogenisierer

Für die zweite mögliche Konfiguration eines Strahlhomogenisierers wird ein zweites MLA in die Brennebene des ersten MLAs gesetzt. Diese Konfiguration basiert auf dem Beleuchtungsprinzip von Köhler [22]. Dabei verhält sich das zweite MLA in Verbindung mit der Fourierlinse wie ein Array aus Objektivlinsen, das die erzeugten Teilstrahlen des ersten MLAs in die Fourierebene abbildet. Ein solcher Aufbau wird als zweistufiger Strahlhomogenisierer bezeichnet und ist in Abb. 4.3 (a) gezeigt [22],[133].

Der Unterschied zwischen den Strahlhomogenisierern wird deutlich, wenn die Strahlprofile verglichen werden. Diese sind in Abb. 4.2 (b) und Abb. 4.3 (b) für eine inkohärente und kohärente Strahlquelle (siehe Kapitel 3.1) dargestellt. Für das Strahlprofil der inkohärenten Strahlquelle ist die Homogenität des einstufigen Strahlhomogenisierers herabgesetzt gegenüber dem zweistufigen System. Der Hauptgrund sind Beugungseffekte, aufgrund der Fresnelbeugung am MLA [22]. Für den Fall, dass die inkohärente Strahlquelle gegen eine kohärente

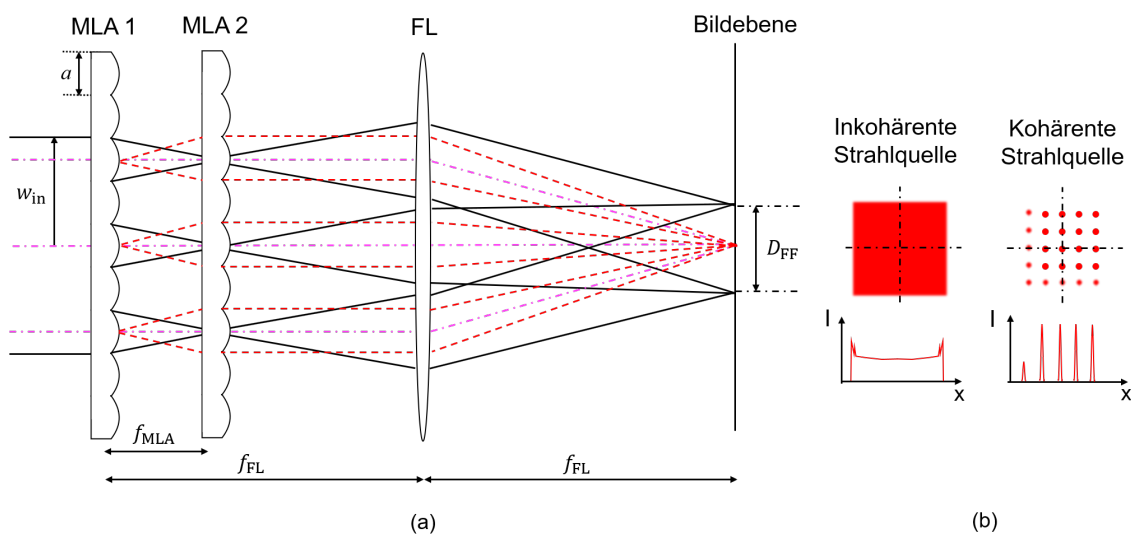


Abbildung 4.3.: (a) Aufbau mit dargestelltem geometrischen Strahlengang eines zweistufigen Strahlhomogenisierers mit quadratischem MLA. Die schwarzen Linien zeigen die Randstrahlen und die rot gestrichelten die Hauptstrahlen. Die pinken gestrichelten Linien stellen die zentralen Strahlen der Strahlbündel dar. (b) Strahlprofil eines zweistufigen Strahlhomogenisierers, der mit einer inkohärenten bzw. kohärenten Strahlquelle ausgeleuchtet wird.

Strahlquelle ausgetauscht wird ändert sich das Strahlprofil deutlich. Die so hervorgerufenen Beugungs- und Interferenzeffekte an den Mikrolinsen beeinträchtigen die Homogenität des Strahlprofils. In Folge dessen resultiert innerhalb eines Rechtecks ein Punktemuster in der Fourierebene und ist in den Abb. 4.2 (b) und 4.3 (b) gezeigt [22–24]. Aus der Abbildung zeigt sich, dass die so erzeugten Strahlen für den einstufigen Strahlhomogenisierer in ihrer Intensität variieren, wohingegen für den zweistufigen Strahlhomogenisierer sich die Intensitätsverteilung der einzelnen Strahlen größtenteils gleichmäßig verhalten. Es folgt, dass für eine kohärente Strahlquelle eine Strahlteilung mit dem Aufbau eines Strahlhomogenisierers realisiert werden kann. Dabei wird der zweistufige Strahlhomogenisierer im folgenden näher betrachtet, da die Homogenität der Einzelstrahlen zueinander im Vergleich zum einstufigen Strahlhomogenisierer besser ist.

Der Grund für die homogenere Intensitätsverteilung des zweistufigen Strahlhomogenisierers ist das zweite MLA und basiert auf dem Konzept der Köhlerschen Beleuchtung [134, 135]. Ein solches Beleuchtungssystem ist aus der Mikroskopie bekannt [136] und wurde von August Köhler im 19. Jahrhundert entwickelt, um eine gleichmäßige Beleuchtung zu erreichen. Dieses System erlaubt eine homogene Ausleuchtung der Zielebene (bei dem Strahlhomogenisierer ist dies die Fourierebene), unabhängig von Form, Ausdehnung und Winkelbereich der Lichtquelle bzw. des Eingangsstrahls [137]. Hieraus folgt eine homogene Verteilung der Intensität in der Fourierebene und damit auch eine höhere Effizienz für das System [138].

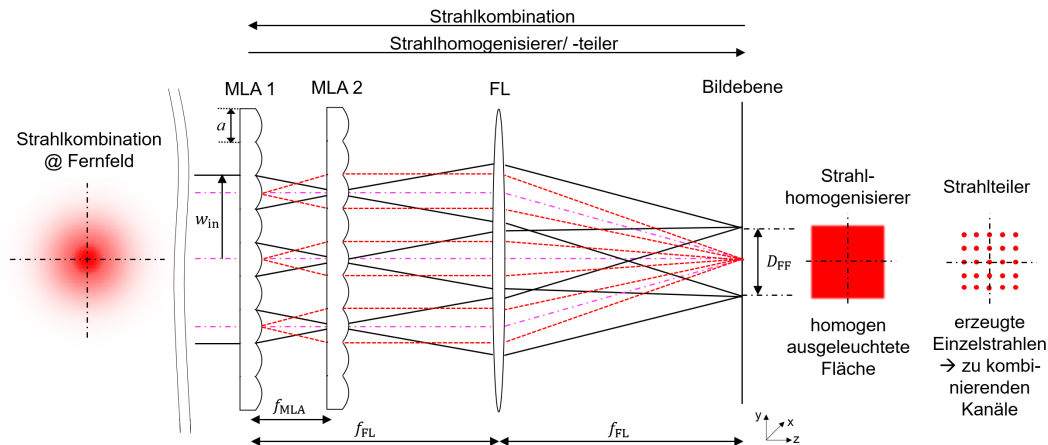


Abbildung 4.4.: Aufbau mit dargestelltem geometrischen Strahlengang, mit dem ein Strahlhomogenisierer, -teiler und -kombinierer realisiert wird. Für den Strahlhomogenisierer resultiert eine homogen ausgeleuchtete Fläche. Mit dem Strahlteiler werden einzelne Spots erzeugt, die wiederum für die Strahlkombination die einzelnen Kanäle (siehe Kapitel 3.1) darstellen.

4.2. Strahlteilung und -kombination mit MLAs

Im vorangegangenen Kapitel wurden zwei Konfigurationen für einen Strahlhomogenisierer beschrieben, mit denen einzelne Spots resultieren, wenn eine kohärente Strahlquelle verwendet wird. Grund hierfür sind Beugungs- und Interferenzeffekte an den Mikrolinsen, die in diesem Kapitel näher beschrieben werden. Diese Effekte können mit angepassten Parametern dafür verwendet werden eine gleichmäßige Strahlteilung zu erreichen und sind die Voraussetzung für eine effiziente Strahlteilung und -kombination mit MLAs.

Das Grundprinzip für die Strahlkombination ist, den Strahlweg der beschriebenen Strahlteilung umzukehren, sodass wieder ein einzelner Strahl resultiert. Dieses Prinzip ist in Abb. 4.4 zusammengefasst gezeigt.

Wird der dargestellte Aufbau von links nach rechts betrachtet und eine inkohärente Lichtquelle verwendet, resultiert der beschriebene Strahlhomogenisierer aus Kapitel 4.1.1, der eine rechteckige homogene Fläche mit den Kantenlängen $D_{FFx} \times D_{FFy}$ erzeugt. Für die gleiche Propagationsrichtung mit kohärenter Lichtquelle fungiert dieser Aufbau als Strahlteiler, der N Strahlen erzeugt, die sich gleichmäßig innerhalb des Rechteckprofils $D_{FFx} \times D_{FFy}$ verteilen. Die so erzeugten Strahlen können als Eingangsstrahlen für Laserverstärker (beschrieben in Kapitel 2.3) genutzt werden und stellen damit die Einzelkanäle in einem CBC-System dar, in dem N Kanäle zu einem einzigen Strahl kombiniert werden (siehe Kapitel 3.1). Ein solches CBC-System lässt sich mit umgekehrter Propagationsrichtung, d.h., dass die Betrachtung in Abb. 4.4 von rechts nach links erfolgt, realisieren. Damit ändert sich die

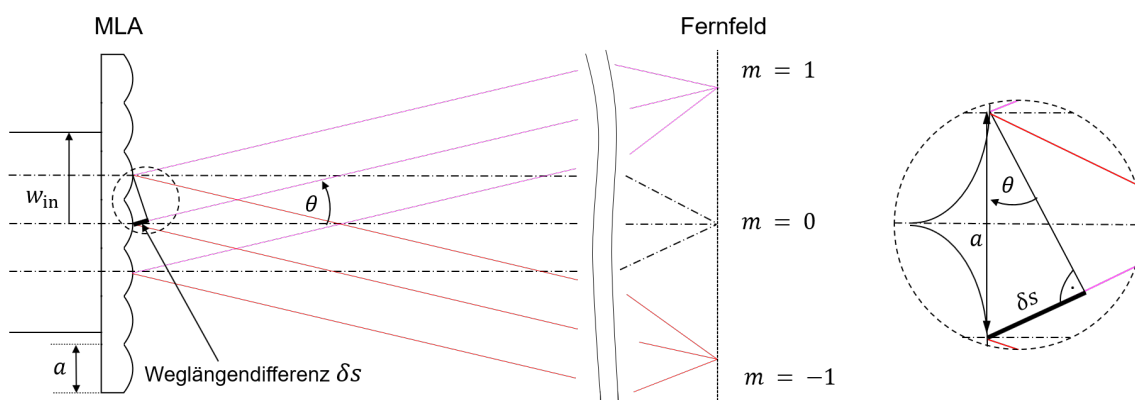


Abbildung 4.5.: MLA interpretiert als Gitter mit dem eingezeichneten geometrischen Strahlengang. Zudem ist die Weglängendifferenz δs und der Beugungswinkel Θ mit eingezeichnet. Die Eigenschaft der Mikrolinsen ist noch nicht mit berücksichtigt worden.

Anwendung des Strahlhomogenisierers zu einem Strahlkombinationselement, das N Kanäle kombiniert, wie es in Kapitel 3.3.2 beschrieben ist.

Die Anzahl N der erzeugten bzw. zu kombinierenden Kanäle muss so gewählt werden, dass immer eine ganzzahlige Anzahl resultiert, d.h., dass alle erzeugten Kanäle die gleiche Leistung aufweisen. Die Systemparameter, die zu einer gleichmäßigen Intensitätsverteilung innerhalb der generierten Einzelkanäle N führen, müssen dementsprechend gewählt werden und eine effiziente Strahlkombination, wie in Abb. 4.4 gezeigt, erfolgt.

Für die Wahl der Systemparameter, ist es hilfreich die Beugungs- und Interferenzeffekte zu betrachten, die zu dieser Spotverteilung führen. Die Beugungseffekte sind hierbei durch die Apertur der Mikrolinsen verursacht. Durch die periodische Anordnung der Mikrolinsen resultieren mehrere Teilstrahlen, die sich dann überlagern, was als Interferenzeffekt bezeichnet wird. Durch diese Effekte breitet sich das Licht hinter dem MLA in nahezu alle Richtungen aus, d.h., dass ausgehend von den Pupillen der Mikrolinsen Elementarwellen (Huygenssche Elementarwellen) [54] resultieren, die dann miteinander interferieren (siehe Kapitel 2.4). Dadurch ergibt sich keine gleichmäßige Intensitätsverteilung mehr. Stattdessen werden je nach relativer Phasenlage der benachbarten Elementarwellen Modulationen in der Intensitätsverteilung über einen Winkel Θ beobachtet. Die hierfür ausschlaggebende Größe ist die Weglängendifferenz δs , die zwischen zwei benachbarten Elementarwellen entsteht, da diese die relative Phasenlage bestimmt.

Werden die Elementarwellen benachbarter Mikrolinsen für einen Winkel Θ betrachtet, wie es in Abb. 4.5 dargestellt ist, ergibt sich für die Weglängendifferenz δs

$$\delta s = \sin(\Theta) \cdot a. \quad (4.4)$$

Aus Gl. (4.4) folgt, dass immer dann konstruktive Interferenz resultiert, wenn der Winkel Θ gerade so groß ist, dass die Weglängendifferenz δs ein ganzzahliges Vielfaches der

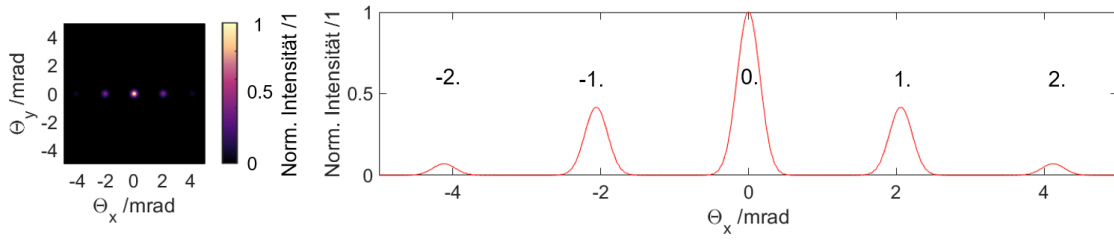


Abbildung 4.6.: Simulation der normierten Intensitätsverteilung über den Beugungswinkel Θ , für ein typisches zylindrisches MLA ($a = 500 \mu\text{m}$, $f_{\text{MLA}} = 69,6 \text{ mm}$). Das MLA wird mit einem kollimierten kohärenten Strahl mit $w_{\text{in}} = 1,1 \text{ mm}$ beleuchtet.

Wellenlänge λ ist ($\delta s = n \cdot \lambda$, mit $n = \pm 0, \pm 1, \dots$). Es folgt

$$\delta s = \sin(\Theta) \cdot a = n \cdot \lambda, (n = 0, \pm 1, \dots). \quad (4.5)$$

Die Gl. (4.5) stellt die allgemein bekannte Gittergleichung dar. In dieser ist a die Periode des Gitters, d.h., dass bei Ausleuchtung eines MLAs die Periode den Pitch a des MLAs darstellt. Der Winkel Θ , der sich für ein Beugungsmaximum ergibt, wird Beugungswinkel genannt.

Je nach Auslegung des Systems resultiert nicht nur ein Hauptmaximum, sondern mehrere Maxima m . Ordnung, wie es in Abb. 4.5 schematisch dargestellt ist. Es folgt für den Beugungswinkel m . Ordnung Θ_m mit der Kleinwinkelnäherung

$$\Theta_m = m \cdot \frac{\lambda}{a}, (m = 0, \pm 1, \dots). \quad (4.6)$$

Für weitere Betrachtungen werden im Verlauf dieser Arbeit Simulationen angefertigt, die mit Hilfe der Beugungstheorie und mit den beschriebenen Propagationsoperatoren aus dem Kapitel 2.4 durchgeführt werden. Außerdem wird für die zylindrischen Mikrolinsenarrays eine Transmissionsfunktion benötigt. Hierzu wird die Transmissionsfunktion der Linse (siehe Gl. (2.36)) mit der Deltafunktion (siehe Gl. (2.27)), in der die Periode dem Pitch a entspricht, gefaltet und es folgt

$$\begin{aligned} \tau_{\text{MLA}}(x, y) &= \tau_{\text{Linse}}(x, 0) \otimes \text{comb}(x) \\ &= \exp\left[\frac{-ik}{2f_{\text{MLA}}}x^2\right] \otimes \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(x - ia). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Mit Hilfe dieser Simulation wird das resultierende Fernfeld aus dem Aufbau in Abb. 4.5 simuliert und ist in Abb. 4.6 gezeigt. Hierbei sind mehrere Beugungsmaxima bzw. Beugungsordnungen verschiedener m . Ordnungen zu erkennen. Das zentrale Maximum stellt die 0. Beugungsordnung dar.

Bis hierhin sind nur die periodischen Eigenschaften des MLAs betrachtet worden, die den

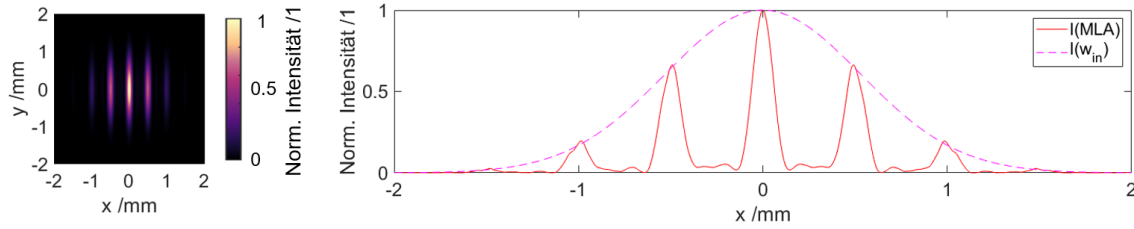


Abbildung 4.7.: Simulation des Beugungsbildes, das in der Brennebene des ersten MLAs resultiert. Die Intensitätsverteilung, die in dieser Ebene resultiert, ist rot dargestellt. Zudem ist der Eingangsstrahl w_{in} mit eingezeichnet und als rot gestrichelte Linie dargestellt. Die Hauptmaxima resultieren im Abstand des Pitches a , der hier $500 \mu\text{m}$ beträgt.

Eigenschaften eines Gitters gleichen. Neben diesen Eigenschaften müssen auch die Eigenschaften der Mikrolinsen selbst, d.h. deren Brennweite f_{MLA} und numerische Apertur NA , berücksichtigt werden. Aufgrund der Eigenschaften der Mikrolinsen wird ebenfalls ein Fernfeld in die Brennebene des ersten MLAs abgebildet, das durch die periodische Anordnung der Mikrolinsen entsteht und ist in Abb. 4.7 gezeigt. Hierbei werden die identischen Parameter wie in Abb. 4.6 verwendet.

Wird dieses Beugungsbild betrachtet, resultieren die Hauptmaxima nicht mehr an der Position des Beugungswinkels, wie in Abb. 4.6, sondern im Abstand des Pitches a . Dieses Verhalten kann mit der geometrischen Optik beschrieben werden. Durch die zylindrischen Mikrolinsen mit der Brennweite f_{MLA} resultieren elliptische Foki in der Brennebene des ersten MLAs, die ihr Maximum im Zentrum der jeweiligen Mikrolinse haben, d.h. im Abstand des Pitches a . Zu beachten ist, dass das resultierende Beugungsbild in der Brennebene des ersten MLAs nicht allein über die geometrische Optik erklärt werden kann. Die resultierenden Nebenmaxima, die auch in Abb. 4.7 zu erkennen sind, sind Beugungseffekte und können nur über die Wellenoptik erklärt werden.

Für eine bessere Veranschaulichung dieser Beugungseffekte ist der schematische Strahlengang für diesen Bereich des MLAs in Abb. 4.8 mit dem dazugehörigen Beugungswinkel Θ und der numerischen Apertur NA der Mikrolinsen gezeigt. Für die numerische Apertur NA gilt

$$NA = \frac{a}{2 \cdot f_{\text{MLA}}}. \quad (4.8)$$

Hierbei resultiert immer dann ein Minimum, wenn die Weglängendifferenz $\delta_{\text{sMLA}} = \lambda/2$ entspricht und es wird von destruktiver Interferenz gesprochen. Beträgt die Weglängendifferenz $\delta_{\text{sMLA}} = \lambda$, liegt konstruktive Interferenz vor und ein Hauptmaximum resultiert.

Für die Entstehung eines Hauptmaximums wird der Winkel betrachtet, unter dem ein Hauptmaximum resultiert. Das hieraus resultierende Dreieck ist in Abb. 4.8 (b) gezeigt. Die Ankathete entspricht dem Pitchabstand a und die Gegenkathete der Brennweite der Mikrolinsen f_{MLA} . Somit ergibt sich für den Winkel das Zweifache der numerischen Aper-

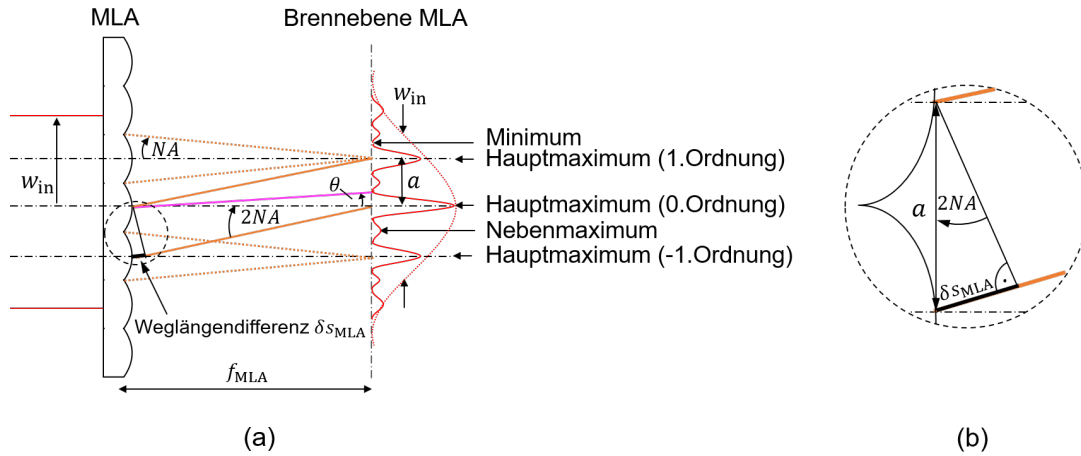


Abbildung 4.8.: (a) Schematischer Strahlengang für die Propagation eines Strahls durch ein MLA. In der Brennebene des MLAs resultiert ein zusätzliches Beugungsbild. (b) Resultierende Weglängendifferenz $\delta_{s_{\text{MLA}}}$, die für die Hauptmaxima in der Brennebene des ersten MLAs entstehen.

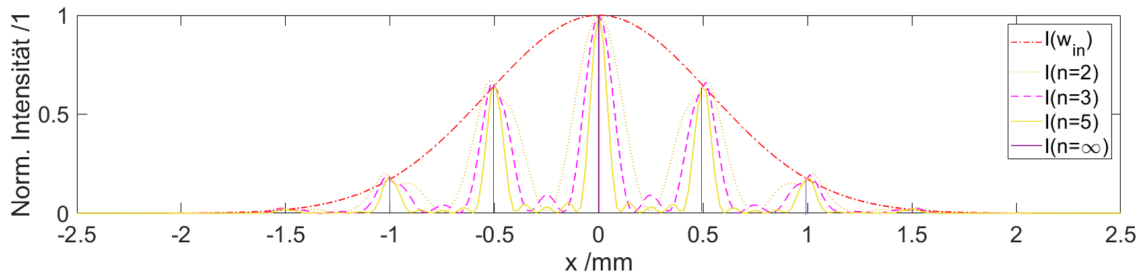


Abbildung 4.9.: Simulation der Beugungsbilder, die in der Brennebene des ersten MLAs für ganzzahlige n ($n = 2$, $n = 3$, $n = 5$ und $n = \infty$) resultieren. Es wird ein Pitch a von $500 \mu\text{m}$ und ein Eingangsstrahl $w_{\text{in}} = 1,1 \text{ mm}$ gewählt, der mit eingezeichnet ist ($I(w_{\text{in}})$).

ter NA der Mikrolinsen mit

$$\Theta_{\text{max}} = NA \cdot 2 = \frac{a}{f_{\text{MLA}}} \quad (4.9)$$

und definiert den maximal möglichen Winkel Θ_{max} . Wird der Winkel aus Gl. (4.9) in die Gl. (4.5) eingesetzt und nach n umgestellt, ergibt sich

$$\frac{a^2}{f_{\text{MLA}} \cdot \lambda} = n, \quad (n = 0, \pm 1, \dots). \quad (4.10)$$

Die Gl. (4.10) gilt als erfüllt, wenn die charakteristischen Größen des MLAs so gewählt werden, dass bei Ausleuchtung mit der Wellenlänge λ ein ganzzahliges Vielfaches von n resultiert.

Das Beugungsbild in der Brennebene des ersten MLAs für ganzzahlige n ist in Abb. 4.9 gezeigt. Die Beugungsbilder aus Abb. 4.9 gleichen dem eines Beugungsgitters, das mit einer ebenen Welle beleuchtet wird, und sind in Abb. 4.10 für verschiedene Spaltanzahlen n ($n = 1$, $n = 2$, $n = 3$, $n = 5$ und $n = \infty$) gezeigt. Für diese Simulation wird die Transmis-

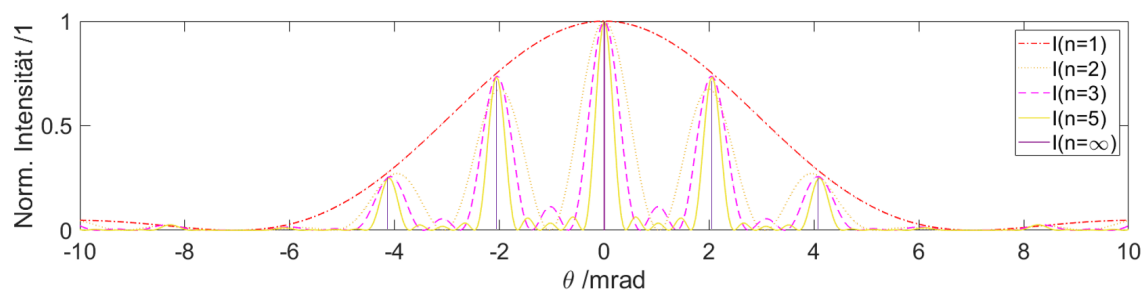


Abbildung 4.10.: Simulation der Beugungsbilder eines Einfachspalts ($n = 1$), Doppelspalts ($n = 2$), Dreifachspalts ($n = 3$), Fünffachspalts ($n = 5$) und Gitters mit unendlich vielen Spalten ($n \rightarrow \infty$). Als Eingangsstrahl liegt eine ebene Welle vor. Der Spaltabstand b entspricht dem Pitch a mit $500 \mu\text{m}$. Für die Spaltgröße B wird $B = 150 \mu\text{m}$ gewählt.

sionsfunktion einer Blende (siehe Gl. (2.26)) mit einer periodischen Deltafunktion (siehe Gl. (2.27)) gefaltet und als Propagationsoperator das Winkelspektrum angewendet (siehe Kapitel 2.4). Für den Vergleich der Beugungsbilder aus Abb. 4.9 und Abb. 4.10 ist ein identisches Verhalten erkennbar. Soll ein einzelner Strahl ($n = 1$) mit dem MLA resultieren, verhält sich das MLA wie eine Planplatte und die Einhüllende in Abb. 4.9 stellt gerade den Eingangsstrahl mit dem Strahlradius w_{in} dar. Mit einem Einfachspalt verglichen, der mit einer ebenen Welle ausgeleuchtet wird, resultiert auch eine Einhüllende, die jedoch durch Beugungseffekte leichte Nebenordnungen besitzt. Für $n > 1$ gleichen die Beugungsbilder des MLAs (siehe Abb. 4.9) ebenfalls dem des Gitters (siehe Abb. 4.10). So lässt sich für den Dreifachspalt zwischen dem 0. Hauptmaximum und dem ± 1 . Hauptmaximum jeweils ein Nebenmaximum erkennen. Dabei befinden sich diese Nebenmaxima an den Positionen, an denen die Minima des Doppelspalts liegen. Dieses Verhalten lässt sich anschaulich erklären, indem die Weglängendifferenz δ_s betrachtet wird, die zwischen zwei Spalten resultiert. Für den Spalt eins und zwei, bzw. zwei und drei, resultiert zwar destruktive Interferenz, wenn die Weglängendifferenz $\delta_s = \lambda/2$ entspricht, jedoch gelangt vom dritten bzw. ersten Spalt noch Intensität zwischen die beiden Hauptmaxima, sodass sich ein Nebenmaximum bildet. Daher entstehen diese Nebenmaxima bei dem Beugungsbild des Doppelspalts nicht. Damit resultieren immer $n - 2$ Nebenmaxima, wobei n der Anzahl der Spalten entspricht, was ebenfalls für die Ordnung $n = 5$ in Abb. 4.10 zu erkennen ist. Analog verhält es sich für das MLA (siehe Abb. 4.9).

Diese Eigenschaft bildet die Grundlage für eine homogene Strahlteilung, mit der die erzeugten Teilstrahlen alle die gleichen Eigenschaften besitzen.

Des Weiteren können aus Abb. 4.9 und 4.10 weitere Zusammenhänge zwischen dem Beugungsgitter und dem MLA abgeleitet werden. Hier ist zu erkennen, dass mit zunehmendem n die Hauptmaxima schärfer und die Nebenmaxima von ihrer Amplitude geringer werden. Vom Beugungsgitter ist dieses Verhalten bekannt und erklärt sich dadurch, dass bei einem großen n jede noch so kleine Abweichung von der Bedingung für konstruktive Interferenz

zwischen benachbarten Teilstrahlen zu einer vollständigen Auslöschung, sprich destruktiven Interferenz, führt. Noch anschaulicher wird es für ein MLA. Hier lässt sich das Verhalten der schärferen Maxima durch die damit kleinere Brennweite der MLAs (siehe Gl. (4.10)) und dem damit verbundenen kleineren Strahlradius in der Brennebene w_{MLA} des MLAs erklären. Neben dieser Erklärung gilt jedoch auch hier, dass bei einer Auslegung für große n schon kleine Abweichungen von der Bedingung für konstruktive Interferenz zu destruktiver Interferenz führen, sodass die Maxima schärfer werden. Diese Konsequenz ist für die Praxis relevant und wird in Kapitel 4.5.1 genauer behandelt.

Für ein besseres Verständnis, was die Variable n für die Strahlteilung bzw. Strahlkombination mittels MLAs bedeutet, ist in Abb. 4.11 das resultierende Fernfeld des MLAs für verschiedene ganzzahlige n aufgetragen. Hierbei wird die Konfiguration eines einstufigen Strahlhomogenisierers, Abb. 4.11 (einstufiger Aufbau), mit dem eines zweistufigen Strahlhomogenisierers, Abb. 4.11 (zweistufiger Aufbau), verglichen. Für die Berechnung beider Beugungsbilder wird ein fester Pitch von $a = 500 \mu\text{m}$ gewählt. Ebenfalls wird die Brennweite f_{MLA} angepasst, sodass immer ein ganzzahliges n resultiert. Außerdem wird ein Eingangsstrahl $2w_{\text{in}}$ von 1 mm gewählt, sodass $a < 2w_{\text{in}}$ gilt, damit Beugungs- und Interferenzeffekte hervorgerufen werden. Aus der Abb. 4.11 geht für den einstufigen Aufbau (pink gestrichelte Linie) hervor, dass keine homogene Verteilung der Strahlen erreicht werden kann. Anders verhält es sich für den zweistufigen Aufbau in Abb. 4.11 (rote gepunktete Linie). Hier resultiert mit der Konfiguration des zweistufigen Strahlhomogenisierers eine homogene Verteilung der Strahlen und n entspricht gerade der Anzahl N . Eine Ausnahme ist die Ordnung bei der $n = 0$ gewählt wird. Hier wirkt das MLA wie eine Planplatte, sodass der Eingangsstrahl dem Ausgangsstrahl entspricht und ein einzelner Strahl, wie für die Ordnung $n = 1$, jedoch ohne das Auftreten von Beugungseffekten, resultiert.

Zusammenfassend gilt für die Anzahl der generierten bzw. zu kombinierenden Strahlen N die Bedingung mit

$$N = \frac{a^2}{f_{\text{MLA}} \cdot \lambda}, (N = 1, 2, \dots). \quad (4.11)$$

Für eine effiziente Strahlteilung und damit auch Strahlkombination muss die Gl. (4.11) erfüllt sein.

Zudem ist zu erwähnen, dass eine Strahlteilung, für die eine gerade Anzahl an Teilstrahlen resultieren soll, mit der gezeigten Konfiguration nicht möglich ist, da dazu die 0. Beugungsordnung destruktiv interferieren muss. Hierfür gibt es jedoch Lösungsansätze, die im Kapitel 4.2.1 und Kapitel 4.3 diskutiert werden.

Neben der Bedingung für die Anzahl der Strahlen N in Gl. (4.11) sind weitere Größen notwendig, um ein Strahlteilungs- bzw. Strahlkombinationssystem auszulegen. Diese Größen können strahlengeometrisch hergeleitet werden. Die hier gezeigten Größen gelten für einen Aufbau mit zylindrischen und quadratischen MLAs und sind für beide Konfigura-

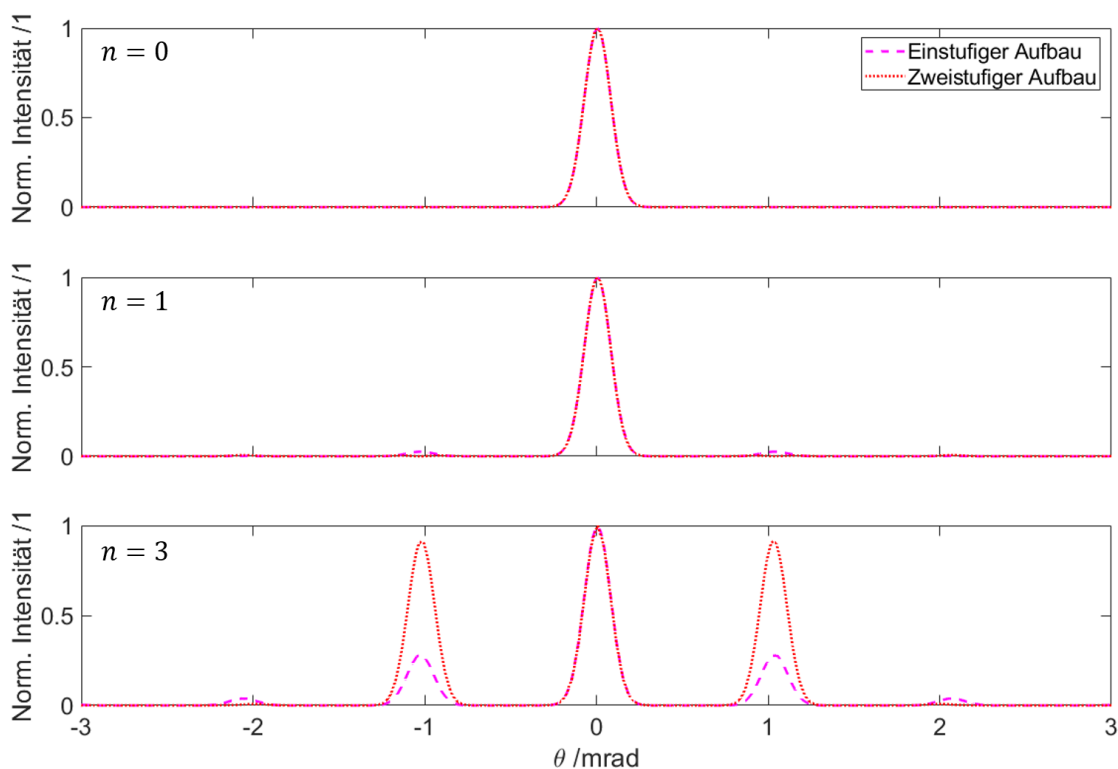


Abbildung 4.11.: Simulation der normierten Intensitätsverteilung über den Beugungswinkel Θ , mit verschiedenen n ($n = 0, n = 1, n = 3$) für den Aufbau mit einem einstufigen Strahlhomogenisierer (rosa gestrichelte Linie) und einem zweistufigen Strahlhomogenisierer (rote gepunktete Linie) mit jeweils passend gewählten Systemparametern, d.h. für $n = 0$ wird $f_{\text{MLA}} = \infty$, $n = 1$ wird $f_{\text{MLA}} = 242,7 \text{ mm}$, für $n = 3$ ergibt sich $f_{\text{MLA}} = 80,9 \text{ mm}$. Es wird von einer kohärenten Laserstrahlquelle ausgegangen.

tionen, dem einstufigen und zweistufigen System, gültig. Diese Betrachtung ist zulässig, da im zweistufigen Aufbau das zweite MLA wie ein Array aus Objektivlinsen wirkt, das die durch das erste MLA erzeugten Teilstrahlen im Fernfeld überlagert und daher deren Abmessungen nicht beeinflusst.

Die erste Größe, die betrachtet wird, ist die Position der einzelnen zu kombinierenden Kanäle bzw. sind die Positionen, an denen die erzeugten Teilstrahlen im Fernfeld resultieren. Hierfür kann der Aufbau, wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben, für den zweistufigen Strahlhomogenisierer verwendet werden. Für diesen wird das Fernfeld mit einer Fourierlinse f_{FL} abgebildet, sodass sich für die Position der Spots x_m bzw. y_m

$$x_m = m \cdot f_{\text{FL}} \cdot \frac{\lambda}{a_x}, (m = 0, \pm 1, \dots) \quad (4.12a)$$

$$y_m = m \cdot f_{\text{FL}} \cdot \frac{\lambda}{a_y}, (m = 0, \pm 1, \dots) \quad (4.12b)$$

ergibt. Weiterhin ergibt sich damit ein konstanter Abstand Δx_{split} bzw. Δy_{split} zwischen den Spots mit

$$\Delta x_{\text{split}} = f_{\text{FL}} \cdot \frac{\lambda}{a_x} \quad (4.13a)$$

$$\Delta y_{\text{split}} = f_{\text{FL}} \cdot \frac{\lambda}{a_y}. \quad (4.13b)$$

Außerdem ist die Strahlgröße relevant, die die jeweiligen Kanäle aufweisen müssen, damit eine effiziente Kombination erreicht werden kann. Hierbei folgt für die Strahltaile

$$w_{\text{split}} = \frac{FF_x \cdot \lambda}{2 \cdot a_x} \cdot f_{\text{FL}} = \frac{FF_y \cdot \lambda}{2 \cdot a_y} \cdot f_{\text{FL}}. \quad (4.14)$$

Eine weitere relevante Größe, die auch für ein CBC-System mit der gefächerten Apertur (siehe Kapitel 3.2) verwendet wird, ist der resultierende Füllfaktor FF in x- und y-Richtung mit FF_x und FF_y . Dieser stellt die Abstände der zu kombinierenden Kanäle Δx_{split} , Δy_{split} im Verhältnis zur Strahlgröße $2w_{\text{split}}$ dar und es gilt analog zur Gl. (3.1)

$$FF_x = \frac{2 \cdot w_{\text{split}}}{\Delta x_{\text{split}}} \quad (4.15a)$$

$$FF_y = \frac{2 \cdot w_{\text{split}}}{\Delta y_{\text{split}}}. \quad (4.15b)$$

Des Weiteren kann der Strahlradius w_{out} berechnet werden, der sich an der Position des ersten MLAs befindet bzw. der Strahlradius, der benötigt wird, um eine entsprechende Strahlteilung w_{in} zu realisieren (Annahme: Verwendung der gleichen Fourierlinse FL für die Strahlteilung und Strahlkombination). Diese ist abhängig vom gewählten Füllfaktor FF und berechnet sich mit

$$w_{\text{out}} = w_{\text{in}} = \frac{2 \cdot a}{FF \cdot \pi}. \quad (4.16)$$

Für die Separierung der unerwünschten Beugungsordnungen wird der kombinierte Strahl mit einer weiteren Fourierlinse mit der Brennweite f_{FLout} ins Fernfeld abgebildet. Hiermit folgt für den Abstand des kombinierten Strahls zu den weiteren Beugungsordnungen Δx , y_{comb}

$$\Delta x_{\text{comb}} = \frac{\lambda}{a_x} \cdot f_{\text{FLout}} \quad (4.17a)$$

$$\Delta y_{\text{comb}} = \frac{\lambda}{a_y} \cdot f_{\text{FLout}} \quad (4.17b)$$

und für den Strahlradius des kombinierten Strahls w_{comb} ergibt sich

$$w_{\text{comb}} = w_{\text{split}} \cdot \frac{f_{\text{FLout}}}{f_{\text{FL}}}. \quad (4.18)$$

Mit den genannten Gleichungen können alle Systemparameter für die Strahlteilung und die Strahlkombination berechnet werden. Neben diesen Parametern sind auch die Foki, die in der Brennebene des ersten MLAs resultieren, relevant. Diese Foki stellen mit dem Strahlradius w_{MLA} eine Limitierung im Hochleistungsbetrieb dar und ergeben sich mit

$$w_{\text{MLA}_x} = \frac{\lambda \cdot 2}{a_x \cdot \pi} \cdot f_{\text{MLA}} \quad (4.19a)$$

$$w_{\text{MLA}_y} = \frac{\lambda \cdot 2}{a_y \cdot \pi} \cdot f_{\text{MLA}}, \quad (4.19b)$$

wobei zwischen einem 1D- und 2D-Aufbau (siehe Kapitel 4.1) unterschieden werden muss. Für den 1D-Aufbau ergibt sich für die Teilstrahlen ein elliptisches Strahlprofil mit w_{MLA_x} und $w_{\text{MLA}_y} = w_{\text{in}}$. Für den 2D-Aufbau bei gleichem Pitch a in x- und y-Richtung folgt $w_{\text{MLA}_x} = w_{\text{MLA}_y}$.

Für die Bestimmung der Effizienz der Strahlteilung η_{split} und Strahlkombination η_{comb} wird die Intensitätsverteilung im Fernfeld betrachtet. Alle unerwünschten Beugungsordnungen werden als Effizienzverlust angesehen, was im weiteren Verlauf als Randfeld bezeichnet wird. Es ergibt sich für die Teilungseffizienz

$$\eta_{\text{split}} = \frac{\int_{-D_{\text{FF}_x}/2}^{D_{\text{FF}_x}/2} \int_{-D_{\text{FF}_y}/2}^{D_{\text{FF}_y}/2} I_{\text{split}}(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{split}}(x, y) dx dy}. \quad (4.20)$$

Hierbei ist $I_{\text{split}}(x, y)$ die Intensitätsverteilung im Fernfeld für die Strahlteilung und die Intensitätsverteilung im Fernfeld für die Strahlkombination ist $I_{\text{comb}}(x, y)$. Die Kombinationseffizienz η_{comb} wird mit

$$\eta_{\text{comb}} = \frac{\int_{-\Delta x_{\text{comb}}/2}^{\Delta x_{\text{comb}}/2} \int_{-\Delta y_{\text{comb}}/2}^{\Delta y_{\text{comb}}/2} I_{\text{comb}}(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{comb}}(x, y) dx dy}, \quad (4.21)$$

definiert.

Die Systemeffizienz η_{sys} [87] ergibt sich aus dem Verhältnis der Summe der Leistung der Einzelkanäle P_{ch_m} zu der kombinierten Leistung nach Abschneiden des Randfeldes P_{comb} und analog zur Gl. (3.3) folgt

$$\eta_{\text{sys}} = \frac{P_{\text{comb}}}{\sum_m P_{\text{ch}_m}}. \quad (4.22)$$

Zusammenfassend ist in Abb. 4.12 der schematische Aufbau beginnend mit der Strahl-

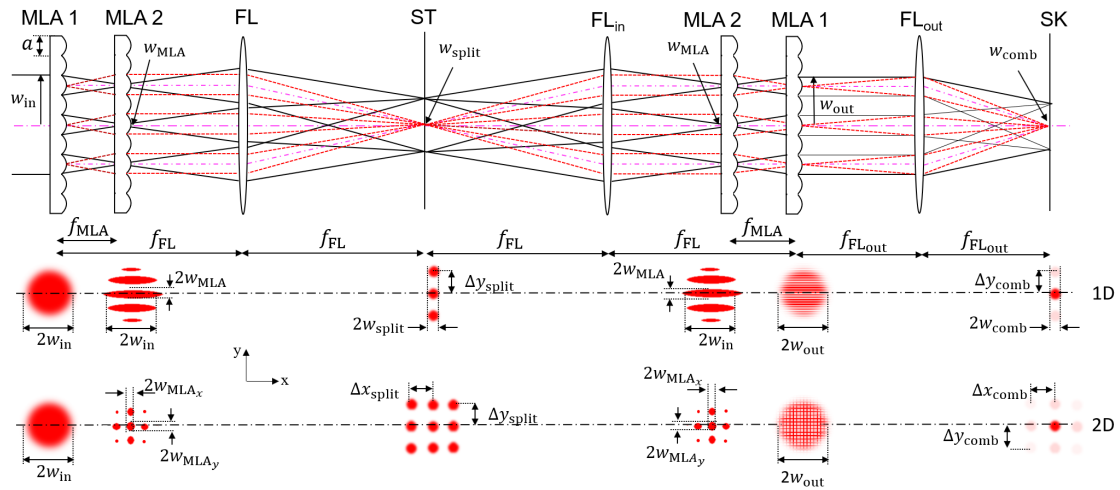


Abbildung 4.12.: Strahlengeometrische Darstellung des Systems für die Strahlteilung mit anschließender Strahlkombination mit zylindrischen (1D-Aufbau) und quadratischen (2D-Aufbau) MLAs. Der Aufbau basiert auf einem zweistufigen Strahlhomogenisierer. Alle relevanten Größen sowie der geometrische Strahlengang sind für den 1D und 2D-Aufbau gekennzeichnet. Die schwarzen Linien stellen die Randstrahlen und die pinken gestrichelten die Hauptstrahlen dar. ST zeigt die Ebene, in der die Strahlteilung stattfindet und SK stellt die Ebene dar, in der die Kombination erfolgt.

teilung bis zur Strahlkombination gezeigt. Ergänzend zu Abb. 4.12 ist in Abb. 4.13 die Intensitätsverteilung für die relevanten Abschnitte dargestellt. Der erste Abschnitt stellt den Eingangsstrahl w_{in} für die Strahlteilung dar. Anschließend folgt die Erzeugung der Teilstrahlen w_{MLA} , die durch das erste MLA resultieren und in dessen Brennebene, d.h. an der Position des MLA 2, entstehen. Danach findet die Strahlteilung statt, bei der die Einzelstrahlen in der Teilungsebene w_{split} an der Position ST abgebildet werden. Damit bildet die Position ST den Ausgangspunkt für die anschließende Strahlkombination. Bei der weiteren Propagation in z -Richtung interferieren die erzeugten Einzelkanäle erneut miteinander. Für die gekennzeichnete Position MLA 2 bedeutet dies, dass eine identische Intensitätsverteilung vorliegt wie bei der vorherigen Position MLA 2 für die Strahlteilung (Annahme: perfekte Strahlkombination, d.h. $\eta_{\text{comb}} = 100\%$). Dementsprechend resultieren an Position MLA 2 für die Strahlkombination erneut die Teilstrahlen w_{MLA} . Das bedeutet, dass für den Ausgangsstrahl w_{out} an Position MLA 1 wieder der Eingangsstrahl w_{in} resultiert für den Fall, dass von einer perfekten Strahlkombination ausgegangen wird. Im letzten Schritt wird der Ausgangsstrahl w_{out} mit Hilfe einer Fourierlinse FL_{out} in das Fernfeld abgebildet, um die unerwünschten Beugungsordnungen zu separieren. Im weiteren Verlauf wird die Ebene, in der die Strahlteilung stattfindet, als Teilungsebene ST bezeichnet und die Ebene, in der die Strahlkombination erfolgt, wird Kombinationsebene SK genannt. Neben den genannten Abschnitten mit den jeweiligen Intensitätsverteilungen ist auch die Intensitätsverteilung für die z -Propagation gezeigt.

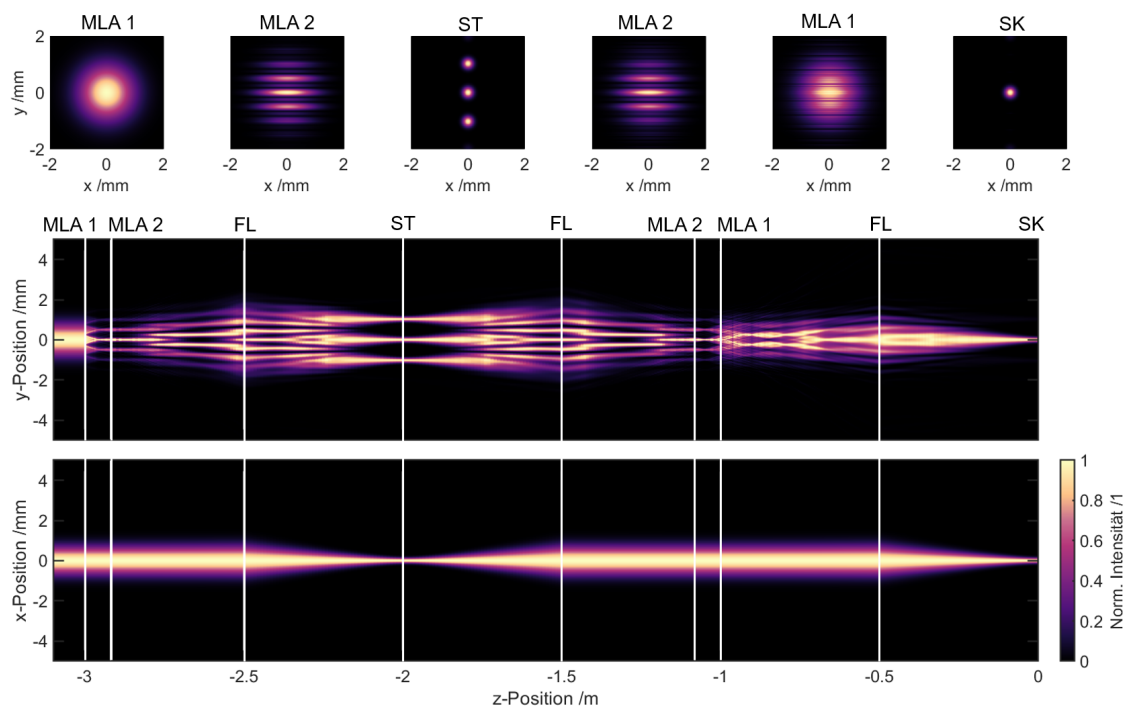


Abbildung 4.13.: (a) Simulation der 2D-Intensitätsverteilung in x- und y-Richtung für den Aufbau in Abb. 4.12. (b) Simulation der Intensitätsverteilung für die z-Propagation im y-Schnitt und (c) x-Schnitt. Für eine bessere Übersicht wird für jeden Abschnitt die Intensität für den jeweiligen Bereich normiert. Die hierfür verwendeten Systemparameter sind in Tab. 4.1 aufgelistet. (Verwendete Phasen siehe Anhang A.3)

Zusammenfassend wird ein System zur Strahlkombination gezeigt, in dem die Kanäle so angeordnet sind, wie für die Geometrie der gefächerten Apertur. Jedoch ist ein zentrales Kombinationselement, hier das Paar MLAs, im Fernfeld der Einzelkanäle positioniert. Dieses sorgt dafür, dass auch bei einem geringen Füllfaktor ($FF < 50\%$) hohe Kombinationseffizienzen möglich sind. Das bedeutet, dass die zu kombinierenden Einzelkanäle zwar im Nahfeld nebeneinander angeordnet werden, wie bei der gefächerten Apertur, sich jedoch im Fernfeld ein Kombinationselement befindet, was wiederum den Aufbau der gefüllten Apertur widerspiegelt (siehe Kapitel 3.3). Jedoch wird mit dem verwendeten Kombinati-

Strahlteilung									
Gewählte Parameter					Resultierende Parameter				
λ_0	f_{MLA}	a	f_{FL}	FF	N	w_{in}	Δx_{split}	w_{split}	
1030 nm	80,9 mm	500 μm	0,5 m	30%	3	1,1 mm	1 mm	155 μm	
Strahlkombination									
λ_0	f_{MLA}	a	$f_{\text{FL}} = f_{\text{FLout}}$	FF	N	w_{out}	Δx_{comb}	w_{comb}	
1030 nm	80,9 mm	500 μm	0,5 m	30%	3	1,1 mm	1 mm	155 μm	

Tabelle 4.1.: Gewählte Systemparameter für die Strahlteilung und Strahlkombination mittels MLAs, die für die Abb. 4.13 verwendet werden.

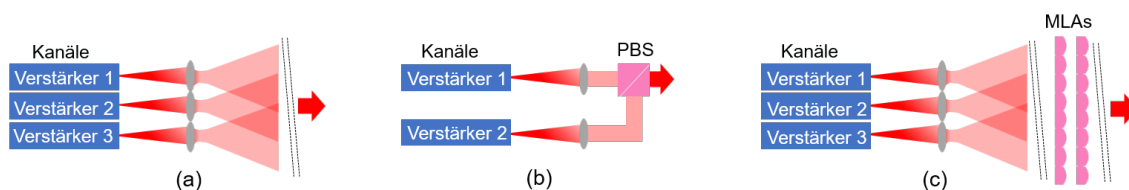


Abbildung 4.14.: Schematischer Vergleich der verschiedenen Kombinationsgeometrien. (a) Gefächerte Apertur, (b) gefüllte Apertur und (c) gemischte Apertur. Der rote Pfeil stellt den kombinierten Strahl dar. Die schwarzen parallelen Linien stellen die Propagation in das Fernfeld, z.B. mittels Fourierlinse, dar.

onselement der kombinierte Strahl nicht im Nah- und Fernfeld überlagert. Damit ist keine eindeutige Zuordnung für eine der beiden bekannten Aperturen möglich und das vorgestellte Konzept stellt somit eine Mischung aus beiden bekannten Geometrien dar. Aus diesem Grund wird die beschriebene Kombinationsmethode als gemischte Apertur bezeichnet. Die gemischte Apertur vereint somit die Vorteile der gefächerten und der gefüllten Apertur (siehe Kapitel 3).

Für ein reales CBC-System mit Verstärkern ist statt der oben gezeigten Strahlteilung mit anschließender Kombination nur die Strahlkombination relevant. Für diesen Fall sind die drei Kombinationsgeometrien in Abb. 4.14 schematisch gezeigt. Hierbei stellen die blauen Kästchen die einzelnen Verstärker dar, die jeweils mit einer Linse, grau dargestellt, kollimiert werden. Das Kombinationselement ist mit der Farbe Magenta gezeigt, und die zwei parallelen Linien in Abb. 4.14 (a) und (c) stellen eine Abbildung des Fernfeldes dar, die z.B. mit einer Linse erfolgen kann (siehe Kapitel 2.4). Aus dieser Abbildung wird deutlich, dass die gemischte Apertur zu Beginn der Architektur der gefächerten Apertur gleicht, jedoch ein zentrales Kombinationselement, die MLAs, verwendet werden, sodass eine neue Kombinationsgeometrie resultiert.

4.2.1. Phasen Anpassung für die Strahlkombination mit MLAs

Nachdem die Bedingungen für die Systemparameter der MLAs und für die zu kombinierenden Kanäle feststehen, sollen nun die resultierenden Phasenunterschiede $\delta\varphi$ zwischen den Einzelkanälen genauer betrachtet werden. Diese resultieren aufgrund der unterschiedlichen Weglängenunterschiede δs , die die Strahlen bei der Propagation für die Strahlkombination bzw. Strahlteilung mittels MLAs erfahren.

Resultierende Phasen für die Einzelkanäle

Zum besseren Verständnis dieser Phasenunterschiede wird die Propagation für die Strahlteilung betrachtet. Der geometrische Strahlengang für die Strahlteilung mit einem MLA ist in Abb. 4.15 (a) mit dem eines Beugungsgitters in Abb. 4.15 (b) gegenübergestellt.

In Abb. 4.15 (a) wird der einfallende Strahl durch das MLA in mehrere Teilstrahlen aufge-

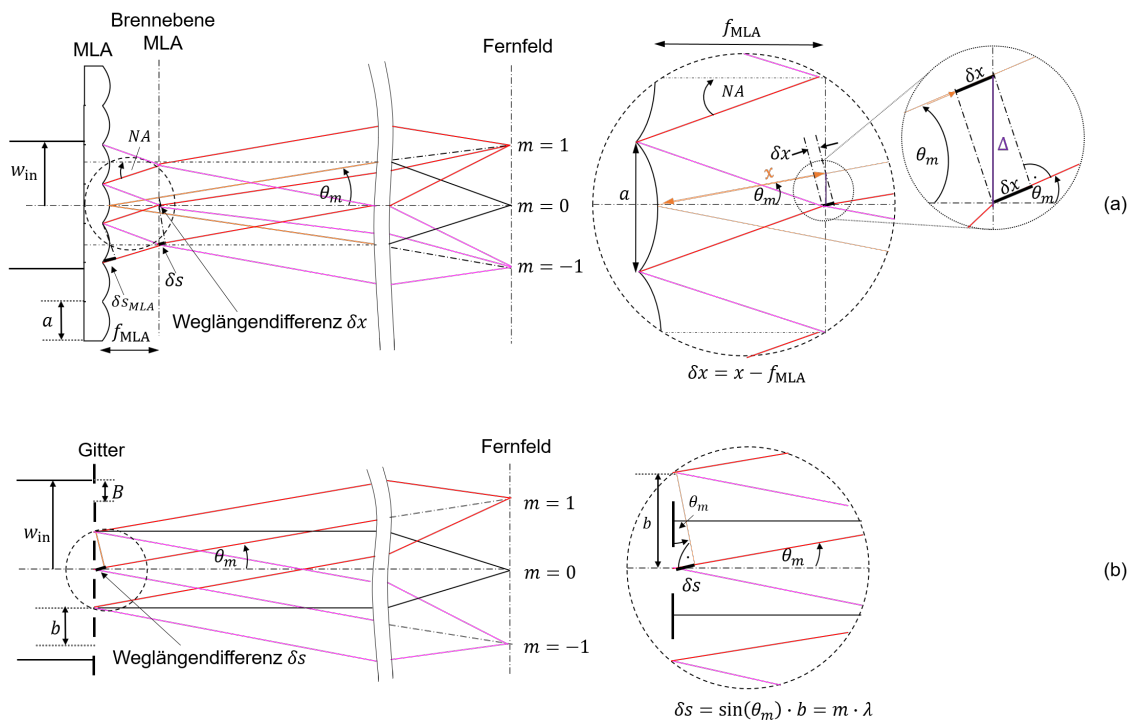


Abbildung 4.15.: (a) Geometrischer Strahlengang für ein MLA. (b) Geometrischer Strahlengang eines Beugungsgitters.

teilt und in dessen Brennebene (Brennebene MLA 1) fokussiert. Die Teilstrahlen erfahren auf dieser Strecke die Weglängendifferenz δs_{MLA} , die einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht (siehe Kapitel 4.1.1). Die resultierenden Hauptmaxima in der Brennebene (siehe Kapitel 4.2) besitzen daher die gleichen relativen Phasen.

Dieses Verhalten lässt sich mit dem Beugungsgitter vergleichen und ist in Abb. 4.15 (b) gezeigt. Hierfür besitzen die resultierenden Hauptmaxima im Fernfeld ebenfalls die gleiche relative Phase, da die Weglängendifferenz δs immer einem Vielfachen von λ entspricht. Wird in Abb. 4.15 (a) das Fernfeld betrachtet, unterscheiden sich die erzeugten Strahlen in ihrer Phase. Diese Phasenunterschiede können durch die weitere Propagation der erzeugten Teilstrahlen in die Brennebene des MLAs erklärt werden, da diese nun unter dem Beugungswinkel Θ weiter propagieren. Hierdurch erfahren die Strahlen eine zusätzliche Weglängendifferenz δx . Abhängig von dieser Weglängendifferenz δx resultieren verschiedene Phasenunterschiede für die Beugungsordnungen m .

Diese Weglängendifferenz δx kann für die entsprechende Beugungsordnung m aus der Abb. 4.15 (a) geometrisch hergeleitet werden und ergibt sich aus der Differenz der Strecke x und der Brennweite des MLAs f_{MLA} . Für die Ermittlung der Strecke x wird ein Dreieck aufgespannt. In diesem ist mit dem gegebenen Beugungswinkel Θ die Ankathete die Brennweite des MLAs f_{MLA} und die Gegenkathete die Strecke δ . Es folgt mit dem Satz des Pythagoras für die Strecke $x = \sqrt{f_{MLA}^2 + \Delta^2}$, in der $\Delta = \tan(\theta_m) \cdot f_{MLA}$ und $\theta_m = \lambda \cdot m / a$ entspricht.

Für die Weglängendifferenz δx der entsprechenden Beugungsordnung m gilt

$$\delta x(m) = \sqrt{f_{\text{MLA}}^2 + \tan\left(\frac{\lambda^2 \cdot m^2}{a^2}\right) \cdot f_{\text{MLA}}^2} - f_{\text{MLA}}, (m = 0, \pm 1, \dots, \pm m_{\text{max}}). \quad (4.23)$$

Mit der Kleinwinkelnäherung und der Bedingung, dass $f_{\text{MLA}}^2 \gg \left(\frac{\lambda^2 \cdot m^2}{a^2} \cdot f_{\text{MLA}}^2\right)$ gilt, kann die Taylorentwicklung für die Wurzel $c\sqrt{1+x^2}$ mit $c(1+\frac{x^2}{2})$ angewendet werden und Gl. (4.23) kann vereinfacht werden zu

$$\begin{aligned} \delta x(m) &\approx f_{\text{MLA}} \cdot \left(1 + \frac{\lambda^2 \cdot m^2}{2 \cdot a^2}\right) - f_{\text{MLA}} \\ &\approx f_{\text{MLA}} \cdot \frac{\lambda^2 \cdot m^2}{2 \cdot a^2}, (m = 0, \pm 1, \dots, \pm m_{\text{max}}). \end{aligned} \quad (4.24)$$

Für die Ermittlung der Phase gilt

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta x. \quad (4.25)$$

Wird der Weglängenunterschied $\delta x(m)$ mit Gl. (4.24) in die Gl. (4.25) eingesetzt, ergibt sich für die Phase der entsprechenden Beugungsordnung $\delta\varphi(m)$ mit

$$\delta\varphi(m) = \pi \cdot \frac{f_{\text{MLA}} \cdot \lambda \cdot m^2}{a^2}, (m = 0, \pm 1, \dots, \pm m_{\text{max}}). \quad (4.26)$$

Mit Gl. (4.11) folgt

$$\delta\varphi(m) = \pi \cdot \frac{m^2}{N}, (m = 0, \pm 1, \dots, \pm m_{\text{max}}) \quad (4.27)$$

bzw. mit Gl. (4.6)

$$\delta\varphi(m) = \frac{\pi}{\lambda} \cdot f_{\text{MLA}} \cdot \Theta^2 \cdot m^2, (m = 0, \pm 1, \dots, \pm m_{\text{max}}). \quad (4.28)$$

Damit erfährt jede Beugungsordnung m die Phase $\delta\varphi(m)$. Diese Phase gilt es zu kompensieren, damit ein kombinierter Strahl resultiert. Damit gilt für die Kombination mit MLAs, unabhängig von der verwendeten Methode für die Strahlteilung, für einen 2D Aufbau:

$$\delta\varphi(m_x, m_y) = -\frac{\pi}{\lambda} \cdot f_{\text{MLA}} \cdot (\Theta_x^2 \cdot m_x^2 + \Theta_y^2 \cdot m_y^2) \quad (4.29)$$

mit $m_{x,y} = \pm 0, \pm 1, \dots, \pm m_{x_{\text{max}}, y_{\text{max}}}$. Für die 2D-Strahlkombination entspricht m_x und m_y der jeweiligen Beugungsordnung m in der x- bzw. y-Ebene und entsprechend Θ_x und Θ_y dem jeweiligen Beugungswinkel in der x- bzw. y-Ebene.

Die Phasen, die während der Strahlteilung und anschließender Strahlkombination für die einzelnen Ebenen vorliegen, werden für die Parameter in Tab. 4.1 simuliert und sind in

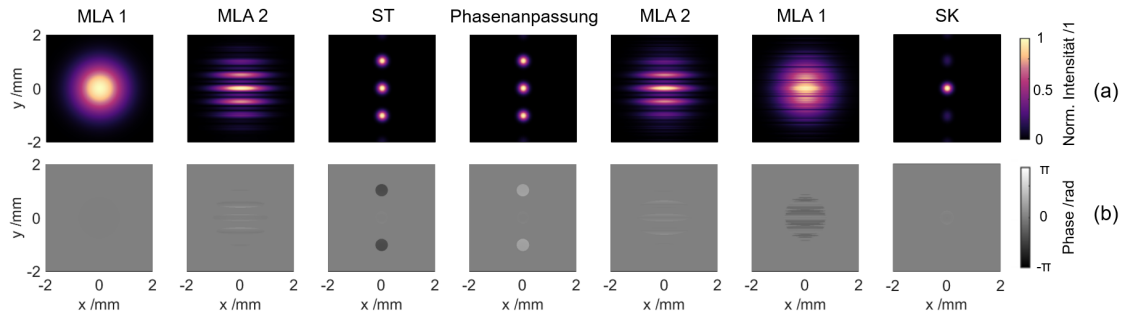


Abbildung 4.16.: Simulation der (a) Strahlprofile und (b) Phasen für verschiedene Ebenen bei der Strahlteilung und -kombination. Es werden die Parameter aus Tab. 4.1 verwendet.

Abb. 4.16 zeigt.

Hierbei ist zu beachten, dass für die Strahlteilung und die anschließende Strahlkombination mit MLAs, die Strahlen gerade die doppelte Weglängenänderung erfahren, sodass die Phasen Anpassung aus Gl. (4.28) bzw. Gl. (4.29) zweimal angewendet werden muss. Hieraus folgt für die benötigten Phasen

$$\delta\varphi(m_x, m_y) = \underbrace{-\frac{\pi}{\lambda} \cdot f_{\text{MLA}} \cdot (\Theta_x^2 \cdot m_x^2 + \Theta_y^2 \cdot m_y^2)}_{\text{Phasen Anpassung ST}} - \underbrace{\frac{\pi}{\lambda} \cdot f_{\text{MLA}} \cdot (\Theta_x^2 \cdot m_x^2 + \Theta_y^2 \cdot m_y^2)}_{\text{Phasen Anpassung SK}}. \quad (4.30)$$

Mit Gl. (4.29) sind die Phasen bekannt, die bei einer Strahlkombination für die Einzelkanäle nötig sind, um eine hohe Kombinationseffizienz zu erzielen. Im Gegensatz zu den bekannten Kombinationsgeometrien (siehe Kapitel 3.3.1 und 3.3.2), bei denen für eine hohe Kombinationseffizienz die Phasendifferenz zwischen den Einzelkanälen $\delta\varphi = 0$ betragen muss, gilt für den Ansatz der gemischten Apertur, dass die Phasen der Einzelkanäle gerade Gl. (4.29) entsprechen müssen. Die Anpassung der Phasen der Einzelkanäle kann dabei direkt mit der aktiven Stabilisierung, z.B. über LOCSET (siehe Kapitel 3.4), erfolgen.

Im nächsten Abschnitt wird beschrieben, wie sich eine Abweichung der Phasenwahl auf die Kombination auswirkt und welche Anwendungen sich hiermit ergeben.

Abweichung für die Phasen der Einzelkanäle

Im nächsten Schritt wird die Kombination von zwei Strahlen mit einem MLA betrachtet. Aufgrund der nun vorliegenden Symmetrie erfahren beide Strahlen den gleichen Weglängenunterschied, sprich sie sind in Phase. Die Simulation hierzu ist in Abb. 4.17 gezeigt und die verwendeten Parameter sind in Tab. 4.2 aufgeführt. Die Abbildung zeigt, dass bei zwei Strahlen, die in Phase sind, am Ausgang bzw. in der Kombinationsebene wieder zwei Strahlen resultieren. Damit liegt in der Kombinationsebene wieder der Eingangszustand vor. Beide Strahlen interferieren aufgrund ihrer gleichen Phase konstruktiv. Für eine Kombination ist es aber nötig, dass einer der Strahlen destruktiv interferiert, d.h., dass für

Eingangsstrahlen									
Gewählte Parameter					Resultierende Parameter				
λ_0	N	FF	f_{FL}		w_{split}	Δx_{split}			
1030 nm	2	30 %	0,5 m		155 μm	1 mm			
Strahlkombination									
λ_0	f_{MLA}	a	$f_{FL_{out}}$	FF	N	w_{out}	Δx_{comb}	w_{comb}	
1030 nm	121,3 mm	500 μm	0,5 m	30 %	2	1.1 mm	1 mm	155 μm	

Tabelle 4.2.: Gewählte Parameter für die Eingangsstrahlen und Strahlkombination mit MLAs für die Abb. 4.17. Es wird der Aufbau eines zweistufigen Strahlhomogenisierers verwendet.

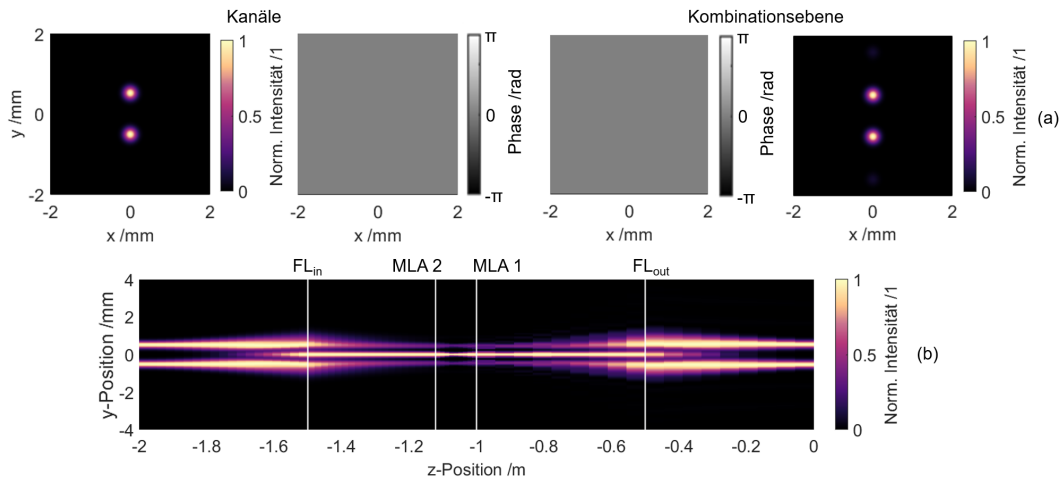


Abbildung 4.17.: (a) Simulation für die Kombination von zwei Strahlen (Kanäle), die mittels zweistufigem Aufbau kombiniert werden (Kombinationsebene). Hierbei sind die Phasen nicht angepasst worden. (b) Simulation der Intensitätsverteilung über die z-Position, bei der für jeden Abschnitt die Intensitätsverteilung normiert wird. Es werden die Parameter aus Tab. 4.2 verwendet.

einen Strahl gemäß Gl. (4.27) die Phase $-\pi/2$ gewählt werden muss. Des Weiteren muss die Deklaration für die Strahlen bzw. Beugungsordnungen definiert werden, da nicht eindeutig ist, was die 0. Beugungsordnung darstellt. Die Anordnung und die dazugehörige Deklaration der Beugungsordnungen, bzw. der Eingangsstrahlen ist in Abb. 4.18 gezeigt. Aufgrund der Deklaration müssen die Gl. (4.27) und Gl. (4.29) angepasst werden und es folgt

$$\begin{aligned}
\delta\varphi(m_x, m_y) &= -\frac{\pi}{\lambda} \cdot f_{MLA} \cdot (\Theta_x^2 \cdot (m_x - 1)^2 + \Theta_y^2 \cdot (m_y - 1)^2) \\
&= \frac{-\pi}{N_x} (m_x - 1)^2 + \frac{-\pi}{N_y} (m_y - 1)^2, (m_{x,y} = 0, \pm 1, \dots).
\end{aligned} \tag{4.31}$$

Die Herleitung hierfür ist im Anhang A.1 gezeigt.

In einer weiteren Simulation, gezeigt in Abb. 4.19, werden die Phasen entsprechend aus Gl. (4.31) mit $\delta\varphi(0, 0) = -\pi/2$ und $\delta\varphi(0, 1) = 0$ verwendet und die Kombination erfolgt

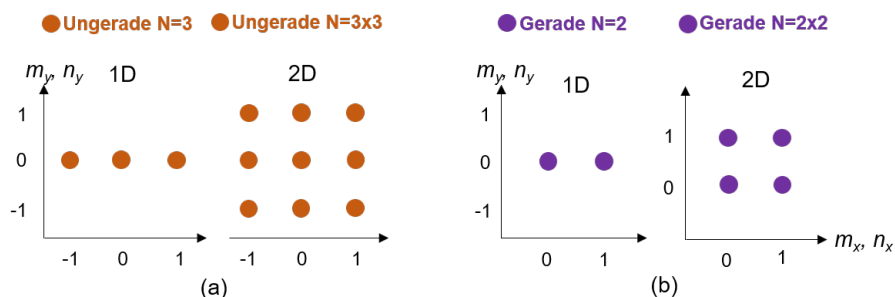


Abbildung 4.18.: Anordnung für eine (a) ungerade und (b) gerade Kanalanzahl/Verstärkeranzahl, bei der $m_{x,y}$ die Position der Eingangskanäle definiert. Diese Definition beschreibt zudem die möglichen Positionen/ Beugungsordnungen für die Strahlkombination und stellt entsprechend auch die diskreten Positionen $n_{x,y}$ für die Strahlformung und -ablenkung dar. Hinweis: die Deklaration erfolgt nach der Benennung der Beugungsordnungen.

wieder an der Position der 0. Beugungsordnung. Aus den Abbildungen 4.17 und 4.19 folgt, dass über die Einstellung der Phasen die Leistung in der jeweiligen Beugungsordnung variiert werden kann. Dieses Verhalten soll weiter untersucht werden. Dafür wird die Phase der 1. Beugungsordnung auf 0 gesetzt und die Phase der 0. Beugungsordnung von $-\pi$ bis $+\pi$ variiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.20 zusammengefasst. Diese Abbildung zeigt, dass sich die Kombinationseffizienz in der 0. Beugungsordnung wie ein Sinus verhält und die 1. Beugungsordnung gerade wie ein Sinus, der um π verschoben ist. In dieser Abbildung sind die entsprechenden eingestellten Phasen und dazugehörige Strahlprofile gezeigt.

Aus der Abb. 4.20 folgt, dass die Strahlkombination auch in einer anderen Beugungsordnung stattfinden kann. Genauer gesagt: werden zwei Kanäle $m_{0,0}, m_{0,0}$ kombiniert, resultieren am Kombinationsausgang zwei Beugungsordnungen $n_{0,0}, n_{0,0}$, in denen der kombinierte Strahl abgelenkt oder wieder geteilt werden kann.

Mit dieser Kombinationsmethode kann somit eine diskrete dynamische Strahlablenkung bzw. eine Umschaltung zwischen den Beugungsordnungen und eine Strahlformung, die wieder zu einer Strahlteilung führt, erreicht werden.

Mit einer steigenden Kanalanzahl steigen auch die möglichen Positionen, in die der kombinierte Strahl abgelenkt bzw. geteilt werden kann. Hierdurch wird die Einstellung der Phasen in den Einzelkanälen zunehmend komplexer. Dieser Fall ist jedoch für die Strahlformung besonders interessant, da jede einzelne Beugungsordnung als ein Pixel aufgefasst werden kann, sodass beliebige Muster denkbar sind. Dieses Verhalten wird im nächsten Abschnitt untersucht und es wird gezeigt, dass sich für bestimmte Leistungsverteilungen analytische Lösungen für die Phasenwahl der Einzelkanäle herleiten lassen. Durch die Kenntnis der Phasen für die Einzelkanäle kann während der aktiven Stabilisierung eine hochdynamische Strahlablenkung und -formung erfolgen, die dabei wesentlich schneller ist als die aktive Stabilisierung (< 10 kHz).

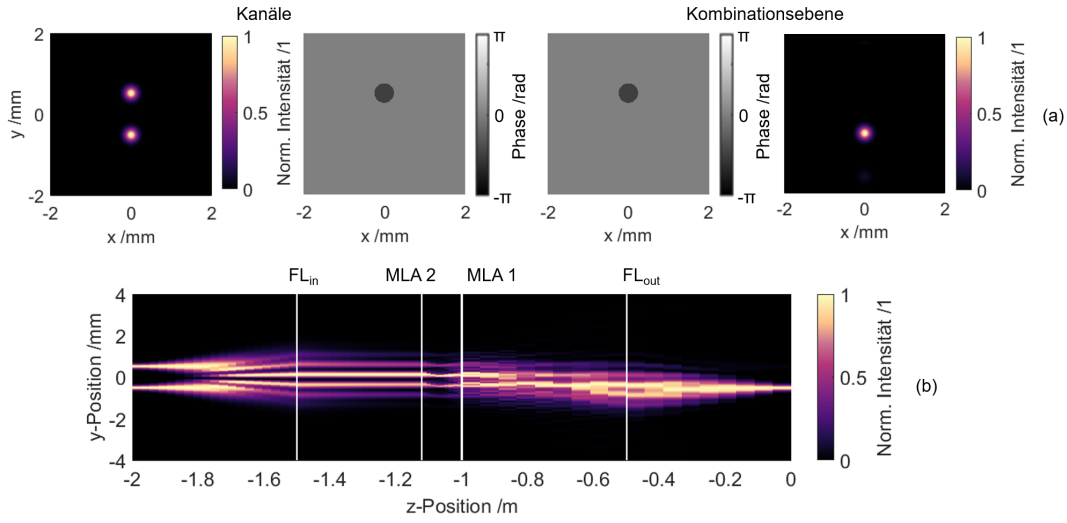


Abbildung 4.19.: (a) Simulation für die Kombination von zwei Strahlen (Kanäle), die mit einem zweistufigem Aufbau kombiniert werden (Kombinationsebene). Hierfür sind die Phasen gemäß Gl. (4.31) angepasst worden. (b) Simulation der Intensitätsverteilung über die z-Position, bei der für jeden Abschnitt die Intensitätsverteilung normiert wird. Es werden die Parameter aus Tab. 4.2 verwendet. (Phasen aufgelistet in Anhang A.3)

4.3. Strahlformung und -ablenkung mit MLAs

Das vorangegangene Kapitel hat gezeigt, dass durch die Einstellung der Phasen der einzelnen Kanäle eine diskrete Strahlablenkung bzw. Strahlformung erreicht werden kann. Dies ist anhand der Kombination von zwei Kanälen gezeigt worden. Wird im nächsten Schritt die Anzahl der zu kombinierenden Kanäle erhöht, steigen auch die Möglichkeiten für die Wahl der Phasen der einzelnen Kanäle, mit denen eine Strahlablenkung oder -formung erreicht wird. Dazu wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit die Strahlablenkung bzw. Strahlformung als Kombinationsmuster bezeichnet.

Im ersten Schritt soll eine analytische Formel für die Strahlablenkung gefunden werden. Hierfür wird die Gl. (4.29) betrachtet. In dieser ist die Phase bzw. Weglängendifferenz in Bezug auf die zentrale 0. Beugungsordnung als Referenz abgeleitet, vgl. Gl. (4.23). Soll nun die Strahlablenkung in einer beliebigen Beugungsordnung erfolgen, so verschiebt sich die Referenz — gleichbedeutend mit der Berücksichtigung einer anderen Beugungsordnung in der Bragg-Gleichung [139] und die Gl. (4.29) erweitert sich zu

$$\delta\varphi(m_x, m_y)_{\text{odd}} = -\frac{\pi}{\lambda} \cdot f_{\text{MLA}} \cdot (\Theta_x^2 \cdot (m_x + i_x)^2 + \Theta_y^2 \cdot (m_y + i_y)^2) \quad (4.32a)$$

$$\delta\varphi(m_x, m_y)_{\text{even}} = -\frac{\pi}{\lambda} \cdot f_{\text{MLA}} \cdot (\Theta_x^2 \cdot (m_x + i_x - 1)^2 + \Theta_y^2 \cdot (m_y + i_y - 1)^2), \quad (4.32b)$$

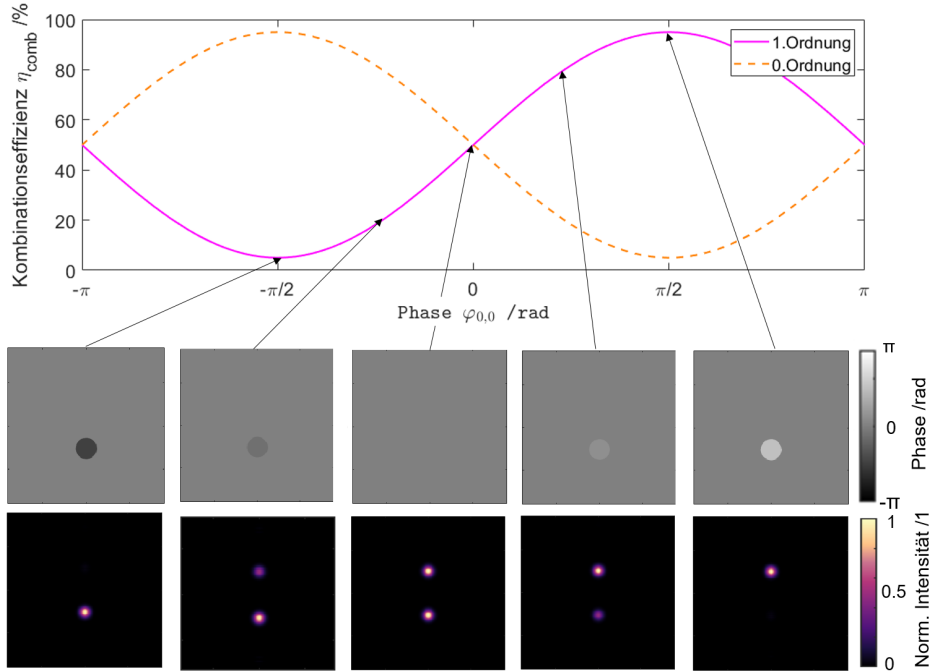


Abbildung 4.20.: Simulation der Strahlkombination für zwei Kanäle mit dem Ansatz der gemischten Apertur. Hierbei ist die Kombinationseffizienz η_{comb} über die Phase ϕ aufgetragen. Die verwendeten Parameter hierfür sind in Tab. 4.2 aufgeführt.

in der mit $i_{x,y}$ eine ganzzahlige Konstante eingeführt wird, die die gewünschte Strahlableitung definiert (siehe Abb. 4.18). Die Gl. (4.32a) definiert die Phasen für eine ungerade und Gl. (4.32b) für eine gerade Kanalanzahl N .

Wird lediglich die Phase betrachtet, die zu Gl. (4.29) bzw. Gl. (4.31) hinzugekommen ist, ergibt sich

$$\delta\varphi(m_x, m_y)_{\text{odd}} = -\frac{\pi}{\lambda} \cdot f_{\text{MLA}} \cdot (\Theta_x^2 \cdot i_x \cdot (2 \cdot m_x + i_x) + \Theta_y^2 \cdot i_y \cdot (2 \cdot m_y + i_y)) \quad (4.33a)$$

$$\delta\varphi(m_x, m_y)_{\text{even}} = -\frac{\pi}{\lambda} \cdot f_{\text{MLA}} \cdot (\Theta_x^2 \cdot i_x \cdot (2 \cdot m_x - (2 - i_x)) + \Theta_y^2 \cdot i_y \cdot (2 \cdot m_y - (2 - i_y))). \quad (4.33b)$$

Mit den Phasen aus Gl. (4.33a) und Gl. (4.33b) kann mittels Addition auf die bereits vorliegenden Phasen, die ein bestimmtes Kombinationsmuster ergeben, dieses Kombinationsmuster um $i_{x,y}$ verschoben werden. Dieses Prinzip ist in Abb. 4.21 für $N = 5 \times 5$ gezeigt. Die hierfür verwendeten Phasen sind im Anhang A.3 aufgeführt.

Neben der Strahlableitung wird aus der Abb. 4.20 auch ersichtlich, dass die Leistung der 0. Beugungsordnung variiert werden kann. Dabei gelangt diese Leistung in die nebenstehende Beugungsordnung. Hierfür können ebenfalls die Gl. (4.32) bzw. Gl. (4.33) verwendet werden, mit dem Unterschied, dass die Variable $i_{x,y}$ nicht nur ganze Zahlen annehmen

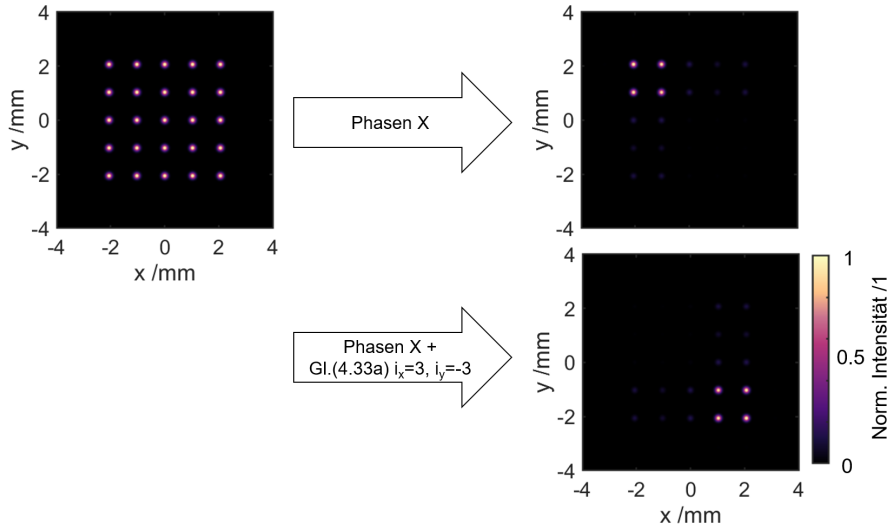


Abbildung 4.21.: Simulation für die Strahlformung von 5×5 Strahlen, die mit den Phasen X (Phasen aufgelistet in Anhang A.3) zu einem Viereck kombiniert werden. Anschließend wird zu den Phasen X die Phasen aus Gl. (4.33a) addiert, um so das Kombinationsmuster in x- und y-Richtung um den Faktor $i_x = 3$ und $i_y = -3$ zu verschieben. (Parameter: $\lambda_0 = 1030 \text{ nm}$, $N = 5$, $a = 500 \mu\text{m}$, $f_{\text{MLA}} = 48,5 \mu\text{m}$, $FF = 30\%$, $w_{\text{split}} = 155 \mu\text{m}$, $\Delta x_{\text{split}} = 155 \mu\text{m}$, $f_{\text{FL}} = f_{\text{FL}_{\text{out}}} = 0,5 \text{ m}$)

kann, sondern auch für reelle Zahlen gültig ist. Zusammenfassend folgt für die Konstante $i_{x,y}$:

- Strahlableitung: $(-i_{x_{\text{max}}, y_{\text{max}}} \leq i_{x,y} \leq i_{x_{\text{max}}, y_{\text{max}}}), i_{x,y} \in \mathbb{Z}$
- Leistungsverteilung: $(-i_{x_{\text{max}}, y_{\text{max}}} \leq i_{x,y} \leq i_{x_{\text{max}}, y_{\text{max}}}), i_{x,y} \in \mathbb{R}$
- 50:50 Strahlteiler: $(-i_{x_{\text{max}}, y_{\text{max}}} \leq i_{x,y} \leq i_{x_{\text{max}}, y_{\text{max}}}), i_{x,y} \in \mathbb{Q}$

Für die Ermittlung der Ablenkgeschwindigkeit $\dot{\theta}$, die mit einem solchen System realisiert werden kann, muss die kleinstmögliche diskrete Einheit betrachtet werden, mit der der kombinierte Spot geschaltet werden kann. Dies stellt den Beugungswinkel θ dar, sodass sich die Ablenkgeschwindigkeit mit

$$\dot{\theta} = f_{\text{shifter}} \cdot \theta \quad (4.34)$$

ergibt, in der f_{shifter} die Schaltfrequenz des Phasenschiebers ist. Durch die Verwendung schneller Phasenschieber, wie z.B. EOMs (siehe Kapitel 3.6.3), die auf der Leistungsseite des CBC-Systems integriert werden, kann der kombinierte Strahl hochdynamisch diskret abgelenkt bzw. geformt werden.

4.4. Spezialfälle bei der Strahlteilung bzw. -kombination mittels MLAs

In diesem Kapitel werden praxisrelevante Sonderkonfigurationen beschrieben, die mit der Strahlteilung und -kombination mit MLAs möglich sind.

Dafür wird von der bevorzugten Konfiguration mit zwei MLAs, die in Kapitel 4.1.1 beschrieben wurde, abgewichen und stattdessen zusätzliche optische Elemente eingesetzt, mit denen die Erzeugung einer geraden Anzahl an Strahlen und eine variable Einstellung der Kanalanzahl möglich wird.

4.4.1. Erzeugung einer geraden Anzahl an Spots mit MLAs

Die erste Konfiguration, die hier vorgestellt wird, beschreibt die Strahlteilung mit MLAs für eine gerade Anzahl von Strahlen. Für die Strahlkombination ist bereits in Kapitel 4.2.1 beschrieben worden, wie mit Hilfe der Phasenschieber eine gerade Kanalanzahl kombiniert werden kann.

Für die Strahlteilung existiert diese Möglichkeit jedoch nicht, sodass der Einsatz eines zusätzlichen Phasenelements nötig wird. Dabei werden die Systemparameter für die MLAs entsprechend der gewünschten Anzahl gewählt. Anschließend folgt nach dem zweiten MLA das Phasenelement, um die 0. Beugungsordnung destruktiv interferieren zu lassen. Eine Herausforderung dieser Methode ist die Fertigung des Phasenelements, da es sich nicht um ein Standardelement handelt und die Genauigkeit im Wellenlängenbereich liegen muss.

Eine weitere Möglichkeit für die Erzeugung einer geraden Kanalanzahl besteht darin, die Weglängendifferenz δs_{MLA} gezielt zu verändern. Hierfür kann eine zusätzliche Linse L , die vor dem ersten MLA positioniert wird, eingesetzt werden. Hierdurch erfährt der Eingangsstrahl eine Konvergenz, die zu einer Änderung von δs_{MLA} führt. Der Strahlengang hierzu ist in Abb. 4.22 gezeigt. Durch die numerische Apertur der Linse NA_L wird die Weglängendifferenz δs_{MLA} verändert. Für eine bessere Übersichtlichkeit wird diese Weglängendifferenz im folgenden δs_L genannt und ist in Abb. 4.22 mit eingezeichnet. Im nächsten Schritt werden die Systemparameter für die MLAs so gewählt, dass eine ungerade Anzahl N resultiert (siehe Kapitel 4.2). Damit eine gerade Anzahl resultiert, muss ein Nebenmaximum destruktiv interferieren (siehe Abb. 4.8). Hierfür muss die Weglängendifferenz δs_L gerade $\lambda/2$ entsprechen, sodass sich

$$\delta s_L = \sin(\Theta_L) \cdot a = \frac{\lambda}{2} \quad (4.35)$$

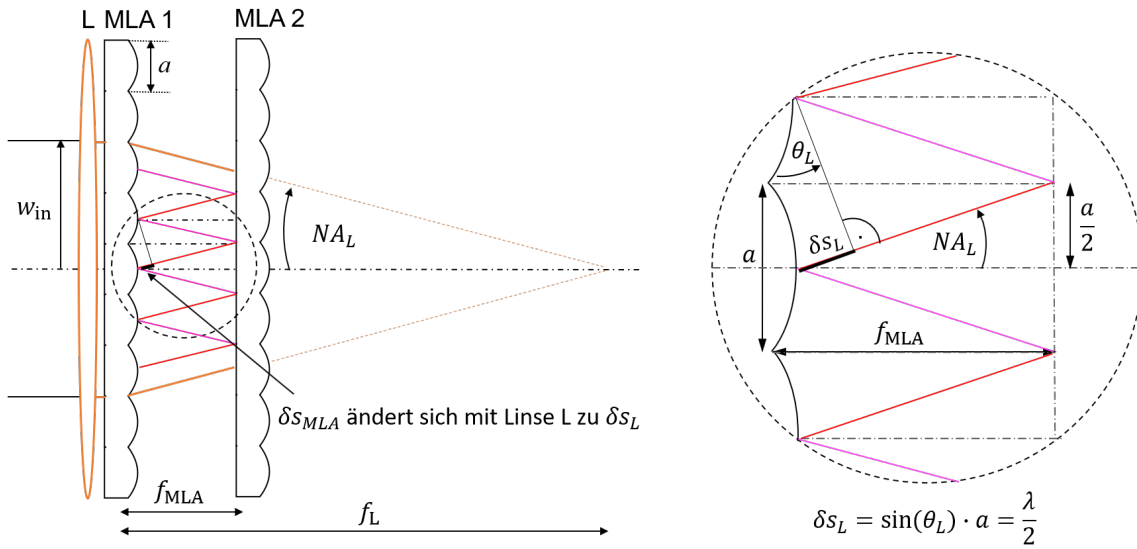


Abbildung 4.22.: Geometrische Darstellung des Strahlengangs, wenn ein Aufbau mit MLAs mit einem konvergenten Eingangsstrahl ausgeleuchtet wird. Hierbei wird die Konvergenz mit einer Eingangslinse L erzeugt, die direkt vor dem 1. MLA positioniert wird.

ergibt. Dabei wird der Winkel Θ_L in Gl. (4.35) mit der Linse L erzeugt und stellt die numerische Apertur der Linse NA_L dar, die mit

$$NA_L = \frac{a}{2 \cdot f_L}, \quad (4.36)$$

gegeben ist. Wird der Winkel NA_L der Gl. (4.36) in die Gl. (4.35) für den Winkel Θ_L eingesetzt, folgt für die Brennweite der Linse f_L

$$f_L = \frac{a^2}{\lambda}. \quad (4.37)$$

Mit Gl. (4.37) ist nun die Brennweite bekannt, mit der $N - 1$ Strahlen erzeugt werden können. Die Simulation hierzu ist in Abb. 4.23 für eine 1D- und 2D-Strahlteilung gezeigt. Hierfür werden die Parameter aus Tab. 4.1 verwendet, sodass statt drei Strahlen zwei Strahlen bzw. für die 2D-Strahlteilung entsprechend vier Strahlen resultieren. Aus der Abb. 4.23 ist für die 1D-Strahlteilung zu erkennen, dass elliptische Spots in der Teilungsebene resultieren, bei denen jedoch die Strahlqualität erhalten bleibt. Diese elliptischen Spots resultieren aus der Sammellinse, die sowohl für die x- als auch für y-Ebene die Brennweite f_L aufprägt. Durch den Einsatz von zylindrischen MLAs findet jedoch für eine der Ebenen keine Beugung statt, sodass eine zylindrische Linse am Eingang notwendig ist, damit statt eines elliptischen ein rundes Strahlprofil resultiert.

Für die 2D-Strahlteilung hingegen sind runde Spots erkennbar, da hier in beiden x- und y-Ebenen durch die quadratischen MLAs Beugung stattfindet.

Der hier aufgezeigte Weg beschreibt die Möglichkeit $N - 1$ Strahlen zu erzeugen. Mit

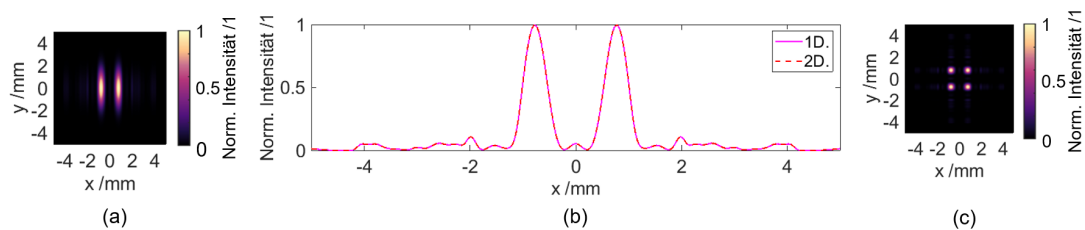


Abbildung 4.23.: Simulation der Strahlteilung, bei der eine gerade Anzahl an Strahlen $N - 1$ resultiert. (a) 1D-Strahlprofil (b) Horizontaler-Schnitt für den 1D- und 2D-Aufbau. (c) 2D-Strahlprofil. Für diese Simulation werden die Parameter aus Tab. 4.1 verwendet und für die Linse vor dem ersten MLA wird eine Brennweite von $f_L = 242,6$ mm gewählt.

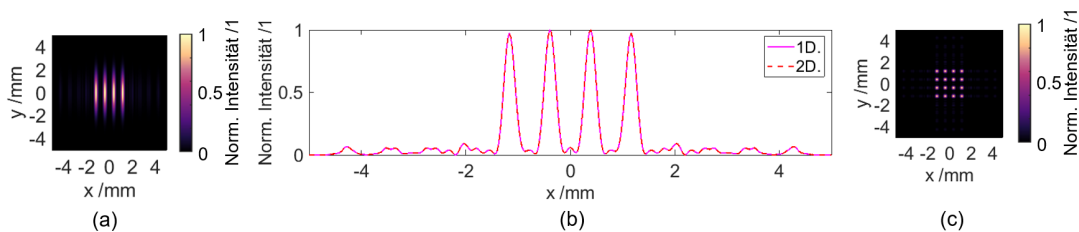


Abbildung 4.24.: Simulation der Strahlteilung, bei der eine gerade Anzahl an Strahlen $N + 1$ resultiert. (a) 1D-Strahlprofil (b) Horizontaler Schnitt für den 1D- und 2D-Aufbau. (c) 2D-Strahlprofil. Für diese Simulation werden die Parameter aus Tab. 4.1 verwendet und für die Linse vor dem ersten MLA wird eine Brennweite von $f_L = 242,6$ mm gewählt.

dem identischem Ansatz besteht jedoch auch die Möglichkeit, einen zusätzlichen Spot, d.h. $N + 1$ Strahlen, zu realisieren, sodass ebenfalls eine gerade Anzahl resultiert. Dafür muss der Eingangsstrahl nun divergent abgelenkt werden, damit ein zusätzliches Nebenmaximum resultiert. Demnach muss statt der Sammellinse eine Zerstreuungslinse verwendet werden, sodass sich lediglich das Vorzeichen in Gl. (4.37) ändert und eine negative Brennweite resultiert.

Dies wird ebenfalls mit den Parametern aus Tab. 4.1 für den 1D- und 2D-Fall simuliert und ist in Abb. 4.24 gezeigt. Hierbei ist zu erkennen, dass für die 1D-Strahlteilung vier Spots und für die 2D-Strahlteilung 16 Spots resultieren.

4.4.2. Konfigurationen mit MLAs für die Strahlteilung und -kombination

Neben der bereits vorgestellten Konfiguration mit zwei MLAs sind auch Konfigurationen mit einem oder mehr als zwei MLAs möglich und können sich für die Praxis als sinnvoll erweisen.

CBC-Aufbau mit einem MLA

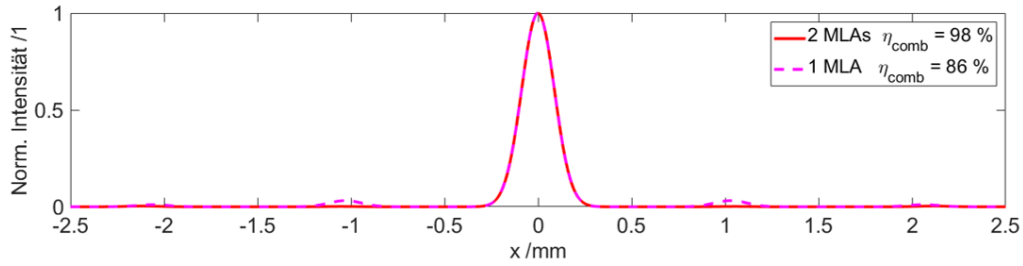


Abbildung 4.25.: Simulation für die Strahlkombination mit einem MLA (pink) und mit zwei MLAs (rot). (Parameter: $\lambda_0 = 1030$ nm, $N = 5$, $a = 500$ μ m, $f_{\text{MLA}} = 48,5$ μ m, $FF = 30\%$, $w_{\text{split}} = 155$ μ m, $\Delta x_{\text{split}} = 155$ μ m, $f_{\text{FL}} = f_{\text{FLout}} = 0,5$ m)

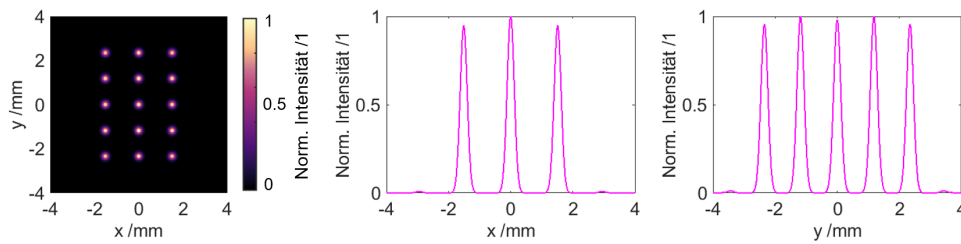


Abbildung 4.26.: Simulation für eine unterschiedliche Anzahl an Strahlen N in x- und y-Richtung. (Parameter: $N_x = 3$, $N_y = 5$, $a_x = 500$ μ m, $a_y = 650$ μ m, $f_{\text{MLA}} = 48,5$ mm, $f_{\text{FL}} = 0,5$ m)

In Kapitel 4.2 ist bereits auf den einstufigen Strahlhomogenisierer eingegangen worden. Dieser hat sich dort für die Strahlteilung als ungeeignet dargestellt, da keine gleichmäßige Intensitätsverteilung zwischen den erzeugten Strahlen resultiert. Im Gegensatz zu der Strahlteilung kann die Verwendung von einem MLA jedoch für die Strahlkombination sinnvoll sein. Hierbei wird davon ausgegangen, dass bei der Strahlkombination am Eingang bereits N Kanäle mit jeweils gleicher Leistung vorliegen. Dieses Verhalten wird mit den Parametern aus Tab. 4.1 simuliert und wird in Abb. 4.25 mit den Ergebnissen für die Strahlkombination mit zwei MLAs verglichen. Für die Strahlkombination mit einem MLA ergibt sich eine Kombinationseffizienz von 86%. Damit ist die erreichte Kombinationseffizienz im Vergleich zu zwei MLAs um 12% geringer. Dieses Verhalten ist durch die Eigenschaft des einstufigen Strahlhomogenisierers (siehe Kapitel 4.1.1) zu erwarten. Dennoch ist dieser Aufbau besonders für den Hochleistungsbereich interessant, da sich kein MLA mehr im Fokus befindet. Zusätzlich entfällt die Justage des zweiten MLAs, sodass hier Fehlanpassungen vermieden werden können. Das Verhalten dieser Fehlanpassungen auf die Kombinationseffizienz wird im weiteren Verlauf des Kapitels noch untersucht.

2D-Aufbau mit unterschiedlichem Pitch

Eine weitere Möglichkeit für die 2D-Strahlteilung bzw. 2D-Strahlkombination besteht darin, MLAs wie in Abb. 4.1 (d) dargestellt zu verwenden. Hierfür wird der Pitch a_x in x-

Richtung anders gewählt als der Pitch a_y in y -Richtung. Dabei muss die Brennweite des MLAs in x -Richtung der Brennweite des MLAs in y -Richtung entsprechen ($f_{\text{MLAx}} = f_{\text{MLAy}} = f_{\text{MLA}}$), sodass für den Pitch a_y bzw. a_x

$$a_x = \sqrt{N_x \cdot f_{\text{MLA}} \cdot \lambda} \quad (4.38a)$$

$$a_y = \sqrt{N_y \cdot f_{\text{MLA}} \cdot \lambda} \quad (4.38b)$$

gilt. Hierbei stellt N_y die Kanalanzahl in y -Richtung dar und entsprechend N_x die Kanalanzahl in x -Richtung. Eine Simulation hierfür ist in Abb. 4.26 gezeigt. Hierfür werden die Parameter für die x -Richtung aus Tab. 4.1 für die Strahlteilung verwendet. Für die y -Richtung verändert sich aus Tab. 4.1 lediglich der Pitch a , sodass für den Pitch in y -Richtung $a_y = 650 \mu\text{m}$ gewählt wird.

Mit den dargestellten Konfigurationen ist eine variable Einstellung der Kanalanzahl für die Strahlteilung und für die Strahlkombination möglich, sodass eine hohe Flexibilität erreicht werden kann.

4.5. Qualität des Kombinationsprozesses

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die Strahlkombination mit MLAs beschrieben. Obwohl hierbei von einer perfekten Strahlkombination ausgegangen wird, beträgt die Kombinationseffizienz nicht 100 %. Dieses Verhalten soll in diesem Kapitel betrachtet werden. Hierfür wird die theoretisch maximal erreichbare Kombinationseffizienz für eine unterschiedliche Kanalanzahl N und für verschiedene Füllfaktoren FF bestimmt.

Außerdem wurden das Verhalten für den Ausfall einzelner Kanäle, sowie der Einfluss auf Fehlanpassungen der Strahl- und Pulsparameter in Bezug auf die Kombinationseffizienz und die Strahlqualität untersucht.

4.5.1. Definition der Kombinationseffizienz

In Kapitel 4.2 wird in Gl. (4.21) die Ermittlung der Kombinationseffizienz beschrieben. Hierbei stellt die 0. Beugungsordnung die Ordnung dar, in der die Kombination stattfindet. Aus dem Kapitel 4.3 geht jedoch hervor, dass die Strahlkombination auch an einem anderen Ort, d.h. in einer der benachbarten Beugungsordnungen, stattfinden kann und aus

Gl. (4.21) folgt

$$\eta_{\text{comb}} = \frac{\int_{\Delta x_{\text{comb}}(m_x - \frac{1}{2})}^{\Delta x_{\text{comb}}(m_x + \frac{1}{2})} \int_{\Delta x_{\text{comb}}(m_y - \frac{1}{2})}^{\Delta x_{\text{comb}}(m_y + \frac{1}{2})} I_{\text{comb}}(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{comb}}(x, y) dx dy}. \quad (4.39)$$

Mit Gl. (4.39) und Gl. (4.21) wird bisher nur die Kombinationseffizienz für eine Wellenlänge betrachtet, d.h., dass von einer unendlich schmalen spektralen Bandbreite ausgegangen wird. Soll jedoch die Kombinationseffizienz η_{comb} für die komplette spektrale Bandbreite betrachtet werden, gilt

$$\eta_{\text{comb}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \eta_{\text{comb}}(\omega) s(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} s(\omega) d\omega} \quad (4.40)$$

mit dem normierten spektralen Intensitätsprofil $s(\omega)$.

Mit Gl. (4.39) kann nun die Kombinationseffizienz für die verschiedenen Positionen, die mit der Strahlablenkung resultieren (siehe Kapitel 4.3), ermittelt werden. Dazu wird die Kombinationseffizienz für die Strahlablenkung mit dem Ansatz der gemischten Apertur und der gefächerten Apertur verglichen. Hierbei funktioniert der Ansatz der gefächerten Apertur wie ein OPA (siehe Kapitel 3.6.3), bei dem das Anlegen einer linearen Phase auf die einzelnen Kanäle zu einem Versatz des kombinierten Strahls führt. Das Ergebnis aus der Simulation ist in Abb. 4.27 gezeigt, bei der die Kombinationseffizienz über den Beugungswinkel aufgetragen ist. Außerdem ist der Intensitätsverlauf über den Beugungswinkel für die Kombination an der Position $\Theta_m = 0$ mrad und $\Theta_m = 2$ mrad dargestellt. Die pinken Kreise stellen die Positionen dar, an denen die Kombination mit dem Ansatz der gemischten Apertur stattfindet. Die möglichen Positionen für die Strahlkombination mit dem Ansatz der gefächerten Apertur sind mit einer orangen Linie dargestellt. Hierbei wird der Strahl innerhalb der Einhüllenden bewegt, sodass eine kontinuierliche Ablenkung, jedoch verbunden mit einem hohen Effizienzverlust, resultiert. Anders verhält es sich für den Ansatz mit der gemischten Apertur, für die die Kombinationseffizienz auch für die äußeren Positionen bei $\geq 90\%$ liegt, jedoch kann die Strahlablenkung nur an den Positionen der Beugungsordnungen stattfinden. Dies wird für die gezeigten Intensitätsverläufe besonders deutlich.

Verhalten des CBC-Systems für eine steigende Kanalanzahl

Als nächstes wird das Verhalten der Kombinationseffizienz auf eine steigende Kanalanzahl N und für unterschiedliche Füllfaktoren FF untersucht. Für diese Simulationen werden MLAs mit einem Pitch von $500 \mu\text{m}$ verwendet und die Brennweite der MLAs ändert sich entsprechend mit der Kanalanzahl N . Es wird angenommen, dass die MLAs mit mono-

⁸Gilt für ein unendlich schmales spektrales Intensitätsprofil

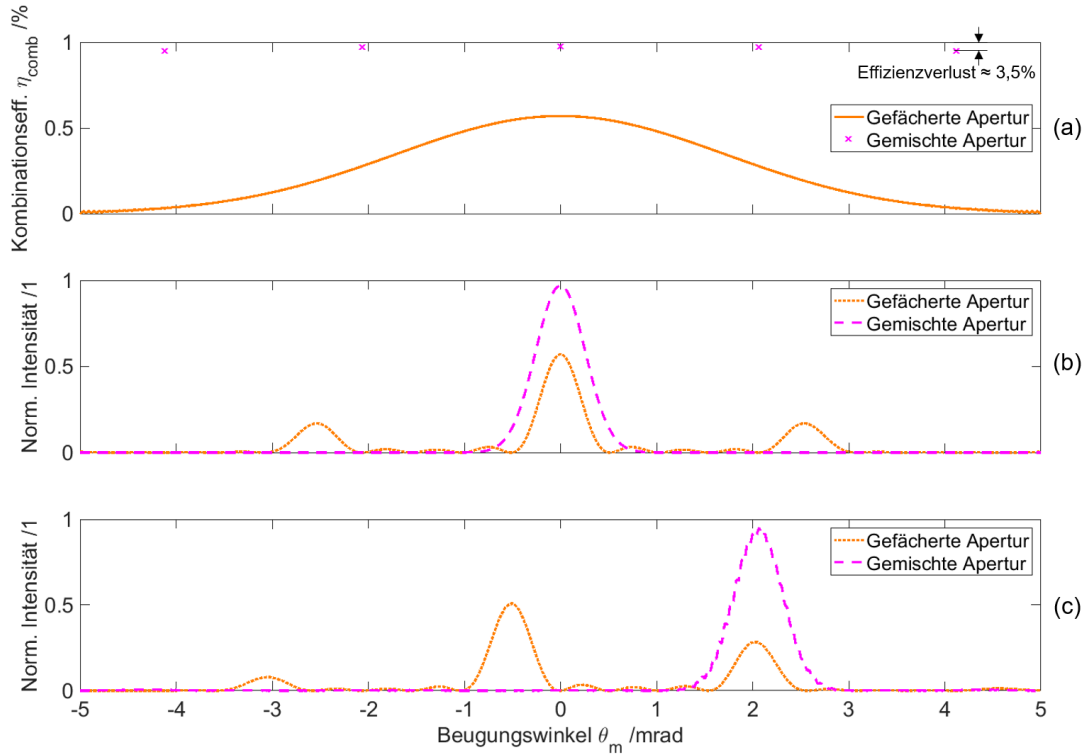


Abbildung 4.27.: Simulation der Strahlableitung für die Kombinationsgeometrien gefächerte und gemischte Apertur. (a) Theoretisch maximal erreichbare Kombinationseffizienz η_{comb} über den Beugungswinkel Θ_m . (b) Intensitätsverteilung über den Beugungswinkel Θ_m für die Kombination in der 0. Beugungsordnung. (c) Intensitätsverteilung über den Beugungswinkel Θ_m für die Kombination in der 1. Beugungsordnung (bzw. an Position $\Theta_m = 2$ mrad). Parameter: $\lambda_0 = 1030$ nm, $N = 5 \times 5$, $FF = 50\%$, $\Delta x_{\text{split}} = 400$ μm , $w_{\text{split}} = 100$ μm , $f_{\text{FL}} = 0,5$ mm. Parameter für MLAs: $f_{\text{MLA}} = 48,5$ μm , $a = 500$ μm .

chromatischem Licht der Wellenlänge 1030 nm beleuchtet werden und ein gaußförmiger Strahl vorliegt. Die Phasen für die jeweilige Kanalanzahl N werden nach Gl. (4.29) angepasst. Das Ergebnis ist in Abb. 4.28 für verschiedene Füllfaktoren mit der Konfiguration für ein MLA (a) und zwei MLAs (b) gezeigt. Hierzu muss der Hinweis gegeben werden, dass die Linien nur repräsentativ gewählt worden sind, da die Kanalanzahl N nur ganzzahlige Werte annehmen kann. Die angegebene Kanalanzahl N entspricht hier immer der Anzahl $N \times 1$ für einen 1D-Aufbau. Für einen 2D-Aufbau mit $N \times N$ Kanälen resultieren somit N^2 Kanäle. Daraus folgt für die Kombinationseffizienz $\eta_{\text{comb}_{2\text{D}}}$ mit den gegebenen Kombinationseffizienzen $\eta_{\text{comb}_{1\text{D}}}$ aus der Abb. 4.28

$$\eta_{\text{comb}_{2\text{D}}} = (\eta_{\text{comb}_{1\text{D}}})^2. \quad (4.41)$$

Für beide Konfigurationen konvergiert die Kombinationseffizienz für die Anzahl der Kanäle $N \rightarrow \infty$ gegen einen festen Wert von 100%. Dies lässt sich dadurch erklären, dass für $N \rightarrow \infty$ jede noch so kleine Abweichung von der Bedingung für konstruktive Interferenz

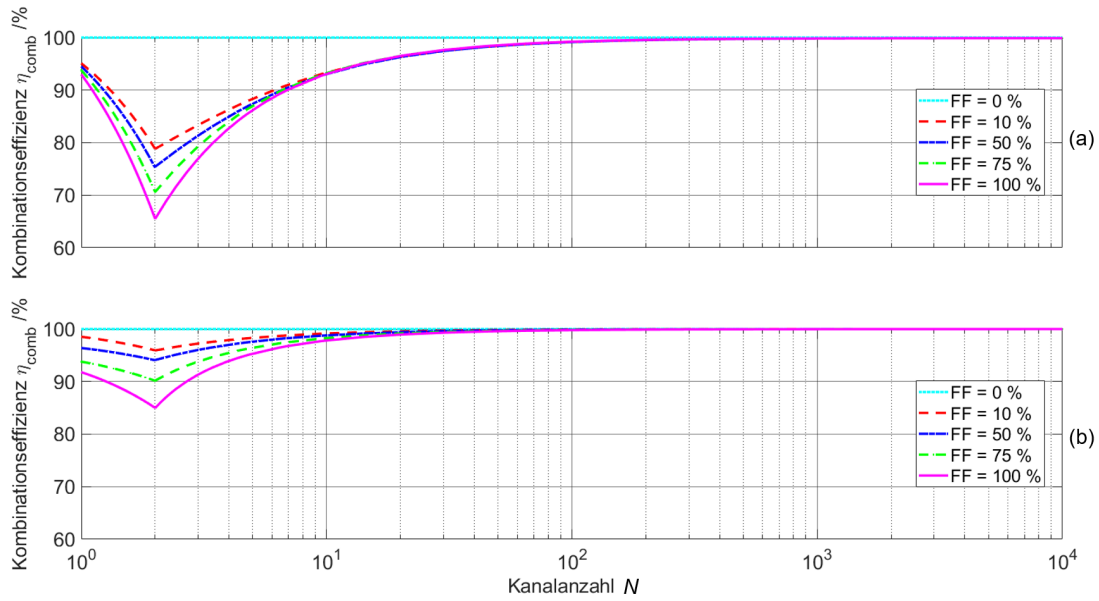


Abbildung 4.28.: Simulation der theoretisch maximal erreichbaren Kombinationseffizienz η_{comb} über die Kanalanzahl N für verschiedene Füllfaktoren FF . (a) Kombination mit einem MLA (einstufiger Aufbau). (b) Kombination mit zwei MLAs (zweistufiger Aufbau).

zwischen benachbarten Teilstrahlen zu einer vollständigen Auslöschung, sprich destruktiven Interferenz, führt (siehe Kapitel 4.2) und eine perfekte Strahlkombination wird erreicht. Neben diesem Verhalten ist in der Abb. 4.28 zu erkennen, dass die Kombinationseffizienz steigt, wenn der Füllfaktor FF herabgesetzt wird. Hierdurch wird die Einhüllende, mit der die MLAs ausgeleuchtet werden, gemäß Gl. (4.15) immer größer. Es folgt, dass sich die Anzahl der Hauptmaxima erhöht, sodass der Einfluss der endlichen Breite der Hauptmaxima für die Strahlkombination geringer wird. Für den theoretischen Fall, dass der Füllfaktor 0% entspricht, wird die Einhüllende auf dem MLA unendlich groß bzw. es resultieren unendlich viele Hauptmaxima. Damit wird der Einfluss der endlich breiten Hauptmaxima unendlich klein und es resultiert eine theoretische Kombinationseffizienz von 100%. Für alle anderen Fälle ist die maximal erreichbare Kombinationseffizienz $\eta_{\text{comb}} \leq 100\%$. Damit unterscheidet sich der Ansatz der gemischten Apertur von dem bekannten Ansatz mit der gefüllten Apertur (siehe Kapitel 3.5.2). Hier konvergiert für die Kombinationsgeometrie der gefüllten Apertur die Kombinationseffizienz für $N \rightarrow \infty$ auf den festen Wert $2\eta_{\text{combav}} - 1$ [44].

Verhalten des CBC-Systems auf Kanalausfälle

Mit einer steigenden Kanalanzahl steigt auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein oder mehrere Kanäle ausfallen können. Dieses Verhalten auf ein CBC-System, das auf der gemischten Apertur beruht, wird in Abb. 4.29 untersucht. Hierfür werden die gleichen Bedingungen wie in Abb. 4.28 angenommen und es ist wieder der Aufbau mit einem MLA (siehe Abb. 4.29

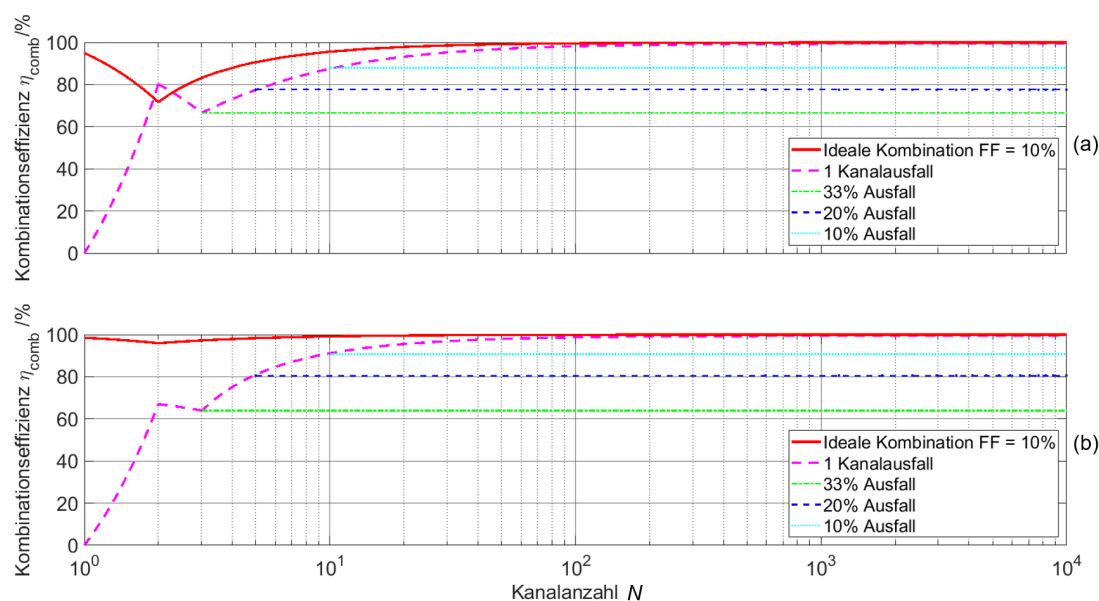


Abbildung 4.29.: Simulation der theoretisch maximal erreichbaren Kombinationseffizienz η_{comb} über die Kanalanzahl N , für eine unterschiedliche Anzahl von Kanalausfällen. (a) Kombination mit einem MLA (einstufiger Aufbau). (b) Kombination mit zwei MLAs (zweistufiger Aufbau). Für alle Simulationen ist ein Füllfaktor von 10% verwendet worden.

(a) und zwei MLAs (siehe Abb. 4.29 (b)) gezeigt. Für beide Simulationen wird der Füllfaktor auf 10% gesetzt und für den einzelnen Kanalausfall immer die 0. Beugungsordnung ausgewählt, da hier der Einfluss auf die Kombinationseffizienz am größten wird.

Für die Simulationen, bei denen mehr als ein Kanal ausfällt (prozentualer Ausfall von Kanälen), werden die Orte für die Kanalausfälle immer beginnend von der 0. Beugungsordnung aufsteigend gewählt. Zudem muss angemerkt werden, dass immer nur der prozentuale Ausfall von Kanälen simuliert werden kann, bei dem eine ganze Anzahl an Kanälen ausfällt. Außerdem wird der Leistungsverlust durch den Ausfall eines Kanals nicht für die Kombinationseffizienz berücksichtigt, d.h., dass wenn ein Kanal ausfällt die vorhandenen restlichen Kanäle eine Eingangsleistung von 100% repräsentieren.

Des Weiteren wird für eine bessere Vergleichbarkeit in Abb. 4.29 die maximal mögliche Kombinationseffizienz für eine Kombination ohne Kanalausfall (rote Linie) mit dargestellt. Für beide Abbildungen 4.29 (a) und (b) beginnt die pink gestrichelte Linie, die den Ausfall eines einzelnen Kanals darstellt, bei einer Kombinationseffizienz von 0%, da für $N = 1$ am Eingang keine Leistung mehr anliegt. Anschließend folgt die Kombination für zwei Kanäle, bei der jedoch nur ein Kanal am Eingang aktiv ist. Hierdurch steigt die Kombinationseffizienz erst an und sinkt für drei Kanäle ($N = 3$) wieder. Erst hier kann von einer Kombination gesprochen werden und der tatsächliche Einfluss eines Kanalausfalls auf die Kombinationseffizienz wird deutlich. Für beide Abbildungen 4.29 (a) und (b) wird mit einer steigenden Kanalanzahl der Einfluss eines Kanalausfalls immer geringer. Bleibt jedoch

Eingangsstrahlen									
Gewählte Parameter					Resultierende Parameter				
λ_0	N	FF	f_{FL}		w_{split}	Δx_{split}			
1030 nm	2	10 %	0,5 m		51,5 μm	1 mm			
Strahlkombination									
λ_0	f_{MLA}	a	$f_{FL_{out}}$	FF	N	w_{out}	Δx_{comb}	w_{comb}	
1030 nm	121,3 mm	500 μm	0,5 m	10 %	2	3,18 mm	1 mm	51,5 μm	

Tabelle 4.3.: Gewählte Parameter für die Simulation, bei der zwei Strahlen bzw. Kanäle kombiniert werden.

der prozentuale Anteil der ausgefallenen Kanäle gleich, steigt die Kombinationseffizienz auch bei einer höheren Anzahl nicht weiter an.

Interessant ist zudem das Verhalten für die Abb. 4.29 (a). Hier wird für eine niedrigere Kanalanzahl eine höhere maximal mögliche Kombinationseffizienz erreicht, wie für zwei MLAs. Ein möglicher Grund hierfür ist, dass bereits durch die geringere maximale Kombinationseffizienz der Ausfall eines Kanals nicht so stark ins Gewicht fällt, wie bei einem Aufbau mit zwei MLAs. Dieses Verhalten ändert sich jedoch bei einer Kanalanzahl von $N \sim 5$ und es wird wieder eine höhere Kombinationseffizienz mit zwei MLAs erreicht.

Für die gezeigten Simulationen in diesem Kapitel folgt, dass mit einer steigenden Kanalanzahl N und Füllfaktor FF die Kombinationseffizienz η_{comb} für beide Konfigurationen mit einem und zwei MLAs ansteigt. Außerdem führt ein Kanalausfall für die Strahlkombination mit dem Ansatz der gemischten Apertur zu keinem erhöhten Verlust der Kombinationseffizienz η_{comb} .

4.5.2. Einfluss der Strahl- und Pulsparameter

Als Nächstes wird das Verhalten der Kombinationseffizienz auf Fehlanpassungen untersucht, bei denen die räumlichen Strahlparameter von den Soll-Werten abweichen. Die für diese Simulation verwendeten Parameter sind in Tab. 4.3 aufgeführt und es wird ein Gaußstrahl nach Gl. (2.4) angenommen. Für die Simulationen werden die Phasen immer angepasst und als Kombinationselemente werden zwei MLAs verwendet, da bei der geringen Anzahl von zwei Kanälen die Kombinationseffizienz mit einem MLA mit 83 % zu gering ausfällt (siehe Abb. 4.28 (b)). Für die Simulationen ergibt sich somit für die theoretisch maximal erreichbare Kombinationseffizienz η_{comb} von zwei Kanälen 95 % (siehe Abb. 4.28 (a)). Außerdem wird im weiteren Verlauf von Strahl 1 bzw. Kanal 1 und Strahl 2 bzw. Kanal 2 gesprochen. Für den Strahl 1 werden die Soll-Werte aus Tab. 4.3 angenommen und Strahl 2 stellt den Strahl mit der entsprechenden Fehlanpassung dar. Die gewählten Fehlanpassungen sind in Abb. 4.30 (a) dargestellt und zu diesen gehören die Verkippung α , die optische Weglängendifferenz Δz , der Strahlgröße w_{split2} , die Leistung P_2 und die Verschiebung Δx . Hierbei ist in Rot der Strahl 2 dargestellt, bei dem die Fehlanpassungen eingestellt werden.

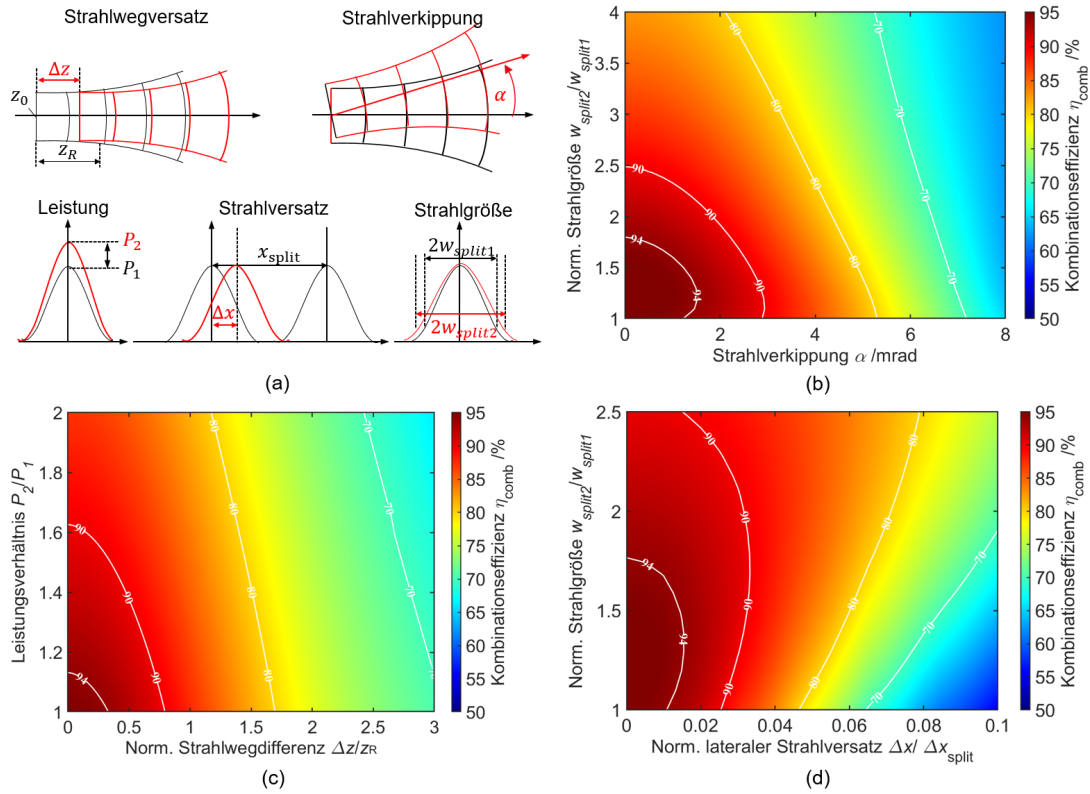


Abbildung 4.30.: (a) Einflüsse der räumlichen Fehlanpassungen zwischen zwei Eingangskanälen bzw. Strahlen auf die Kombinationseffizienz η_{comb} . Hierbei stellt Rot den Strahl dar, der in der Simulation von den Soll-Werten (schwarz) abweicht. (b) Simulation für eine Änderung der Strahlgröße $2w_{\text{split}2}$ und einer Verkipfung α für den Strahl 2. (c) Simulation für eine Leistungsänderung P_2 und die optische Weglängendifferenz Δz (Änderung der Strahltaillenanlage z_0) für den Strahl 2. (d) Simulation für eine Änderung der Strahlgröße $2w_{\text{split}2}$ und der Verschiebung Δx für den Strahl 2. Es werden die Parameter aus Tab. 4.3 verwendet.

Allgemein gilt für die Simulationen, dass die Strahlparameter durch die Kanäle definiert sind und es wird angenommen, dass diese über die einzelnen Pulse hinweg konstant bleiben. In der ersten Simulation wird das Verhalten gezeigt, das auftritt, wenn der Strahl 2 um den Winkel α im Bezug auf Strahl 1 verkippt wird und dessen Strahlgröße $w_{\text{split}2}$ im Vergleich zu der idealen Strahlgröße w_{split} von Strahl 1 abweicht. Dies ist in Abb. 4.30 (b) gezeigt. Hier wird mit einer Verkipfung ≤ 3 mrad und einer Strahländerung um das 2,5-fache immer noch eine Kombinationseffizienz $\geq 90\%$ erreicht.

Im nächsten Fall wird eine Fehlanpassung der optischen Weglängendifferenz Δz (die Phase wird hierbei immer angepasst) und einer Leistungsänderung P_2/P_1 simuliert und ist in Abb. 4.30 (c) dargestellt. Für eine optische Weglängendifferenz, die innerhalb der Rayleighlänge z_R liegt, wird eine Kombinationseffizienz von 90% erreicht. Für eine Leistungsänderung von $\pm 60\%$ liegt die Kombinationseffizienz ebenfalls über 90% . Damit stellen

Leistungsschwankungen für diese Kombinationsmethode keinen limitierenden Faktor dar. Neben diesem Verhalten ist auch die Änderung interessant, bei der sich eine zusätzliche laterale Verschiebung Δx_{split} ergibt. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.30 (d) gezeigt. Die laterale Verschiebung eines Kanals führt zu einer schnellen Abnahme der Kombinationseffizienz, sodass bei einer relativen Abweichung der lateralen Verschiebung von $\Delta x_{\text{split}} = 2,5\%$ die Kombinationseffizienz auf 90% sinkt. Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass schon durch eine kleine laterale Verschiebung eine deutliche Änderung des Interferenzmusters stattfindet.

Diese gezeigten Simulationen sind in Anlehnung an die Quellen [85, 86, 90] gemacht worden (siehe Kapitel 3.5.2). Zusammenfassend lässt sich hier eine Ähnlichkeit mit der gefüllten Apertur [90] feststellen.

Bisher sind nur die räumlichen Fehlanpassungen auf die Kombinationseffizienz untersucht worden. Für ein UKP-System sind jedoch auch die Pulsparameter, d.h. die zeitlichen Einflüsse, relevant. Hierfür wird die oben genannte Simulation verwendet. Damit jedoch die zeitlichen Einflüsse untersucht werden können, muss ein System betrachtet werden, bei dem das Spektrum nicht unendlich schmal ist. Hierfür wird die Simulation mit den jeweiligen spektralen Anteilen durchgeführt. Anschließend wird die Kombinationseffizienz mit Gl. (4.40) ermittelt. Für die Simulationen wird eine spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ von 10 nm verwendet und für die Pulsform ein gaußförmiger transformlimitierter Puls angenommen. Die erste Simulation soll zeigen, ob die Kombinationsmethode mit MLAs auch für ultrakurze Pulse geeignet ist. Dafür wird die spektrale Bandbreite und die optische Weglängendifferenz erhöht und der Einfluss auf die Kombinationseffizienz betrachtet. Dies ist in Abb. 4.31 (a) gezeigt. Hierfür wird immer der Fall betrachtet, bei der die optische Weglängendifferenz ein Vielfaches der zentralen Wellenlänge λ_0 beträgt, d.h., dass die Phasenanpassung weiterhin gilt. Wie zu erwarten nimmt die Kombinationseffizienz schneller ab, wenn sich die spektrale Bandbreite erhöht, da der transformlimitierte Puls kürzer wird. Diese Simulation lässt sich mit der Simulation aus [44], in dem dieses Verhalten für den Ansatz der gefüllten Apertur simuliert wurde, vergleichen. Hierbei ähnelt sich das Verhalten, sodass die Schlussfolgerung getroffen werden kann, dass mit der gemischten Apertur auch ultrakurze Pulse kombiniert werden können.

Ebenfalls soll untersucht werden, welche Auswirkung die Pulsdauer auf die Kombinationseffizienz hat. Für diese Simulation werden wieder die Systemparameter aus Tab. 4.2 angenommen. Die Ergebnisse für diese Simulation sind in Abb. 4.31 (b) gezeigt. In dieser Abbildung ist die Kombinationseffizienz η_{comb} über die zeitliche Verzögerung τ aufgetragen. Diese Verzögerung wird auf die Pulsdauer T_0 normiert. Das Ergebnis ist ein periodischer Verlauf der Kombinationseffizienz (pinke gestrichelte Linie) für die verschiedenen optischen Weglängendifferenzen. Hierdurch ändert sich die Phasenbeziehung zwischen den beiden zu kombinierenden Kanälen, sodass abwechselnd für die Kombination konstruktive und

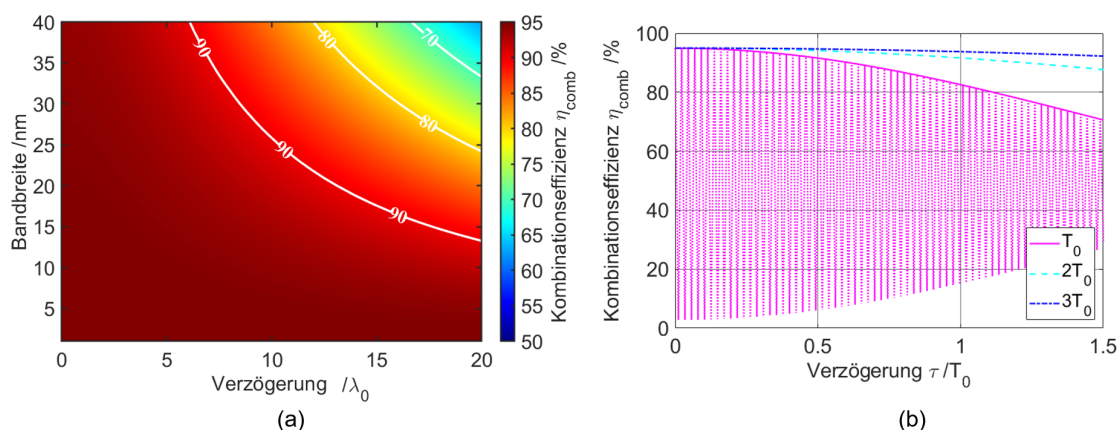


Abbildung 4.31.: (a) Simulation der theoretisch maximal erreichbaren Kombinationseffizienz η_{comb} für die Kombination von zwei Kanälen bei unterschiedlichen spektralen Bandbreiten und für verschiedene Verzögerungen. (b) Simulation der theoretisch maximal erreichbaren Kombinationseffizienz η_{comb} für die Kombination von zwei Kanälen über die Verzögerung τ , bei der verschiedene Pulsdauern (T_0 , $2T_0$ und $3T_0$) angenommen werden. Es werden die Parameter aus Tab. 4.3 verwendet.

destruktive Interferenz eintritt. Die Einhüllende von diesem periodischen Verlauf (durchgezogene pinke Linie) stellt damit die Kombination mit angepassten Phasen dar, sodass konstruktive Interferenz resultiert. Zusätzlich zu diesem Verlauf sind auch die Verläufe mit verdoppelter (türkise gestrichelte Linie) und verdreifachter (blau gepunktete Linie) Pulsdauer gezeigt. Wie zu erwarten wird mit zunehmender Pulsdauer der Einfluss auf die Verzögerung geringer, da sich längere Pulse auch über einen längeren Zeitraum "sehen" können. Ebenfalls kann aus der Abbildung entnommen werden, dass die dargestellten Verläufe, trotz konstruktiver Interferenz, mit einer steigenden Verzögerung, abnehmen. Wird dieser Verlauf weitergeführt beträgt die Kombinationseffizienz ab einem gewissen Zeitpunkt nur noch 50 % und sinkt nicht mehr weiter. An diesem Zeitpunkt sind die beiden zu kombinierenden Pulse soweit voneinander entfernt, dass sie nicht mehr miteinander interferieren können, d.h., das sich einer der Pulse außerhalb der Kohärenzlänge befindet. Dieses Verhalten ist mit der Simulation aus der aus [90] vergleichbar.

In einer weiteren Simulation wird das Verhalten der Strahlkombination untersucht, wenn SPM (siehe Kapitel 2.2.2) für die Kanäle resultiert. Hierfür werden verschiedene SPM-Amplituden mit der gleichen SPM-Form, in den Kanälen für die Kombination von zwei Kanälen angenommen. Das Ergebnis der Simulation ist in Abb. 4.32 dargestellt und es zeigt sich, dass für die identischen SPM-Amplituden in den Kanälen die Kombinationseffizienz nicht beeinflusst wird. Resultiert jedoch eine Differenz von 13 rad, wird das spektrale Profil so stark beeinflusst, dass die Kanäle nicht mehr miteinander interferieren, d.h., dass am Kombinationsausgang zwei Strahlen und damit eine Kombinationseffizienz von 50 % resultieren. Für einen Faserverstärker liegen die typischen Werte zwischen 1 rad – 10 rad

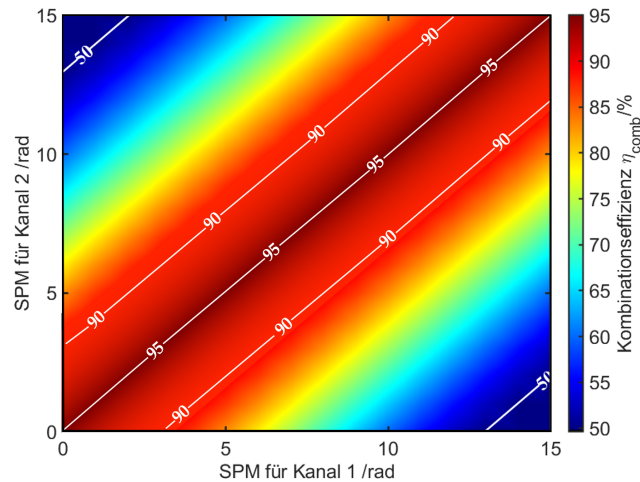


Abbildung 4.32.: Simulation für den Einfluss von SPM auf die Kombinationseffizienz η_{comb} . Es werden die Parameter aus Tab. 4.3 verwendet.

(Abschätzung für die Stärke der SPM mit Gl. (2.22)). Damit ist eine Differenz der SPM-Amplitude, die bei 13 rad liegt, sehr groß und für die Praxis so nicht zu erwarten. Dennoch ist für die Abb. 4.32 die Skala für die Stärke der SPM bis 15 rad gewählt worden, um die Grenze darzustellen ab der keine Kombination mehr stattfindet.

Wird in diesem Zusammenhang der Einfluss der Länge eines Faserverstärkers betrachtet, kann diese in der Praxis auf ca. ± 1 cm genau angepasst werden. Vorausgesetzt jeder Kanal weist die gleichen Eigenschaften auf und ein B-Integral von 10 rad wird abgeschätzt, entspricht die Längendifferenz von ± 1 cm einer Änderung des B-Integrals von ca. $\pm 0,3$ rad. Für den ungünstigsten Fall ergibt sich so für die Kombination von zwei Kanälen eine Differenz im B-Integral von $\sim 0,6$ rad und mit Abb. 4.32 ergibt sich hiermit eine Kombinationseffizienz von 94%. Damit stellt dieser Unterschied gerade einmal einen Verlust für die Kombinationseffizienz von einem Prozent dar. Es folgt, dass SPM für ein sorgfältig ausgelegtes CBC-System keinen limitierenden Faktor für die erreichbare Kombinationseffizienz darstellt.

Aus den Untersuchungen in diesem Kapitel stellt sich die Frage, welche der genannten Einflüsse für ein CBC-System am kritischsten ist bzw. ob diese kritischer werden können als ein Kanalausfall. Aus diesem Grund werden weitere Simulationen mit den Parametern aus Tab. 4.3 durchgeführt und die entsprechenden Fehlanpassungen eingestellt um diese dann mit einem Kanalausfall zu vergleichen. Das Ergebnis stellt diesmal einen Graphen dar, in dem die Systemeffizienz über die Kanalanzahl aufgetragen wird und ist in Abb. 4.33 gezeigt. Die Systemeffizienz wird gewählt, da ein Kanalausfall zu einem Leistungsverlust am Eingang führt, sodass am Ausgang für die Kombination entsprechend eine geringere Gesamtleistung vorliegt. Die Kombination ohne Fehlanpassungen ist mit der roten Linie

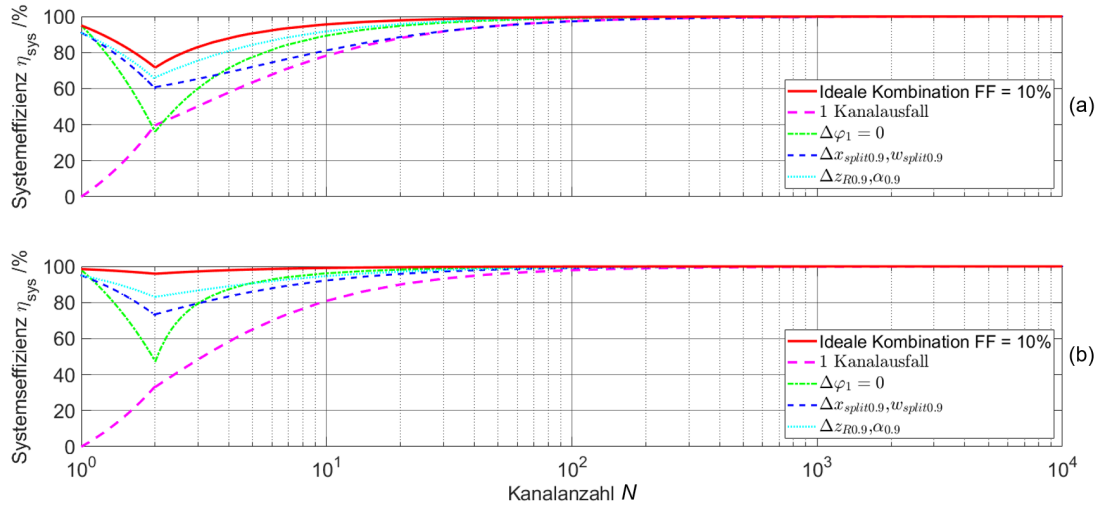


Abbildung 4.33.: Simulation der theoretisch maximal erreichbaren Kombinationseffizienz η_{comb} über der Kanalanzahl N für verschiedene Fehlanpassungen. Es werden die Parameter aus Tab. 4.3 verwendet.

dargestellt und die pinke gestrichelte Linie zeigt den Verlauf für einen Kanalausfall. Die blau gepunktete Linie zeigt den Verlauf für den Ausfall eines Phasenschiebers, d.h., dass die Phase für diesen Kanal $\delta\phi = 0$ beträgt. Hierfür wird der Kanal der 1. Beugungsordnung ausgewählt. Im Vergleich zu einem Kanalausfall ist die erreichte Systemeffizienz jedoch immer noch höher. Allerdings kann in dieser Simulation nicht berücksichtigt werden, dass z.B. durch thermische Fluktuationen eine zeitliche Änderung der Phase resultiert. Dies führt zu einer Modulation der Ausgangsleistung, sodass es sinnvoll sein kann diesen Kanal gezielt auszuschalten um Leistungsschwankungen zu vermeiden und dadurch eine bessere Leistungsstabilität zu erreichen. Neben diesem Verhalten ist in Abb. 4.33 auch die Fehlanpassung des Abstands Δx_{split} und der Strahlgröße w_{split} gezeigt. Diese Fehlanpassungen führen zu einem ähnlichen Effizienzverlust ab $N > 10$, wie bei einem Kanalausfall, und haben damit einen stärkeren Einfluss als eine Fehlanpassung der Weglänge Δz_R und der Verkippung α . Zudem führt eine Fehlanpassung des Abstands zu einer Herabsetzung der Strahlqualität (siehe Kapitel 4.5.4), sodass das Ausschalten des betreffenden Kanals sich in der Praxis als sinnvoll erweisen kann.

Zusammenfassend lässt sich aus den gezeigten Simulationen schließen, dass der Ansatz der gemischten Apertur ein ähnliches Verhalten wie die bekannten Kombinationsgeometrien (siehe Kapitel 3.2 und 3.3) bezüglich der Fehlanpassungen aufweist. Ebenfalls ist gezeigt worden, dass sich diese Methode auch für die Kombination von ultrakurzen Pulsen eignet.

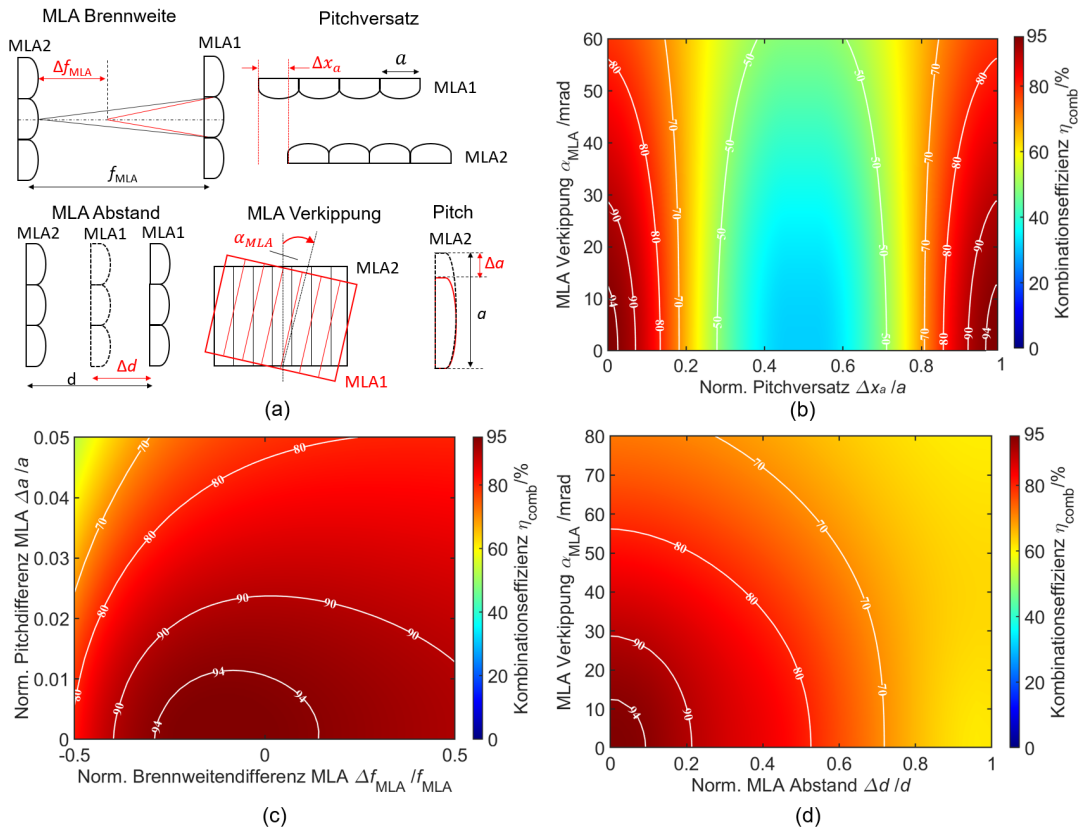


Abbildung 4.34.: (a) Schematische Beschreibung der untersuchten Abweichungen. Simulationen für die theoretisch maximal erreichbare Kombinationseffizienz. (b) Das MLA 1 ist zum MLA 2 um den Winkel α_{MLA} verkippert und dieses wird lateral um den Abstand Δx_a verschoben. (c) Die Größe des Pitches a ändert sich um Δa (für alle Mikrolinsen) und die Brennweite um Δf_{MLA} von dem MLA 1. (d) Die Verkippung des MLAs α_{MLA} über eine Änderung des Abstandes δd zwischen den MLAs. Es werden die Parameter aus Tab. 4.3 verwendet.

4.5.3. Einfluss der verwendeten Elemente für die Kombination

Im nächsten Schritt werden die Einflüsse auf die Kombinationseffizienz untersucht, wenn die verwendeten optischen Elemente (hier MLA und FL) von der Soll-Position (Verkippung der MLAs) bzw. von der Soll-Eigenschaft (z.B. Brennweite der MLAs) abweichen.

Hierfür werden erneut die Parameter aus dem Kapitel 4.5.2 verwendet. Dafür ist zu beachten, dass immer die Eigenschaften des MLA 1 verändert werden und das MLA 2 die Soll-Eigenschaften behält. Diese Konfiguration ist gewählt worden, da nur das MLA 1 die eigentliche Kombination ermöglicht. Das MLA 2 dient lediglich dazu, die Effizienz mittels des Prinzips der Köhlerschen Beleuchtung (siehe Kapitel 4.2) zu erhöhen.

Die möglichen Fehlanpassungen, die für das MLA simuliert werden, sind in Abb. 4.34 (a) dargestellt. In den weiteren Abbildungen 4.34 (b) - (d) sind die entsprechenden Einflüsse auf die Kombinationseffizienz gezeigt. Für die Abb. 4.34 (b) ist ein deutlicher Verlust für die

Kombinationseffizienz zu erkennen. Es folgt für den zweistufigen Aufbau, dass bei einem Versatz zwischen den MLAs von 8 % die Kombinationseffizienz auf $< 90\%$ sinkt. Dabei wird ein Minimum der Kombinationseffizienz erreicht, wenn der Versatz gerade der Hälfte des Pitchabstandes entspricht. Da der Aufbau achsensymmetrisch ist, nimmt die Kombinationseffizienz hiernach wieder zu, bis sie wieder ihren Ursprungswert erreicht hat. Ebenfalls gezeigt ist die Verkippung, die einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Kombinationseffizienz hervorruft. Bereits bei 30 mrad (ca. $1,7^\circ$) wird für die Kombinationseffizienz nur noch ein Wert von 90% erreicht. Außerdem ist in Abb. 4.34 (c) die Abweichung für ein MLA, bei dem der Pitch und die Brennweite nicht den Sollwerten entsprechen, gezeigt. Da aus Abb. 4.34 (b) bereits hervorgegangen ist, dass ein Pitchversatz zu hohen Verlusten führt, ist auch die Änderung der Pitchgröße (Pitchgröße aller Mikrolinsen wird geändert) für die Kombinationseffizienz kritisch. Es folgt, dass für Kombinationseffizienzen $> 90\%$ die Pitchdifferenz nicht größer als 1% werden darf. Hierbei ist zu erwähnen, dass besonders für den Aufbau mit zwei MLAs, diese Fehlanpassung einen erheblichen Einfluss auf die Kombinationseffizienz hat, da sowohl die Pitchdifferenz und der daraus resultierende Pitchversatz zu Verlusten führen. Im Vergleich hierzu sinkt die Kombinationseffizienz erst auf 90% bei der Verwendung von einem MLA, wenn die Pitchdifferenz 5% beträgt. Für die Fertigung von MLAs liegt die Genauigkeit des Pitches bei $0,5\text{‰}$ [140], sodass eine Abweichung des Pitches hier als unkritisch zu bewerten ist.

Für das Verhalten der Brennweite wird deutlich, dass die Toleranz hier wesentlich größer ist. Selbst bei einer Abweichung von 10% wird eine Kombinationseffizienz $> 90\%$ erreicht. Die Fertigungstoleranzen hierfür liegen deutlich unter diesem Wert [140]. Zudem ist hier ein asymmetrisches Verhalten erkennbar. Dieses resultiert aus der weiteren Propagation der erzeugten Teilstrahlen durch das erste MLA. Für eine kleinere Brennweite interferieren die erzeugten Teilstrahlen früher miteinander als für eine größere Brennweite. Da jedoch der Abstand zwischen den beiden MLAs identisch bleibt, resultiert an der Position des zweiten MLAs ein unterschiedliches Interferenzmuster, sodass ein symmetrisches Verhalten nicht mehr vorausgesetzt werden kann.

In der letzten Grafik in Abb. 4.34 (d) ist eine Fehlanpassung des Abstandes zwischen den MLAs und die Verkippung eines MLAs gezeigt. Für den Abstand sind Abweichungen von 20% möglich, sodass immer noch eine Kombinationseffizienz von 90% erzielt wird. Damit ist auch der Abstand kein limitierender Faktor für einen Aufbau mit zwei MLAs. In einer weiteren Abbildung 4.35 (a) ist der Einfluss gezeigt, den die resultierenden Abstände zwischen den Kanälen und der Fourierlinse FL bzw. dem MLA auf die Kombinationseffizienz haben. Zu erkennen ist, dass der Abstand zwischen dem MLA und der Fourierlinse $\Delta_{s\text{MLA}}$ kaum einen Einfluss auf die Kombinationseffizienz hat. Ein ganz anderes Verhalten ergibt sich für den Abstand zwischen den Kanälen und der Fourierlinse $\Delta_{s\text{Ch}}$. Hier führt eine Abweichung von nur wenigen Prozenten zu einem erheblichen Effizienzverlust. Hauptursache

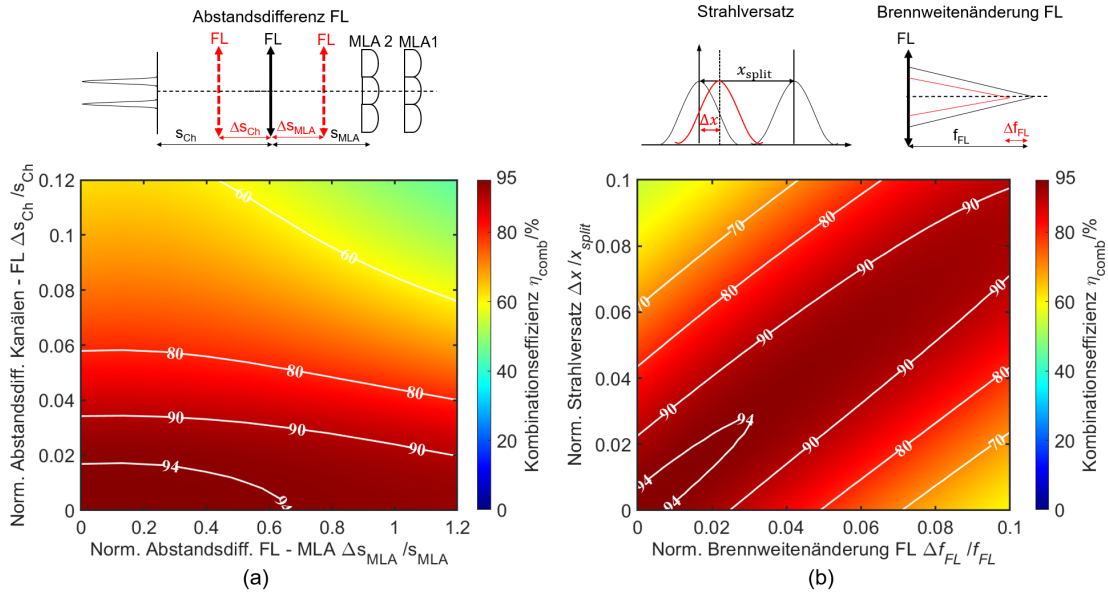


Abbildung 4.35.: Simulation der theoretisch maximal erreichbaren Kombinationseffizienz für den Einfluss der Abstände zwischen den Kanälen Δs_{Ch} — Fourierlinse — MLA Δs_{MLA} . Es werden die Parameter aus Tab. 4.3 verwendet.

für dieses Verhalten ist die Interferenz zwischen den zwei Kanälen. Ist die Propagationsstrecke zu der Fourierlinse Δs_{ch} zu kurz bzw. zu lang, resultiert ein Interferenzmuster, das nicht den Bedingungen für die Kombination entspricht. Hierdurch resultiert an der Position des MLA 2 nicht mehr das Beugungsbild aus Kapitel 4.2 (siehe Abb. 4.8 und Abb. 4.9). Im Gegensatz zu der Strecke Δs_{MLA} ändert sich das Interferenzmuster nicht mehr, da es nur noch auf das MLA 1 abgebildet wird, wodurch sich dieses unterschiedliche Verhalten erklären lässt.

Resultiert eine Abweichung der Brennweite für die Fourierlinse Δf_{FL} , sind die gegebenen Abstände zwischen den Kanälen Δx_{split} nicht mehr passend und müssten entsprechend der Brennweite f_{FL} angepasst werden. Genau dieses Verhalten ist in Abb. 4.35 (b) gezeigt. Wird der Abstand angepasst, resultiert wieder die maximale Kombinationseffizienz für das gegebene CBC-System. Wie hier zu erkennen ist, ist dieses Verhalten nicht ganz symmetrisch, da die Brennweite der Fourierlinse dafür sorgt, dass sich der Abstand zwischen den beiden Kanälen verschiebt. In der Simulation ist jedoch immer nur für einen Kanal der Abstand angepasst worden, sodass auch mit einer größeren Abweichung der Brennweite der Verluste für die Kombinationseffizienz nicht mehr komplett kompensiert werden können. Es folgt, dass die Brennweite der Fourierlinse f_{FL} innerhalb einer Toleranz von 2,5 % liegen muss, damit für die Kombinationseffizienz $\geq 90\%$ erreicht wird. Für Standardlinsen werden üblicherweise Genauigkeit von $\pm 1\%$ [141] erreicht, sodass für die Auslegung eines sorgfältig ausgelegten CBC-Systems dieses Verhalten keinen limitierenden Faktor darstellt.

Die in diesem Kapitel dargestellten Simulationen zeigen, dass bei der Verwendung von zwei MLAs die Positionierung des zweiten MLAs präzise erfolgen muss, damit eine Kombinationseffizienz von $\geq 90\%$ erreicht wird. Die Hauptlimitierung hierbei stellt der Versatz und die Verkippung eines der MLAs dar. Für typische Parameter, wie sie in Tab. 4.3 aufgeführt sind, reicht eine Verkippung von einigen wenigen Grad und ein Pitchversatz im μm -Bereich aus, um die Kombinationseffizienz auf unter 80% sinken zu lassen. Verglichen mit der Abb. 4.28, bei der die maximal mögliche Kombinationseffizienz über die Kanalanzahl für ein MLA gezeigt ist, wird deutlich, dass die Verwendung von zwei MLAs nur noch sinnvoll ist, wenn eine geringe Kanalanzahl ($N \leq 5$) kombiniert wird, da ansonsten die Einflüsse einer fehlerhaften Ausrichtung größer sind als der erzielte Gewinn für die Kombinationseffizienz.

Der kritischste Punkt für das vorgestellte CBC-System stellt der Abstand zwischen den Kanälen und der Fourierlinse dar. Hier resultiert schon bei einer Abweichung von $\pm 2\%$ nur noch eine Kombinationseffizienz von 90% . Aus diesem Grund ist es hier sinnvoll eine möglichst große Fourierlinse zu verwenden, damit die Abstände besser eingestellt werden können. Der Abstand zwischen der Fourierlinse und dem MLA kann hingegen minimiert werden, um einen möglichst kompakten Aufbau zu erhalten, da hier selbst bei einer Abweichung von $\pm 100\%$ für die Kombinationseffizienz immer noch $> 90\%$ erreicht wird.

4.5.4. Strahlqualität für die Kombination mit MLAs

Die in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Fehlanpassungen führen nicht nur zu einem Verlust der Effizienz, sondern beeinflussen auch die Strahlqualität des kombinierten Strahls. Für einen Vergleich der Strahlqualität wird eine ideale Strahlkombination mit verschiedenen Fehlanpassungen simuliert. Dafür wird der in Kapitel 2.1 beschriebene komplexe Strahlparameter verwendet, mit dem die Strahlteile an verschiedenen z -Positionen ermittelt wird. Hierfür werden die Parameter aus Tab. 4.3 und eine spektrale Bandbreite von 10 nm angenommen. Die Simulationen sind in Abb. 4.36 gezeigt. In Abb. 4.36 (a) ist die Strahlqualität gezeigt, die sich für eine ideale Kombination ergibt, für die eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erreicht wird. Daneben ist die Strahlqualität aufgeführt, die sich für einen Versatz des zweiten MLAs Δx_a ergibt, wenn nur noch $\eta_{\text{comb}} = 90\%$ erreicht wird. Aus der Abb. 4.34 (b) geht hervor, dass minimale Abweichungen zu einem deutlichen Verlust der Kombinationseffizienz führen, die Strahlqualität bleibt hiervon jedoch unberührt. Anders verhält es sich für die Abb. 4.36 (c), hier wird ein Versatz des Eingangskanals Δx simuliert, sodass sich wieder $\eta_{\text{comb}} = 90\%$ ergibt. Es zeigt sich, dass die Strahlqualität in der Achse beeinflusst wird, in der auch der Versatz resultiert. Durch die räumliche Fehlanpassung des Eingangskanals verschmiert der kombinierte Strahl, da die Leistung zu einem Ort gelangen kann, der für die ideale Strahlkombination nicht existiert.

Ähnlich verhält es sich mit einer Fehlanpassung der Brennweite der Fourierlinse f_{FL} , die in Abb. 4.36 (d) gezeigt ist. Jedoch ändert sich durch die Fehlanpassung der Brennweite der Fourierlinse für alle Kanäle der Abstand Δx_{split} . Hierdurch verschmiert das Strahlprofil in beide Richtungen gleichmäßig, sodass ein elliptisches Strahlprofil resultiert und die Strahlqualität erhalten bleibt.

Ein weiterer Aspekt ist die Verkippung des zweiten MLAs, die in Abb. 4.36 (e) dargestellt ist. Die Verkippung verursacht ebenfalls ein elliptisches Strahlprofil und die Strahlqualität bleibt erneut erhalten, sodass mit einer zusätzlichen zylindrischen Linse wieder ein runder Spot erzeugt werden kann. Hier ist jedoch anzumerken, dass es besonders auf den Grad der Verkippung ankommt, wie stark das Strahlprofil beeinflusst wird.

In Abb. 4.36 (f) wird der Einfluss der spektralen Breite auf die Strahlqualität dargestellt. Dafür wird eine große spektrale Breite von $\Delta\lambda = 100$ nm angenommen, um ein Verschmieren des kombinierten Spots beobachten zu können, da für die verschiedenen Wellenlängen im Spektrum der Ort der Kombination gemäß Gl. (4.17) abweichen muss. Jedoch wird trotz dieser großen gewählten spektralen Bandbreite eine vergleichsweise gute Strahlqualität erreicht. Hier muss jedoch berücksichtigt werden, dass nur eine geringe Kanalanzahl mit $N = 2$ Kanälen betrachtet wird. Für eine große Kanalanzahl N wird die notwendige Brennweite der MLAs f_{MLA} nach Gl. (4.11) geringer, sodass der Einfluss der spektralen Breite auf das CBC-System kritischer werden kann. Diesem Effekt kann jedoch mit der Wahl eines größeren Pitches entgegengewirkt werden und wird daher nicht weiter betrachtet. Aus den Simulationen für die Strahlqualität geht hervor, dass der Versatz der Eingangsstrahlen und die Brennweite der Fourierlinse kritisch sind. Eine Möglichkeit dieses Verhalten zu verbessern ist die Verwendung von Fourierlinsen mit langen Brennweiten. Hierdurch werden die absoluten Fehler größer, die eine einfachere Fertigung ermöglichen, sodass Toleranzen besser eingehalten werden können.

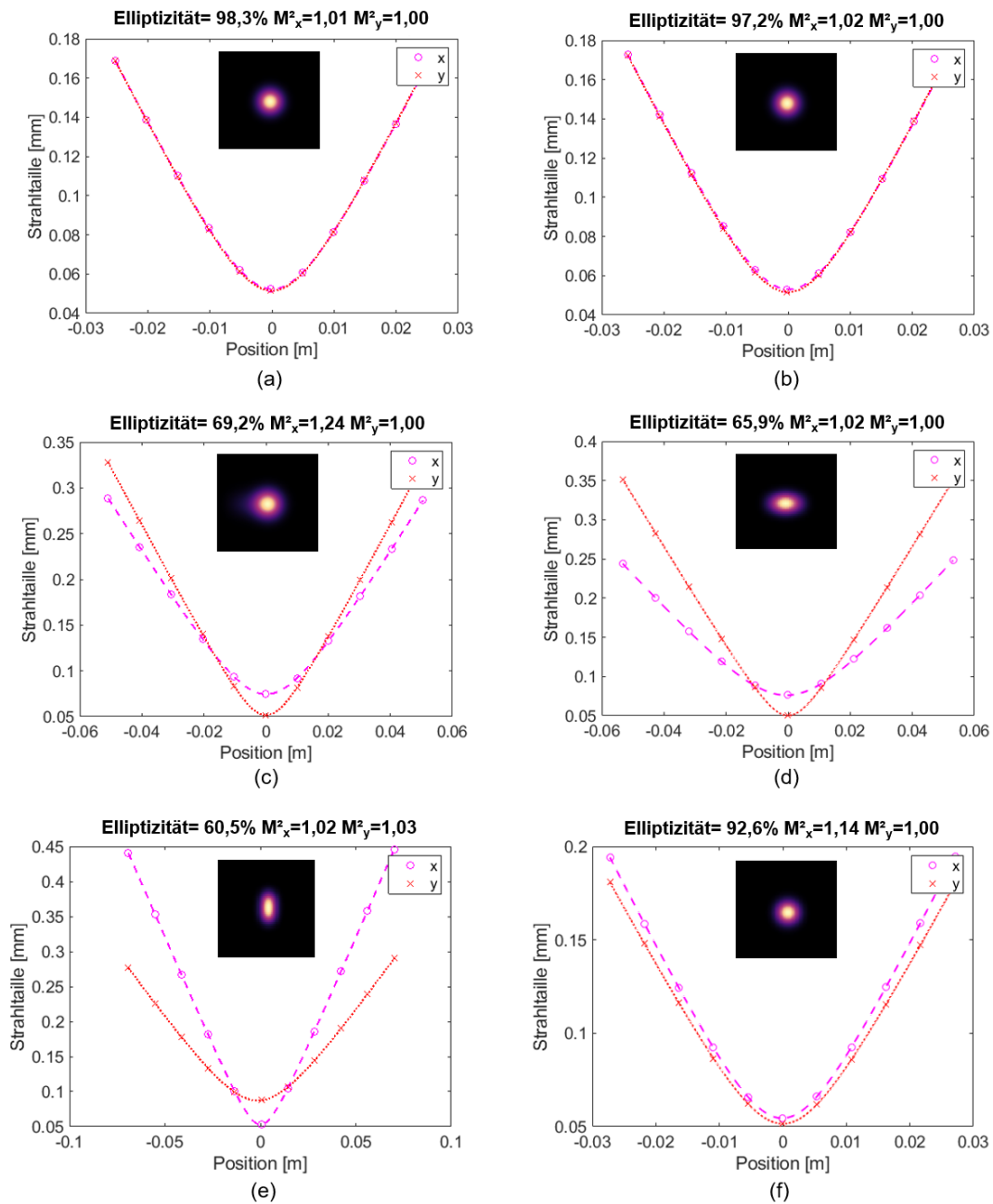


Abbildung 4.36.: Einfluss der Fehlanpassungen auf die Strahlqualität. (a) Ideale Strahlkombination (b) Versatz des zweiten MLAs Δx_a . (c) Fehlanpassung des Strahlversatzes Δx . (d) Fehlanpassung der Brennweite der Fourierlinse Δf_{FL} . (e) Fehlanpassung der Verkipfung eines MLAs α_{MLA} . (f) Einfluss der spektralen Bandbreite, wenn diese $\Delta\lambda = 100$ nm beträgt. Es werden die Parameter aus Tab. 4.3 verwendet.

Komb.- geometrie	#Komb.- elemente	Max. Komb.- effizienz	Amplituden- modulation	Strahl- formung/ -ablenkung	Besonderheiten
Gefächerte Apertur	0 [16]	$\sim 76\%$ [60] ⁸	ja [125, 126]	ja [125, 126]	$\lim_{N \rightarrow \infty} \eta_{\text{comb}} = 100\%$ [85, 142] $\eta_{\text{comb}} = f(FF)$
Gefüllte Apertur	N-1 [16] ⁹	$> 90\%$ [13, 62, 63]	ja [18]	nein	$\lim_{N \rightarrow \infty} \eta_{\text{comb}} =$ $2\eta_{\text{combav}} - 1$ [44] $\eta_{\text{comb}} \neq f(FF)$
Gemischte Apertur	1	$> 90\%$	ja	diskret	$\lim_{N \rightarrow \infty} \eta_{\text{comb}} = 100\%$ $\eta_{\text{comb}} \approx f(FF)$

⁸ Die in der Praxis bisher erreichten Kombinationseffizienzen liegen bei $\leq 50\%$ [59, 60].

⁹ Mit Einschränkungen ist Verwendung von einem Kombinationselement möglich (siehe Kapitel 3.3.2).

Tabelle 4.4.: Eigenschaften der verschiedenen Kombinationsgeometrien. Mit der Kanalanzahl N , der Kombinationseffizienz η_{comb} und dem Füllfaktor FF .

In Kapitel 4 ist die neue Kombinationsgeometrie, die gemischte Apertur, vorgestellt worden. Die gefundenen Erkenntnisse sind in Tab. 4.4 zusammengefasst und werden dort mit den beiden bekannten Kombinationsgeometrien (siehe Kapitel 3.3), der gefüllten und gefächerten Apertur, verglichen. Aus Tab. 4.4 geht hervor, dass mit der gemischten Apertur die Vorteile beider bekannten Kombinationsgeometrien vereint werden. So kann mit der gemischten Apertur eine theoretisch maximale Kombinationseffizienz von $> 90\%$ mit nur einem Kombinationselement erreicht werden. Zudem ist die maximale Kombinationseffizienz nahezu unabhängig vom Füllfaktor.

5. Experimentelle Demonstration der kohärenten Kopplung mit MLAs

In diesem Kapitel wird die Strahlkombinationstechnik der gemischten Apertur (siehe Kapitel 4) experimentell demonstriert.

Für diese Experimente wird im ersten Teil ein Grundsatzbeweis durchgeführt, der die gezeigten Simulationen in Kapitel 4 beweisen soll. Hierfür werden die Strahlteilung und Strahlkombination mit MLA im Freistrahlaufbau demonstriert und charakterisiert. Dazu erfolgt die Phasen Anpassung einfachheitshalber mit einem SLM, sodass eine flexible Einstellung der Phasen der Einzelkanäle möglich ist. Mit dem gleichen Aufbau wird anschließend die experimentelle Demonstration der dynamischen Strahlkombination, die ebenfalls in Kapitel 4.3 beschrieben worden ist, gezeigt. Im Anschluss an dieses Experiment werden die beschriebenen Sonderkonfigurationen aus dem Kapitel 4.4.2 bewiesen und mit der Simulation verglichen. Im letzten Versuch dieser Arbeit werden fünf Faserverstärker mit dem Ansatz der gemischten Apertur kombiniert, komprimiert und anschließend charakterisiert.

5.1. Strahlteilung und -kombination im Freistrahlaufbau

In diesem Kapitel wird ein Grundsatzbeweis der vorgestellten Strahlteilung und Strahlkombination mit MLAs aus dem Kapitel 4 in einem Freistrahlaufbau demonstriert. Hierzu wird zuerst eine Strahlmatrix von 5×1 (1D-Aufbau) bzw. 5×5 (2D-Aufbau) erzeugt, die dann wieder zu einem Strahl kombiniert wird.

Für diesen Grundsatzbeweis stehen Standard-MLAs mit einer Brennweite von $f_{\text{MLA}} = 46,7 \text{ mm}$ und einem Pitch $a = 500 \mu\text{m}$ zur Verfügung. Damit resultieren gemäß Gl. (4.11) eine Anzahl von 5,22 Spots für die Strahlteilung bzw. 5,22 Kanäle, die wieder mit den MLAs kombiniert werden. Für die Kombination von fünf Strahlen ist jedoch eine Brennwei-

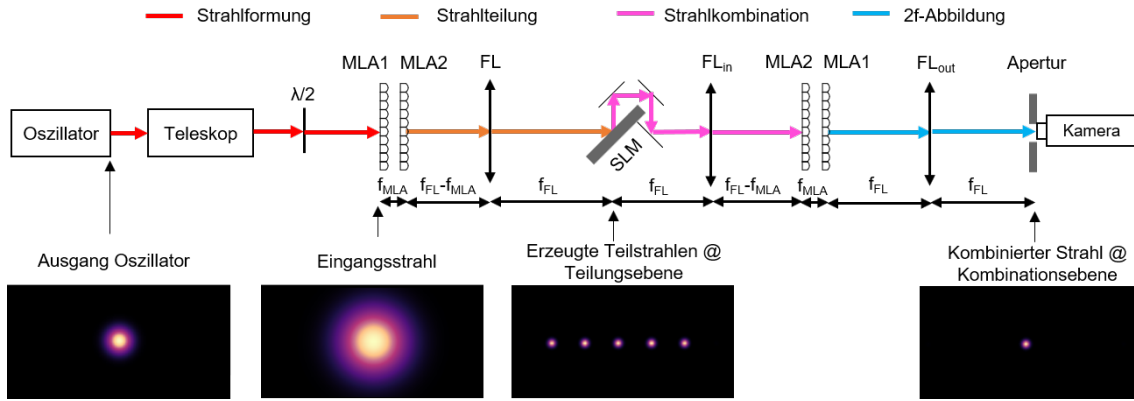


Abbildung 5.1.: Darstellung des Versuchsaufbaus für die Strahlteilung und -kombination basierend auf der gemischten Apertur von 5×1 bzw. 5×5 Strahlen. Außerdem sind für die relevanten Ebenen die simulierten Strahlprofile gezeigt.

te von $f_{MLA} = 48,5$ mm nötig, sodass die verwendete Brennweite um 4% von der idealen Brennweite abweicht. Mit der Simulation aus der Abb. 4.34 (c), wird jedoch deutlich, dass eine so geringe Abweichung von f_{MLA} zu weniger als 1% Verlust der Kombinationseffizienz führt. Aus diesem Grund stellen die verwendeten MLAs keine Limitierung für die Kombinationseffizienz dar.

Für alle durchgeführten Experimente werden identische MLAs verwendet. Es wird lediglich zwischen einem 1D-Aufbau, bei dem 5×1 Strahlen kombiniert werden, und einem 2D-Aufbau, bei dem 5×5 Strahlen kombiniert werden, unterschieden.

Der Aufbau, der für diese Strahlteilung und die anschließende Strahlkombination verwendet wird, ist in Abb. 5.1 gezeigt. Zudem sind hier für die relevanten Ebenen, die simulierten Strahlprofile (Ausgangsstrahl am Oszillator, Eingangsstrahl am ersten MLA, Strahlen in der Teilungsebene und der kombinierte Strahl in der Kombinationsebene), gezeigt. In Abb. 5.2 ist zusätzlich ein Bild des Aufbaus im Labor dargestellt. In beiden Abbildungen (Abb. 5.1 und Abb. 5.2) startet der Aufbau mit einem modengekoppelten Oszillator, der auf einer Repetitionsrate f_{rep} von 50 MHz läuft, eine Bandbreite $\Delta\lambda$ von 10 nm besitzt und dessen zentrale Wellenlänge $\lambda_0 = 1030$ nm beträgt. Vom Oszillator aus wird der Strahl zuerst geformt. Dazu wird der Strahl mit einem Teleskop kollimiert und auf einen Strahltaillradius w_{in} von 0,93 mm gebracht. Aufgrund des Strahlradius ergibt sich für das System mit Gl. (4.16) ein Füllfaktor von 34%. Dieser Strahlengang ist in beiden Abbildungen rot gekennzeichnet.

Nach der Strahlformung erfolgt die Strahlteilung, die mit einer orangen Linie dargestellt ist. Hierfür wird der kollimierte Strahl mit zwei zylindrischen MLAs (siehe Abb. 4.1 (b)) gemäß der Abb. 4.4 in mehrere Teilstrahlen aufgeteilt. Das Fernfeld wird mit einer Fourierlinse f_{FL} in die Teilungsebene abgebildet. Mit der Fourierlinse stehen nun auch die Größen für die Strahlteilung fest, sodass sich für den Strahlradius der erzeugten Einzelstrahlen $w_{split} = 175 \mu\text{m}$ (siehe Gl. (4.14)) ergibt und für die Abstände zwischen den er-

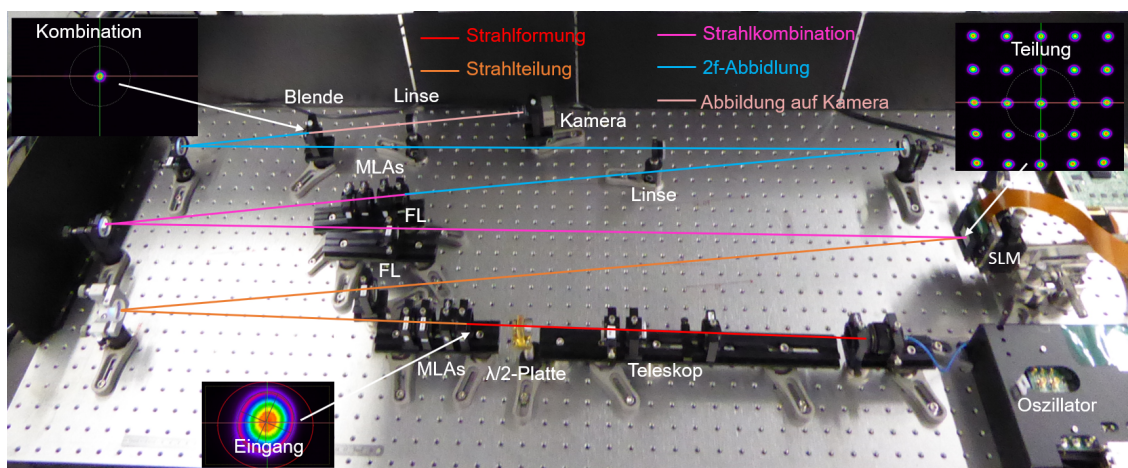


Abbildung 5.2.: Versuchsaufbau im Labor: Strahlformung, Strahlteilung und Strahlkombination von 5×1 bzw. 5×5 Strahlen.

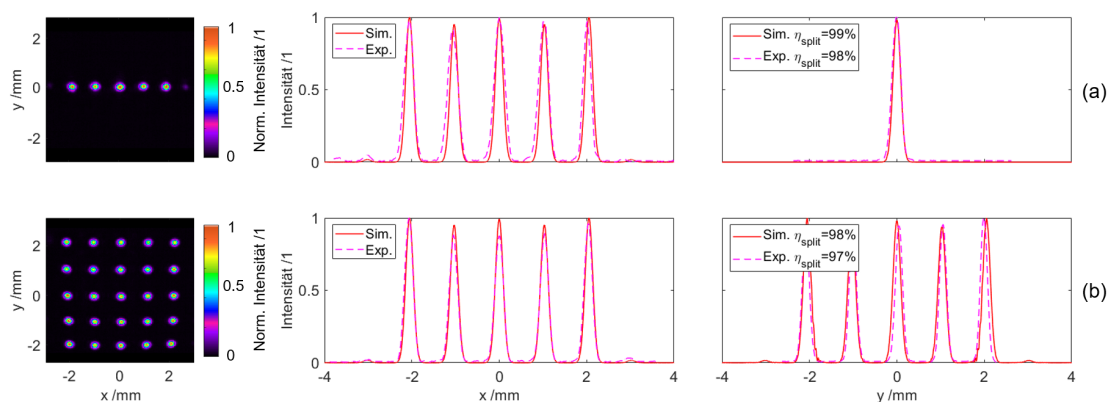


Abbildung 5.3.: Experimentelle Ergebnisse für (a) 5×1 und (b) 5×5 Strahlen. Links: Kameraaufnahme an der Position der Teilungsebene. Mitte: x-Schnitt und Rechts: y-Schnitt von der Simulation (rot) und dem Experiment (pink, gestrichelt). (Parameter: Tab. 5.1)

zeugten Einzelstrahlen $\Delta x_{\text{split}} = 1$ mm (siehe Gl. (4.13)) resultiert.

Für die 2D-Strahlteilung bzw. auch für die 2D-Kombination wird jeweils ein weiteres zylindrisches MLA direkt hinter dem ersten MLA um 90° gedreht positioniert, sodass diese Konfiguration dem eines quadratischen MLAs (siehe Abb. 4.1 (e)) entspricht.

Die Ergebnisse der Strahlteilung aus diesem Experiment sind für den 1D- und 2D-Aufbau in Abb. 5.3 gezeigt. Hierzu sind zusätzlich die Simulationen mit aufgeführt und die Teilungseffizienz η_{split} , die sich mit der Strahlteilung aus Gl. (4.20) ergibt. Hierbei ist zu erkennen, dass die Simulations- und die Versuchsergebnisse nahezu identisch sind. Außerdem ist hier zu erkennen, dass es aufgrund der nicht perfekten Brennweite f_{MLA} der verwendeten MLAs zu einem geringen Effizienzverlust kommt, da statt der 5×5 Strahlen $5,22 \times 5,22$ Strahlen resultieren. Diese zusätzlichen Strahlen sind als schwache Nebenordnungen in Abb. 5.3 zu erkennen und tragen lediglich 2% zur Gesamtleistung bei. Für die erzeugten Einzelstrahlen wird zudem die Strahlqualität und die Leistung im Verhältnis zu den anderen Einzelstrah-

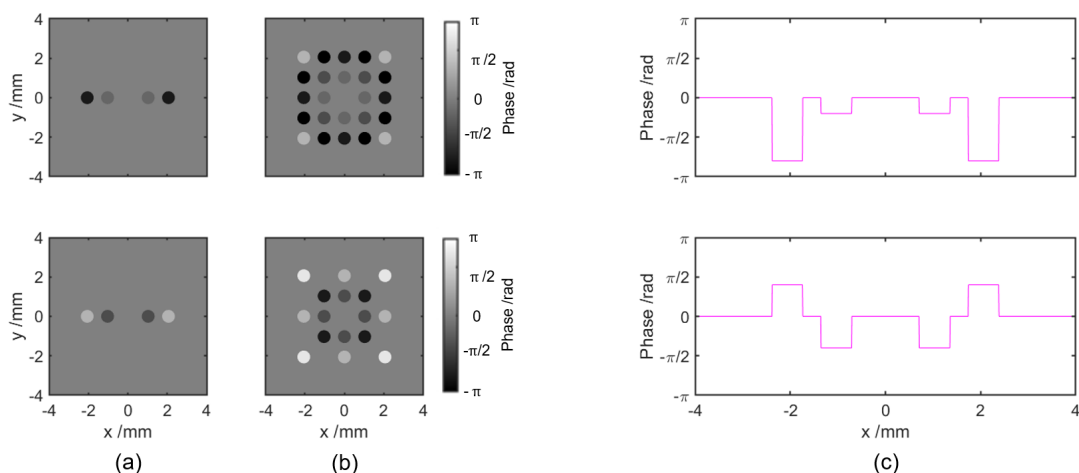


Abbildung 5.4.: Absolute Phasen für (a) 5×1 und (b) 5×5 Strahlen, die auf den SLM gegeben werden, um eine Phasen Anpassung der einzelnen Kanäle zu erzielen. (c) Zeigt den x- und y-Schnitt der Phasenbilder (a) und (b). Oben: Phasenbilder, wenn nur die Strahlkombination mit MLAs erfolgt. Unten: Phasenbilder, wenn sowohl die Strahlteilung und die Strahlkombination mit MLAs erfolgen.

len bestimmt. Hierbei lag die gemessene Beugungsmaßzahl für alle Einzelstrahlen zwischen 1, $10 \leq M^2 \leq 1,16$, und für das Leistungsverhältnis der einzelnen Strahlen wird für den 1D-Aufbau $\sim 20\%$ bzw. für den 2D-Aufbau von $\sim 4\%$ erreicht.

Im nächsten Schritt erfolgt die Phasen Anpassung der einzelnen Kanäle, um eine effiziente Strahlkombination zu ermöglichen. Dafür wird in der Teilungsebene ein SLM positioniert. Dieser dient dazu, die absoluten Phasen auf die Einzelkanäle zu prägen. Der Einsatz des SLMs ist hier besonders hilfreich, da nur ein Element benötigt wird, um alle Phasen der 25 erzeugten Einzelstrahlen flexibel einstellen zu können. Daher wird seine langsame Schaltgeschwindigkeit, verglichen mit dem AOD oder EOD (siehe Kapitel 3.6.3), für die ersten Grundsatzbeweise in Kauf genommen.

Die entsprechenden Phasen, die auf den SLM gegeben werden, werden mit Gl. (4.30) berechnet, da in diesem Aufbau sowohl die Strahlteilung als auch die Strahlkombination mit MLAs erfolgt. Die Phasen, die auf den SLM projiziert werden, befinden sich an den Positionen gemäß Gl. (4.13) und sind in Abb. 5.4 gezeigt. Hierbei sind in Abb. 5.4 auch die Phasen gezeigt, die benötigt werden, wenn lediglich die Strahlkombination mit MLAs, nicht jedoch die Strahlteilung erfolgt, sodass sich die Phasen gemäß Gl. (4.29) ergeben. Neben der Einstellung der absoluten Phasen für die Kombination ist es auch notwendig ein Gitter auf den SLM abzubilden um die durch den SLM hervorgerufenen unerwünschten Beugungsordnungen zu minimieren und damit eine gute Strahlqualität zu gewährleisten. In Abb. 5.4 unten ist zu erkennen, dass die Phasen für die ± 2 . Ordnung positiv sind, obwohl mit Gl. (4.30) für die ± 2 . Ordnung eine Phase von $-5,02$ resultiert. Der Grund hierfür ist, dass nur Phasen innerhalb von $-\pi$ bis $+\pi$ erlaubt sind, sodass für Phasen, die $-\pi$ un-

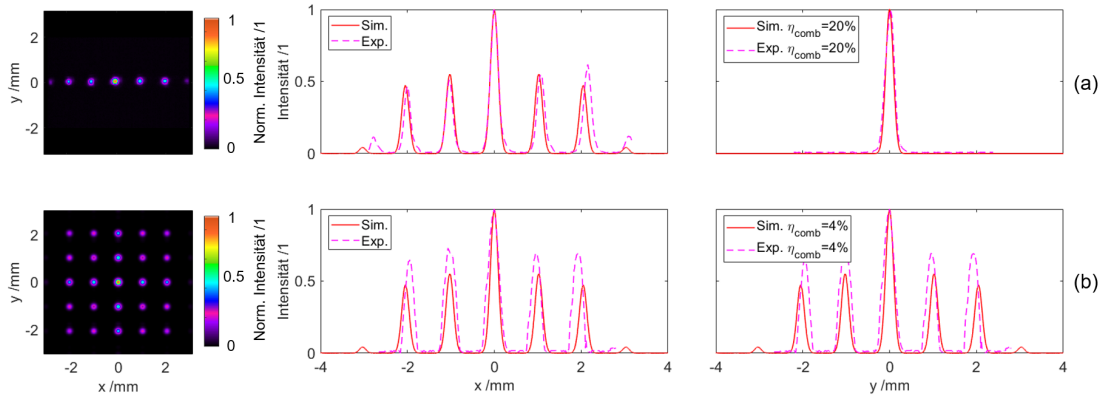


Abbildung 5.5.: Experimentelle Ergebnisse für die Strahlkombination ohne Phasenanpassung mit (a) 5×1 und (b) 5×5 Strahlen. Links: Kameraaufnahme an der Position der Kombinationsebene. Mitte: x-Schnitt und Rechts: y-Schnitt von Simulation (rot) und Experiment (pink, gestrichelt). (Parameter: Tab. 5.1)

terschreiten bzw. $+\pi$ überschreiten, eine Umrechnung erfolgen muss. Das bedeutet z.B., dass für die ± 2 . Ordnung mit einer Phase von $-5,02$ der Umrechnungsfaktor 2π addiert werden muss und sich damit eine Phase von $+1,26$ rad ergibt. Diese Umrechnung ist für alle Phasen nötig, bei denen mit den entsprechenden Gleichungen Phasen resultieren, die nicht zwischen $-\pi$ bis $+\pi$ liegen.

Nach der Phasenanpassung mittels SLM erfolgt die Strahlkombination. Der Strahlweg ist in Pink dargestellt. Die Strahlkombination entspricht in dem Aufbau aus der Abb. 5.1 der Strahlteilung in Rückwärtsrichtung, sodass hier die identische Fourierlinse FL_{in} mit $f_{FL_{\text{in}}} = 0,5$ m wie für die Strahlteilung verwendet wird. Zudem folgt zuerst das MLA 2 und dann das MLA 1. Auch hier wird das Fernfeld mit einer Fourierlinse FL_{out} mit $f_{FL_{\text{out}}} = 0,5$ m in die Kombinationsebene abgebildet, d.h., dass der Abstand in der Kombinationsebene der Strahlen $\delta x_{\text{comb}} = \delta x_{\text{split}} = 1$ mm ist. Dasselbe gilt für den Strahlradius w_{comb} mit $175 \mu\text{m}$. Dieses Beugungsgitter ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht mit in Abb. 5.4 gezeigt. Im Anhang A.2 sind die originalen Phasenbilder, die für den Aufbau in Abb. 5.2 benötigt werden, gezeigt. Des Weiteren ist das zu erkennende $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen nötig, um die richtige Polarisation am SLM vorliegen zu haben und damit eine hohe Beugungseffizienz des SLMs zu erzielen.

Für die Betrachtung der Kombinationsebene wird zudem eine Blende positioniert, mit der die Kombinationseffizienz η_{comb} im Experiment ermittelt wird. Außerdem wird eine zusätzliche Linse und eine Kamera in den Strahlengang gestellt um die Kombinationsebene auf dem Kamerachip komplett abbilden zu können.

Das Ergebnis für die 1D- und 2D-Strahlkombination und für nicht angepasste Phasen ist in Abb. 5.5 gezeigt. Hierfür wird auf den SLM ein einheitliches Bild, d.h. nur ein Gitter (siehe Anhang A.2 (a)), gegeben, sodass jeder der Strahlen keine zusätzliche absolute Phase erfährt. In Abb. 5.5 sind auch die Kombinationseffizienzen η_{comb} angegeben, die deutlich

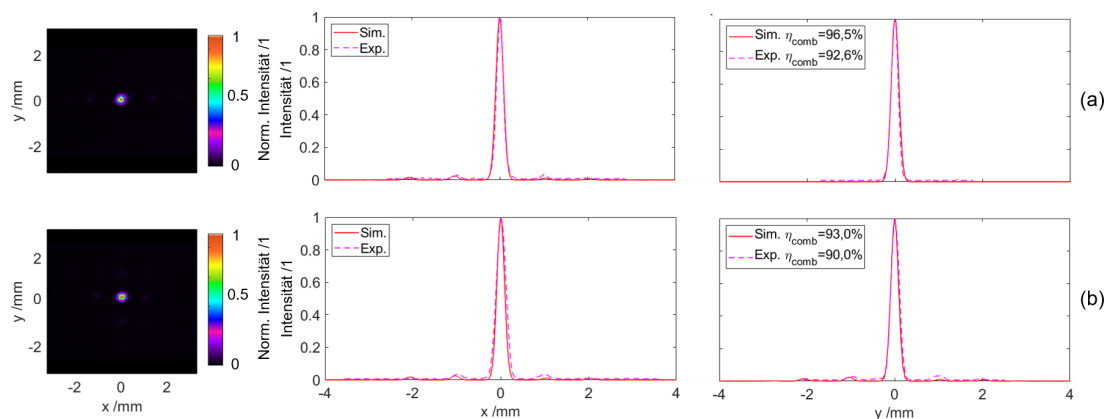


Abbildung 5.6.: Experimentelle Ergebnisse für die Strahlkombination mit Phasen Anpassung für (a) 5×1 und (b) 5×5 Strahlen. Links: Kameraaufnahme an der Position der Kombinationsebene. Mitte: x-Schnitt und Rechts: y-Schnitt von Simulation (rot) und Experiment (pink, gestrichelt). In [Video 1](#)^{*} ist eine Kameraaufnahme gezeigt, die die 2D-Strahlkombination mit und ohne Phasen Anpassung zeigt. (Parameter: Tab. 5.1)

^{*}Video 1: https://figshare.com/articles/media/2D_Coherent_beam_combining/13083590

von einer gewünschten Kombinationseffizienz mit $\eta_{\text{comb}} > 90\%$ abweichen, da hier keine Phasen Anpassung erfolgt ist. Die Ergebnisse für die Abb. 5.5 passen jedoch zu den durchgeführten Simulationen.

Erfolgt eine Phasen Anpassung mit den angegebenen Phasen aus Abb. 5.4 (original Phasenbilder siehe Anhang A.2 (b) und (c)), resultiert für die 0. Beugungsordnung ein Maximum. Das Ergebnis hierfür ist in Abb. 5.6 für die 1D- und 2D-Strahlkombination dargestellt. Auch hier stimmen die Ergebnisse der Simulation und des Experiments überein und für die Kombinationseffizienz η_{comb} ergibt sich ein Wert $\geq 90\%$.

Für die hier durchgeführten Experimente ist zu erwähnen, dass keine aktive Phasenstabilisierung (siehe Kapitel 3.4) nötig ist. Dies liegt zum einen daran, dass der gezeigte Aufbau rein passiv durchgeführt wird, d.h. ohne Verstärkersystem, und dass die Strahlen nahezu auf der gesamten Strecke überlagert sind. Lediglich in der Teilungs- und Kombinationsebene sind die Strahlen voneinander getrennt, sodass lediglich hier die Möglichkeit besteht, dass die einzelnen Kanäle unterschiedliche Einflüsse erfahren. Dieses Verhalten ändert sich jedoch, sobald Verstärker zum Einsatz kommen, was in Kapitel 5.4 gezeigt wird.

Eine Zusammenfassung der Systemgrößen für die Strahlteilung und -kombination ist in Tab. 5.1 gezeigt. Alle genannten Größen in dieser Tabelle sind analog in Abb. 4.12 gezeigt.

Strahlteilung									
Gewählte Parameter					Resultierende Parameter				
λ_0	f_{MLA}	a	f_{FL}	FF	N	w_{in}	Δx_{split}	w_{split}	
1030 nm	46,5 mm	500 μm	0,5 m	34 %	~ 5	0,93 mm	1 mm	175 μm	
Strahlkombination									
λ_0	f_{MLA}	a	$f_{\text{FL}_{\text{in}}} = f_{\text{FL}_{\text{out}}}$	FF	N	w_{out}	Δx_{comb}	w_{comb}	
1030 nm	46,5 mm	500 μm	0,5 m	34 %	~ 5	0,93 mm	1 mm	175 μm	

Tabelle 5.1.: Gewählte Parameter für die Strahlteilung und -kombination mittels MLAs, die für die experimentelle Demonstration verwendet werden.

5.2. Dynamische Strahlkombination im Freistrahlaufbau

Im vorherigen Kapitel wurde der Grundsatzbeweis der Strahlkombination mit dem Ansatz der gemischten Apertur gezeigt. Nun soll der Grundsatzbeweis für die im Kapitel 4.3 beschriebene dynamische Strahlkombination mit dem gleichen Aufbau aus Kapitel 5.1 getestet werden. Aus diesem Grund ändern sich die Systemparameter (siehe Tab. 5.1) und der gezeigte Laboraufbau (siehe Abb. 5.2) nicht. Lediglich die Phasen werden mit Hilfe des SLMs verändert. Als erstes soll hier die diskrete 1D-Strahlableitung in verschiedene Beugungsordnungen gezeigt werden. Hierzu werden die Phasen aus Gl. (4.32a) verwendet. Zu beachten ist, dass aufgrund der vorangegangenen Strahlteilung mittels MLAs die Phasen aus Gl. (4.28) zusätzlich zur Gl. (4.32a) addiert werden müssen. Mit diesen Phasen erfolgt dann die Strahlkombination an verschiedenen Positionen. Dabei sind die möglichen Positionen durch die Eingangsstrahlen in der Teilungsebene vorgegeben (siehe Kapitel 4.3). Das bedeutet für den Aufbau aus Kapitel 5.1, dass die Positionen (-2,0), (-1,0), (0,0), (1,0) und (2,0) möglich sind. Die Strahlkombination für diese Positionen ist in Abb. 5.7 mit den dazugehörigen Phasen gezeigt. Zudem sind die Kombinationseffizienzen η_{comb} gemäß Gl. (4.21) für jede Position mit aufgeführt. Dabei kann aus Abb. 5.7 entnommen werden, dass für jede Position eine ähnliche Kombinationseffizienz wie für die Strahlkombination an der 0. Beugungsordnung erreicht werden kann. In Abb. 5.7 ist zudem ein Video eingeführt, das die diskrete Strahlableitung für den 2D-Aufbau zeigt, da dieser nur schwer mit einer Abbildung nachzuvollziehen ist. Die verwendeten Phasen aus der Abb. 5.8 und dem Video sind im Anhang A.3 ausführlich aufgelistet.

Im nächsten Schritt erfolgt die 1D-Strahlformung. Die dafür notwendigen Phasen, werden mit Hilfe eines nichtlinearen Optimierungsalgorithmus in Matlab (fminsearch) ermittelt. Die experimentellen Ergebnisse sind in Abb. 5.8 gezeigt. Hierbei zeigt die Abb. 5.8 (a) die Erzeugung von zwei Strahlen mit gleicher Intensität. Diese Strahlform wird mit den Phasen aus Gl. (4.32a) mit $i_x = -0,5$ und $i_y = 0$ erzeugt. Für alle weiteren Strahlformen wird für die Ermittlung der Phasen der erwähnte Optimierungsalgorithmus verwendet.

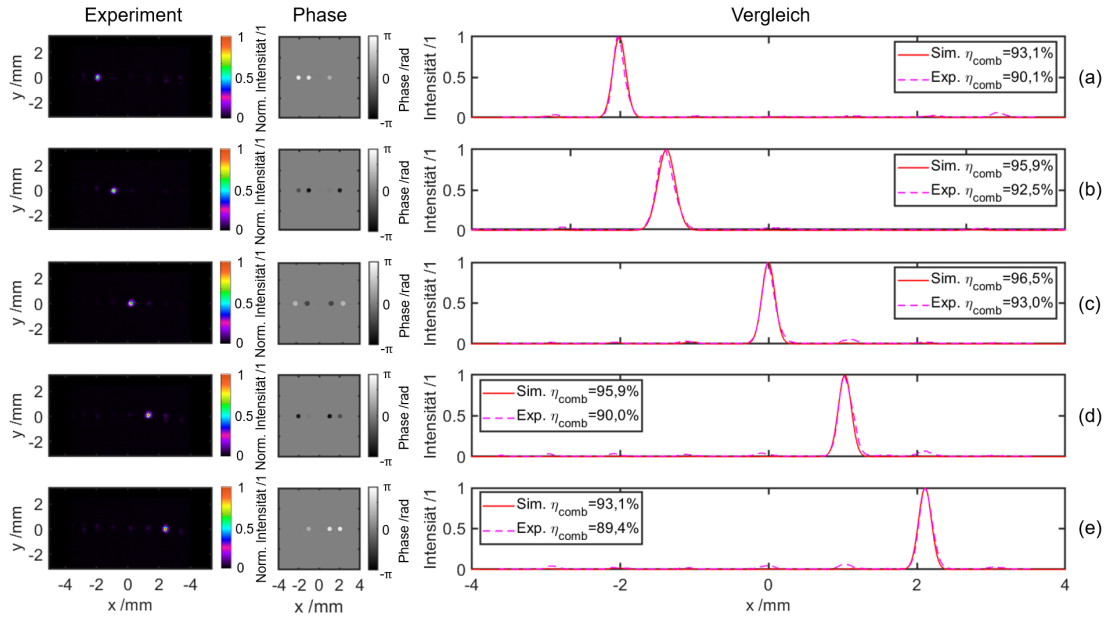


Abbildung 5.7.: Strahlableitung mit MLAs. Ablenkung in die (a) -2 . (b) -1 . (c) 0 . (d) 1 . und (e) 2 . Beugungsordnung. Links: Experimentelle Ergebnisse. Mitte: Verwendete Phasen auf dem SLM. Rechts: x-Schnitte der Simulationen und der Experimente. Das [Video 2*](#) zeigt eine Kameraaufnahme der experimentellen Demonstration für die 2D Strahlkombination. (Parameter: Tab. 5.1)

*Video 2: https://figshare.com/articles/media/Dynamic_coherent_beam_combining_with_MLAs_Beam_deflection_/13102097

Als nächstes sind drei, vier und fünf Strahlen mit gleicher Intensität in Abb. 5.8 (b)-(e) gezeigt. Ebenfalls dargestellt ist in Abb. 5.8 (e) das Ausblenden eines Spots, in dem Fall die 1. Beugungsordnung. Zum Schluss ist am Beispiel eines Leistungskeils gezeigt, dass auch die Leistung/ Intensität der einzelnen Spots variiert werden kann. Bei diesem wird beginnend mit der -2 . Beugungsordnung der relative Leistungsanteil um je 20% erhöht. Für eine Charakterisierung der Effizienz der Strahlformen wird die Mustereffizienz η_{patt} eingeführt. Diese gibt das Verhältnis zwischen den Intensitäten an, die sich in den unerwünschten Beugungsordnungen $I_{\text{out}m}$ und den gewünschten Beugungsordnungen $I_{\text{in}m}$ befinden, sodass folgt

$$\eta_{\text{patt}} = \frac{\sum_m I_{\text{out}m}}{\sum_m I_{\text{in}m}}. \quad (5.1)$$

Diese Mustereffizienz η_{patt} ist in Abb. 5.8 für alle Strahlformen mit angegeben. Sowohl für die Mustereffizienz und für die gezeigten horizontalen Schnitte fallen geringe Abweichungen von der Simulation auf. Diese können auf minimale Abweichungen der Abstände zwischen den MLAs und zwischen den MLAs und der Fourierlinse zurückgeführt werden. Abweichungen von den idealen Abständen führen zu Änderungen der theoretisch ermittelten

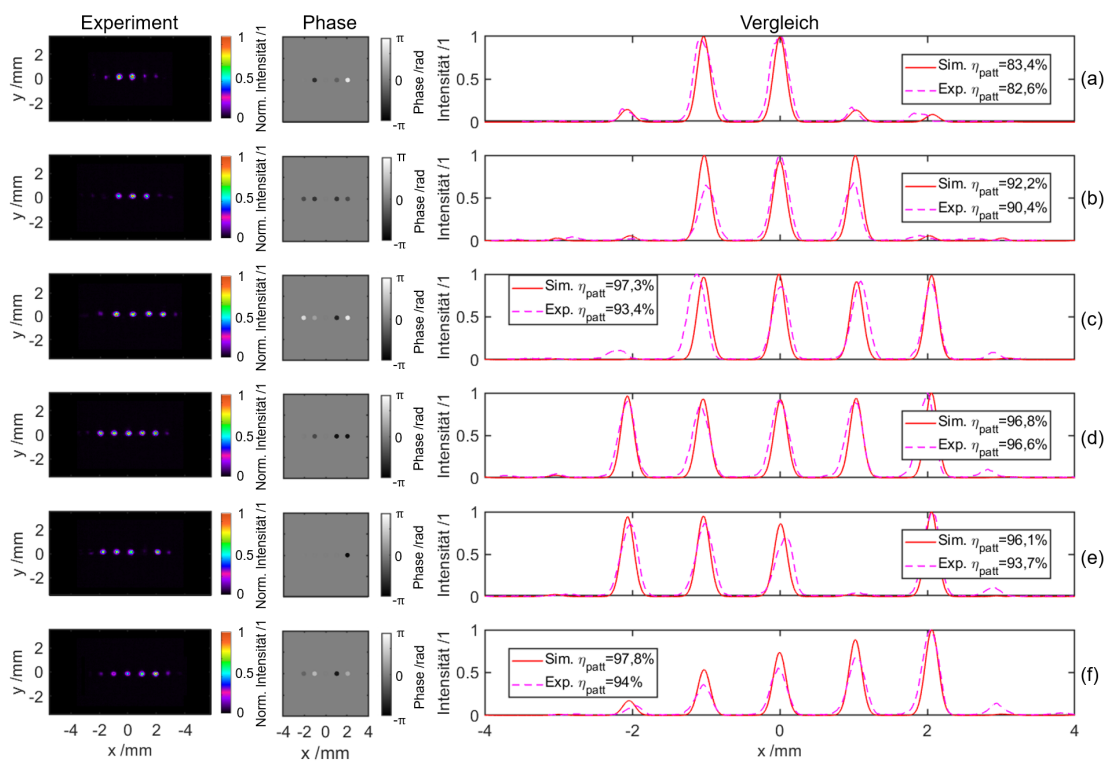


Abbildung 5.8.: 1D-Strahlformung mit MLAs für verschiedene Muster. (a) Zwei Strahlen (b) drei Strahlen (c) vier Strahlen (d) fünf Strahlen (e) ein Strahl ausgeblendet und (f) Leistungskeil von 20 % - 100 %. Links: Experimentelle Ergebnisse. Mitte: Verwendete Phasen auf dem SLM. Rechts: x-Schnitte der Simulationen und der Experimente. Das [Video 3*](#) zeigt eine Kameraaufnahme von diesem Experiment. (Parameter: [Tab. 5.1](#))

*Video 3: https://figshare.com/articles/media/Beam_shaping_with_CBC/13123049

Phasen, sodass die berechneten Phasen nicht mehr mit den tatsächlich benötigten Phasen im Experiment übereinstimmen.

Analog zu der in [Abb. 5.7](#) und [Abb. 5.8](#) dargestellten Situation wird das Intensitätsprofil für die Strahlpropagation entlang des Kombinations-Aufbaus (Propagation in z-Richtung) simuliert. Dabei wird die Gewichtsverteilung des Intensitätsprofils für jeden Bereich angepasst, um eine logarithmische Skalierung zu vermeiden. Diese Simulation ist in [Abb. 5.9](#) und in einem Link mit dem dazugehörigen Video gezeigt. Hiermit soll verdeutlicht werden, dass über die Steuerung der Phase die Strahlkombination so beeinflusst werden kann, dass die gewünschte Strahlablenkung und -formung realisiert wird.

Im letzten Schritt wird die Strahlformung mit dem 2D-Aufbau realisiert. Hierfür werden exemplarisch fünf Formen für das Experiment gewählt. Die experimentellen Ergebnisse und ein Video sind in [Abb. 5.10](#) unten aufgeführt, inklusive der dazugehörigen Phasen (siehe [Abb. 5.10](#), oben) und Simulationen (siehe [Abb. 5.10](#), mitte). Für diese Experimente fällt auf, dass sich die Phasen überwiegend spiegelsymmetrisch verhalten. Leichte Abweichungen

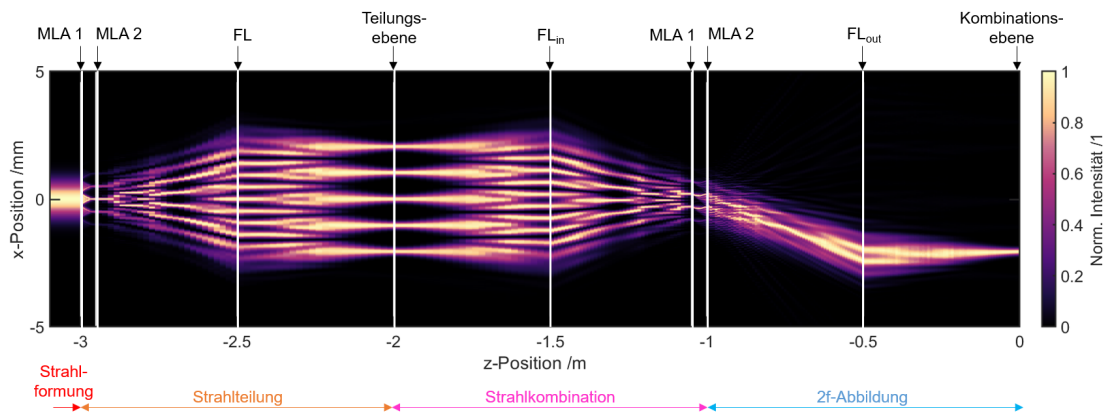


Abbildung 5.9.: Wellenoptische Simulation für die Strahlpropagation entlang des Kombinations-Aufbaus (Propagation in z-Richtung). Der kombinierte Strahl wird über die entsprechende Phasenwahl der Eingangskanäle in die -2 . Beugungsordnung abgelenkt. In [Video 4*](#) ist diese Simulation analog zu [Abb. 5.7](#) und [Abb. 5.8](#) gezeigt. (Parameter: [Tab. 5.1](#))

*Video 4: https://figshare.com/articles/media/Animated_simulation_of_the_beam_propagation_in_z-direction_for_mixed_aperture_approach/14046491

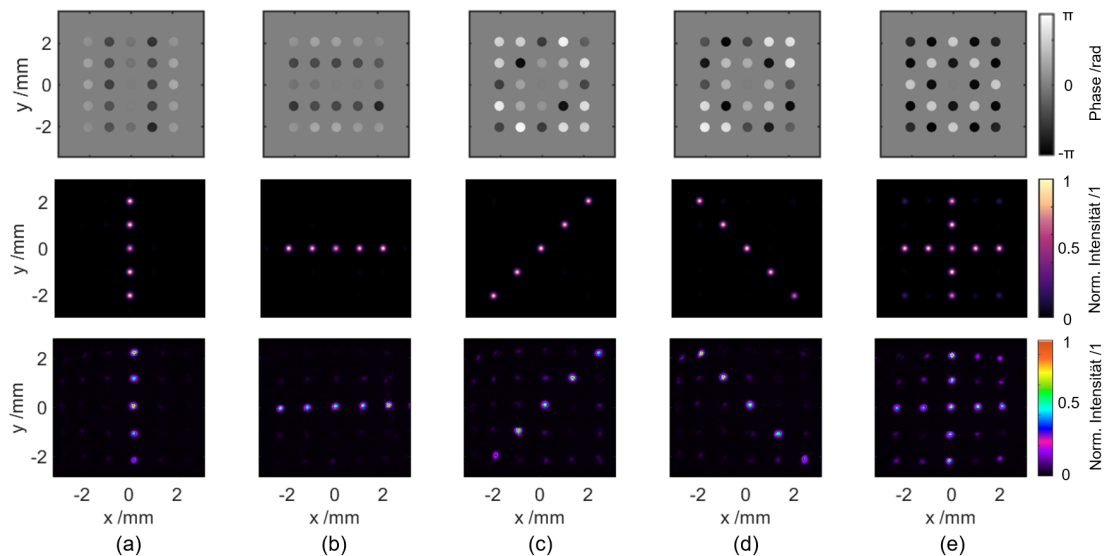


Abbildung 5.10.: 2D-Strahlformung mit MLAs für verschiedene Muster. (a) Vertikale Linie (b) Horizontale Linie (c) Diagonale von links unten nach rechts oben (d) Diagonale von links oben nach rechts unten (e) Plus. Oben: Verwendete Phasen für die erzeugten Muster. Mitte: Simulierte Ergebnisse für die 2D-Strahlformung. Unten: Experimentelle Ergebnisse. Das [Video 5*](#) zeigt die Kameraaufnahme von diesem Experiment. (Parameter: [Tab. 5.1](#))

*Video 5: https://figshare.com/articles/media/Dynamic_coherent_beam_combining_with_MLAs_Beam_shaping_/13123040

hiervon sind auf den Optimierungsalgorithmus zurückzuführen. In [Kapitel 4.3](#) ist bereits beschrieben worden, dass sich bei einer symmetrischen Form auch die Phasen so verhalten,

was hier für das Experiment deutlich zu erkennen ist.

Mit den in diesem Kapitel gezeigten Experimenten wird mit einem Freistrahlaufbau gezeigt, dass über die Phasen der Einzelkanäle der kombinierte Strahl diskret abgelenkt bzw. dieser wieder aufgeteilt werden kann. Für die Ansteuerung der Phasen wird ein SLM verwendet, das eine Möglichkeit darstellt, die Phasen der 25 erzeugten Strahlen einfach zu ändern. Jedoch eignet sich dieser nicht für eine hochdynamische Strahlableitung und ist auch für den Hochleistungsbetrieb ungeeignet. Für die erste Demonstration, dass die in Kapitel 4.3 simulierte Strahlableitung und -formung möglich ist, reicht jedoch der SLM als Phaselement. Für Hochleistungsexperimente bei denen eine hochdynamische Strahlableitung erfolgen soll, bieten die EOMs das größte Potential. Diese können in jedem einzelnen Kanal noch vor dem Hauptverstärker positioniert werden. Hierdurch werden die EOMs nur für einen niedrigen Leistungsbereich (mW) eingesetzt. Durch ihre Schaltfrequenz im GHz-Bereich können die Phasen und damit der kombinierte Strahl hochdynamisch abgelenkt und geformt werden.

5.3. Spezialfälle der Strahlteilung und -kombination im Freistrahlaufbau

In Kapitel 4.4 sind Spezialfälle für die Strahlteilung und Strahlkombination mit MLAs beschrieben worden. Diese sollen nun experimentell untersucht werden.

Erzeugung einer geraden Anzahl an Strahlen mit MLAs

In Kapitel 4.1.1 ist die Herleitung gezeigt, mit der sich eine gerade Anzahl an Spots mit MLAs realisieren lässt, wenn die optischen Weglängen mit Hilfe einer Linse so verändert werden, dass gerade die 0. Beugungsordnung destruktiv interferiert. Dies soll hier experimentell geprüft werden. Hierfür wird der in Kapitel 5.1 beschriebene Aufbau verwendet und eine Linse vor dem ersten MLA positioniert. Mit Gl. (4.37) resultiert für die Linse eine Brennweite f_L von 243 mm, mit der statt fünf Strahlen dann vier Strahlen resultieren. Für den Versuch stand eine Sammellinse mit einer Brennweite von $f_L = 240$ mm zur Verfügung. Die Ergebnisse sind für den 1D- und 2D-Aufbau in Abb. 5.11 gezeigt. Dabei ist für den 1D-Aufbau in Abb. 5.11 (a) das erwartete elliptische Strahlprofil aufgrund der Verwendung einer Sammellinse (siehe Kapitel 4.3) erkennbar. Wird dieser Aufbau für die 2D-Konfiguration realisiert, resultieren die erwarteten 16 nahezu beugungsbegrenzten runden Strahlen, die in Abb. 5.11 (b) gezeigt sind.

Strahlkombination mit einem MLA

Im nächsten Schritt wird die Strahlkombination mit einem MLA betrachtet. Hierfür wird

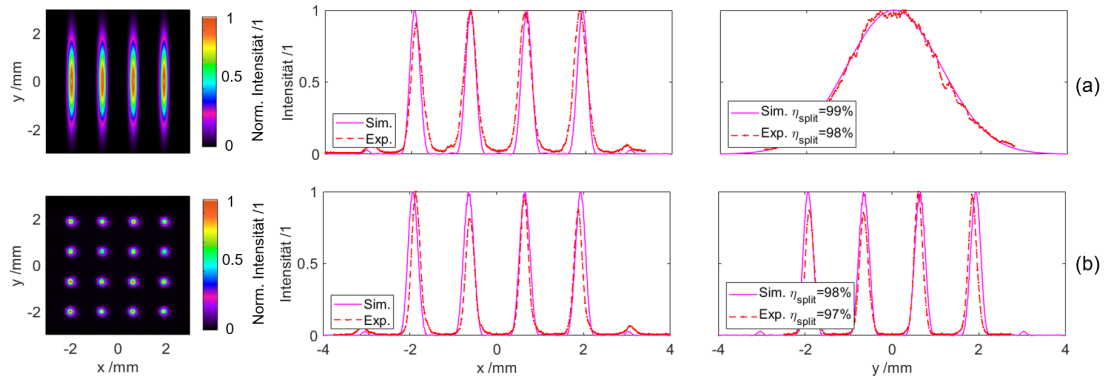


Abbildung 5.11.: Experimentelle Ergebnisse für die Erzeugung einer geraden Anzahl an Strahlen mit MLAs für (a) den 1D Fall und (b) den 2D Fall. Es werden vier Strahlen erzeugt. Links: Kamera Aufnahme Mitte: x-Schnitt, der die Simulation mit dem Experiment vergleicht Rechts: y-Schnitt, der die Simulation mit dem Experiment vergleicht. (Parameter: Tab. 5.1 mit $f_L = 240$ mm)

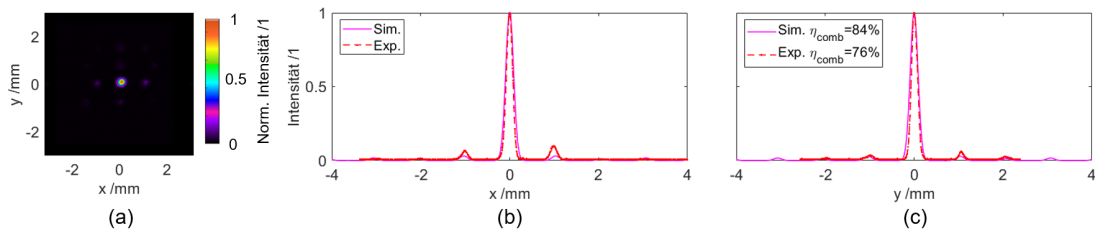


Abbildung 5.12.: Experimentelle Ergebnisse für die Strahlkombination mit einem MLA. (a) Kameraaufnahme. (b) Horizontaler Schnitt, der die Simulation mit dem Experiment vergleicht. (c) Vertikaler Schnitt, der die Simulation mit dem Experiment vergleicht.

der Aufbau aus Kapitel 5.1 verwendet, jedoch ohne das zweite MLA. Das Ziel dieses Aufbaus ist es, zu zeigen, dass die erreichte Kombinationseffizienz mit den Simulationen aus Kapitel 4.5.2 übereinstimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.12 gezeigt. Zu erkennen ist, dass die ermittelte Kombinationseffizienz um 8 % von dem simulierten Wert abweicht. Der größte Effizienzverlust ist in horizontaler Richtung zu erkennen. Theoretisch sollten für diesen Aufbau die horizontale und vertikale Richtung die identischen Verluste aufweisen, sodass hier davon ausgegangen werden kann, dass die Ausrichtung der zwei verwendeten zylindrischen MLAs, die für den 2D-Aufbau notwendig sind, nicht optimal ist. Wird nur die Kombinationseffizienz für den vertikalen Schnitt betrachtet, ergibt sich $\eta_{\text{comb}} = 91$ %. Mit Gl. (4.41) folgt damit eine Kombinationseffizienz für den 2D-Aufbau von $\eta_{\text{comb}2\text{D}} = 86$ %. Es folgt, dass auch die experimentellen Ergebnisse zeigen, dass eine Strahlkombination mit nur einem MLA bzw. mit dem Prinzip des einstufigen Strahlhomogenisierers realisierbar ist.

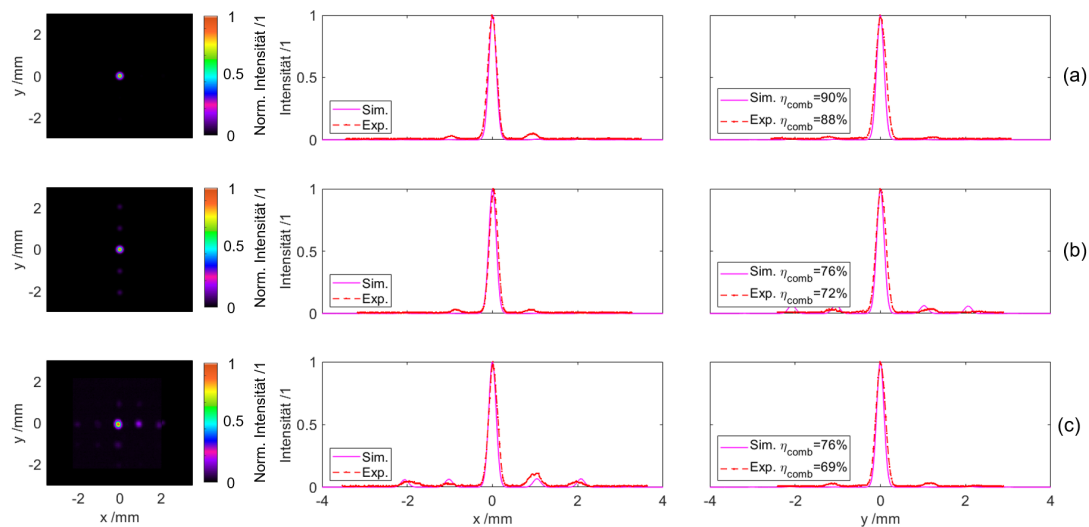


Abbildung 5.13.: Experimentelle Ergebnisse für die Strahlkombination mit einem MLA. (a) Kameraaufnahme. (b) Horizontaler Schnitt, der die Simulation mit dem Experiment vergleicht. (c) Vertikaler Schnitt, der die Simulation mit dem Experiment vergleicht.

Verhalten der gemischten Apertur auf Kanalausfälle

In einem CBC-System führt ein Kanalausfall zu einer Verringerung der Kombinationseffizienz und ist in Kapitel 4.5.1 beschrieben worden. Dieses Verhalten soll auch experimentell geprüft werden. Dazu wird der 2D-Aufbau verwendet und im ersten Schritt ein einzelner Kanal an Position $(-2,2)$ in der Teilungsebene ausgeblendet. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.13 (a) inklusive der dazugehörigen Simulation. Hierbei stimmen Simulation und Experiment gut überein, zudem hat der einzelne Kanalausfall kaum einen Einfluss auf die Kombinationseffizienz mit 88% , verglichen mit dem 2D-Aufbau, bei dem ohne Kanalausfall eine Kombinationseffizienz von 91% erreicht wird. Für die Bestimmung der Kombinationseffizienz wird Gl. (4.21) verwendet, d.h., dass der Leistungsverlust des Kanals nicht mit in die Berechnung eingeht. Im nächsten Schritt werden mehrere Kanäle ausgeblendet. Dafür werden fünf Kanäle, die sich am Rand der Strahlmatrix befinden, in vertikaler und horizontaler Richtung ausgeblendet. Diese Ergebnisse sind in Abb. 5.13 (b) für die vertikale Richtung und in Abb. 5.13 (c) für die horizontale Richtung gezeigt. Wie zu erwarten resultiert der jeweilige Effizienzverlust gerade in die Richtung, die nicht ausgeblendet wird. Aus der Abb. 5.13 geht hervor, dass durch Kanalausfälle die Strahlkombination nur geringfügig beeinflusst wird.

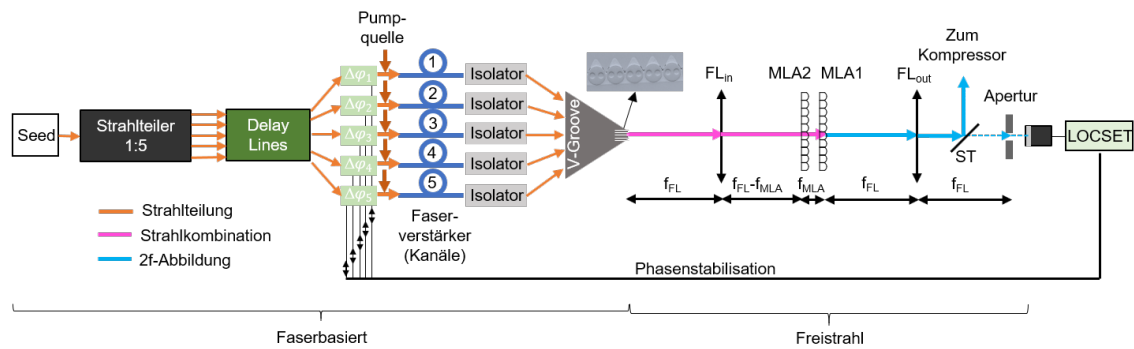


Abbildung 5.14.: Schematischer Aufbau für die Kombination von Faserverstärkern basierend auf der gemischten Apertur.

5.4. Strahlkombination von Faserverstärkern

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird das beschriebene Konzept zur kohärenten Kopplung mit Faserverstärkern aufgebaut. Hierzu wird eine detaillierte Beschreibung des Systems gegeben, die Leistungsparameter werden vorgestellt und die technischen Grenzen sowie das weitere Potential für die Leistungsskalierung werden diskutiert.

Der schematische Aufbau ist in Abb. 5.14 gezeigt. Für diesen CBC-Aufbau wird ein femtosekunden modengekoppelter Faseroszillator mit mehreren Vorverstärkerstufen verwendet, der Pulse mit einer Repetitionsrate von 50 MHz emittiert. Eine schematische Darstellung des Seedaufbaus ist in Abb. 5.15 gezeigt. Hierbei werden die erzeugten Pulse des Oszillators mit einem faserbasierten Bragg-Gitter auf 0,5 ns gestreckt. Anschließend folgen zwei Vorverstärkerstufen mit Isolator. Nach diesem befindet sich ein fasergekoppelter AOM, mit dem die Repetitionsrate auf ganzzahlige Vielfache von 50 MHz eingestellt werden kann. Für dieses Experiment wird eine Repetitionsrate von 25 MHz gewählt, um die auftretenden nichtlinearen Effekte auf der insgesamt 15 m langen Faserstrecke gering zu halten. Am Ende dieser Verstärkerkette liefert der Seed eine Bandbreite von $\sim 7,5$ nm bei einer zentralen Wellenlänge von 1032 nm. Das Spektrum nach den Vorverstärkerstufen ist in Abb. 5.16 gezeigt.

Der Seed wird über einen faserbasierten 1 : 5 Strahlteiler in fünf Kanäle aufgeteilt. Anschließend folgt für jeden Kanal eine faserbasierte variable Verzögerungsstrecke, mit der die Weglängendifferenz im mm-Bereich angepasst werden kann, um eine grobe Anpassung der Weglängendifferenz der Einzelkanäle zu ermöglichen. Nach dieser Anpassung folgen, mit Ausnahme eines Referenzkanals, die Phasenschieber, mit denen die aktive Stabilisierung durchgeführt wird. Diese Phasenelemente bestehen aus einem Piezoelement, umwickelt mit einer Faser, und können im einstelligen kHz Bereich angesteuert werden.

Nach den Phasenschiebern folgen fünf Hauptverstärker, bestehend aus einer $(2,00 \pm 0,01)$ m

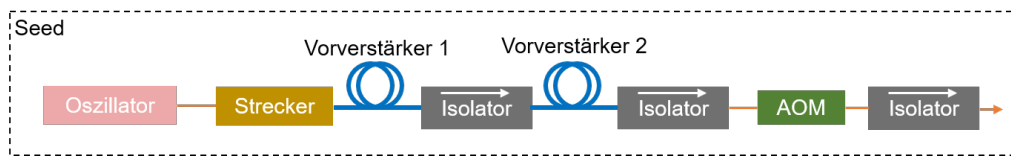


Abbildung 5.15.: Schematischer Aufbau des Seeds. In blau sind die aktiven Fasern und in orange die passiven Fasern dargestellt.

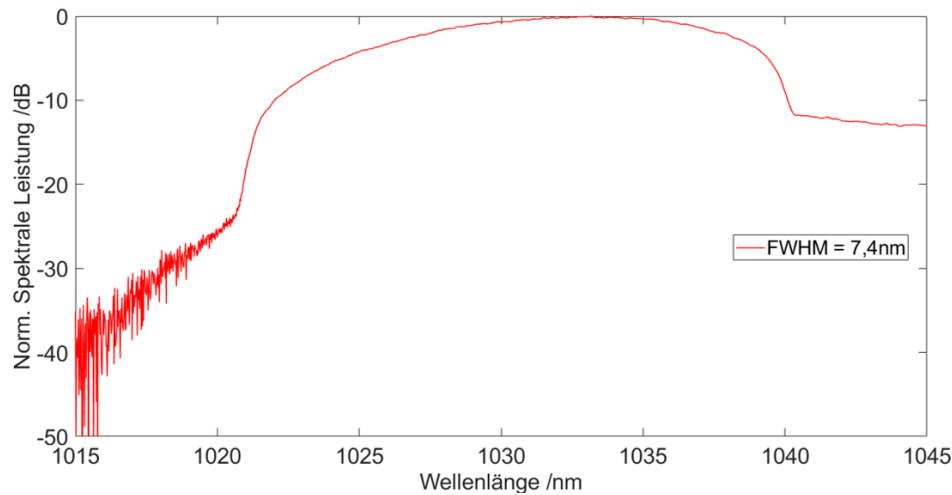


Abbildung 5.16.: Seedspektrum bei 25 MHz.

polarisationserhaltenden Ytterbium-dotierten Stufenindexfaser (siehe Kapitel 2.3.1) mit einem MFD von $10,5 \mu\text{m}$, die einen Manteldurchmesser von $125 \mu\text{m}$ (0,08 Numerische Apertur) besitzt. Für jeden Hauptverstärker resultiert eine Seedleistung von $\sim 30 \text{ mW}$ und diese werden in Richtung Signal gepumpt. Die maximale Pumpleistung beträgt 20 W , geliefert von fasergekoppelten wellenlängenstabilisierten Dioden auf 976 nm . Vor der eigentlichen Kombination wird jeder Hauptverstärker bis zu einer mittleren Laserleistung von $10 \pm 1 \text{ W}$ getestet und die entsprechenden Ansteuerungsströme notiert, sodass für jeden Kanal eine nahezu identische Ausgangsleistung erreicht wird. Die Abweichung der Leistung von 10% ist auf Schwankungen des Wirkungsgrades der Pumpdioden zurückzuführen. Der resultierende Kombinationsverlust aufgrund einer Fehlanpassung der Leistung ist jedoch in Abb. 4.30 (c) untersucht worden und beträgt bei 10% weniger als 1% .

Nach jedem Hauptverstärker folgt zum Schutz der einzelnen Kanäle ein weiterer Isola-

Festgelegte Parameter						
λ_0	f_{MLA}	a	$f_{\text{FL,out}}$	Δx_{split}	w_{split}	N
1032 nm	46,5 mm	$500 \mu\text{m}$	267 mm	$127 \mu\text{m}$	$5,25 \mu\text{m}$	5
Resultierende Parameter						
	$f_{\text{FL,in}}$	FF	w_{out}	Δx_{comb}	w_{comb}	
	61,16 mm	8,3 %	0,93 mm	0,55 mm	$22,7 \mu\text{m}$	

Tabelle 5.2.: Parameter für die Strahlkombination mittels MLAs, die für die kohärente Kopplung von 5 Faserverstärkern verwendet werden.

tor. Nach diesem werden die Fasern in eine V-förmige Nut, genannt V-Groove, eingelegt und fixiert. In dieser liegen die einzelnen Fasern $127\ \mu\text{m}$ auseinander. Mit dem MFD und dem Abstand der eingelegten Fasern in der V-Groove ist das CBC-System definiert (siehe Kapitel 4.2) und für die Kombination ergeben sich die in Tab. 5.2 aufgeführten Werte. Die eigentliche Kombination erfolgt nach der V-Groove und ist mit den pinken Pfeilen in Abb. 5.14 dargestellt. Für diese werden eine Fourierlinse $f_{\text{FL}_{\text{in}}}$ und ein MLA verwendet. Hierbei wird der einstufige Aufbau gewählt, da aus Kapitel 4.5 hervorgegangen ist, dass der Gewinn für die Kombinationseffizienz für den zweistufigen Aufbau bei einer Anzahl von fünf Kanälen nicht überwiegt im Vergleich zu den Verlusten für die Justage des zweiten MLAs. Zudem ist für die Praxis auch nur diese Konfiguration relevant, da für den Hochleistungsbetrieb das zweite MLA im Fokus des ersten MLAs zerstört werden könnte. Nach der Kombination erfolgt eine 2f-Abbildung (siehe Kapitel 2.4) mit einer Fourierlinse $f_{\text{FL}_{\text{out}}}$, um die unerwünschten Nebenordnungen zu separieren.

Hervorgerufen durch die interferometrische Überlagerung der Einzelkanäle ist der Aufbau anfällig auf Störungen, wie z.B. mechanische Vibrationen, und erfordert eine aktive Stabilisierung. Diese erfolgt mit dem LOCSET Verfahren (siehe Kapitel 3.4). Hierfür werden die Modulationsfrequenzen beginnend bei 3 kHz mit einem 100 Hz Abstand bis 3,4 kHz eingestellt, sodass die Modulationsfrequenzen höher als die typischen Frequenzen der Phasenstörungen jedoch niedriger als die Grenze der Steuerelektronik sind.

Die so hervorgerufenen Intensitätsschwankungen werden mit einer Photodiode detektiert. Hierfür wird über einen Strahlteiler ein minimaler Teil der Leistung zu einer Photodiode geführt. Das so erzeugte Fehlersignal wird für die Stabilisierung des Systems genutzt.

Die restliche Leistung wird zu einem Kompressor (siehe Kapitel 2.2.2) geführt. Für beide Strahlwege wird zusätzlich eine Blende in der Brennebene der Fourierlinse positioniert, sodass nur die erwünschte 0. Beugungsordnung zur Photodiode bzw. zum Kompressor gelangt. Hierfür werden Keramiklochblenden mit einem Außendurchmesser von 12,7 mm und einem Lochdurchmesser von $150\ \mu\text{m}$ eingesetzt.

Mit dem gezeigten Aufbau aus Abb. 5.14 geht hervor, dass das CBC-System bis zu den einzelnen Kanalausgängen faserbasiert ist und ein kompakter und robuster Aufbau realisiert werden kann. Die eigentliche Kombination findet dann im Freistrahl statt und die Kombinationsstrecke beträgt $\sim 120\ \text{mm}$ und kann damit für die Kombination von fünf Kanälen ebenfalls kompakt realisiert werden.

Für eine erste Bewertung der experimentellen Demonstration mit fünf Faserverstärkern auf Basis der gemischten Apertur, werden die Absolutwerte für die entsprechenden Fehlanpassungen (siehe Kapitel 4.5) des gegebenen Systems ermittelt. Die Ergebnisse, bei denen die Kombinationseffizienz η_{comb} um 1% sinkt, sind in Tab. 5.3 aufgeführt. Mit Tab. 5.3 wird das CBC-System angepasst, sodass eine möglichst hohe Kombinationseffizienz erreicht wird. Hierbei werden alle Abstände mit einem Präzisions-Stahlmaßstab eingestellt. Zuletzt

Strahl- und Pulsparameter					
$\Delta x_{\text{split}}/\mu\text{m}$	$w_{\text{split}}/\mu\text{m}$	$\Delta z/\text{mm}$	α/mrad	$P_{\text{split}_m}/P_{\text{split}}/\text{W}$	$\Delta\text{OPD}/\lambda_0$
(127 ± 1)	$(5, 25 \pm 4, 2)$	(0 ± 33)	$(0 \pm 1, 2)$	$(1, 5 \pm 0, 2)$	$(0 \pm 12\lambda)$
Optische Elemente					
f_{MLA}/mm	$a/\mu\text{m}$	$\alpha_{\text{MLA}}/\text{mrad}$	f_{FL}/mm	$\Delta s_{\text{Ch}}/\text{mm}$	$\Delta s_{\text{MLA}}/\text{mm}$
$(48, 5 \pm 6, 1)$	(500 ± 5)	(0 ± 12)	$(61, 16 \pm 0, 5)$	$(61, 1 \pm 1, 1)$	$(12, 6 \pm 8, 2)$

Tabelle 5.3.: Fehlanpassungen der Strahl- und Pulsparameter und der verwendeten optischen Elemente für einen Verlust der Kombinationseffizienz von jeweils 1%. Es sind die Werte des Experiments mit fünf Faserverstärkern (siehe Tab. 5.2) verwendet worden.

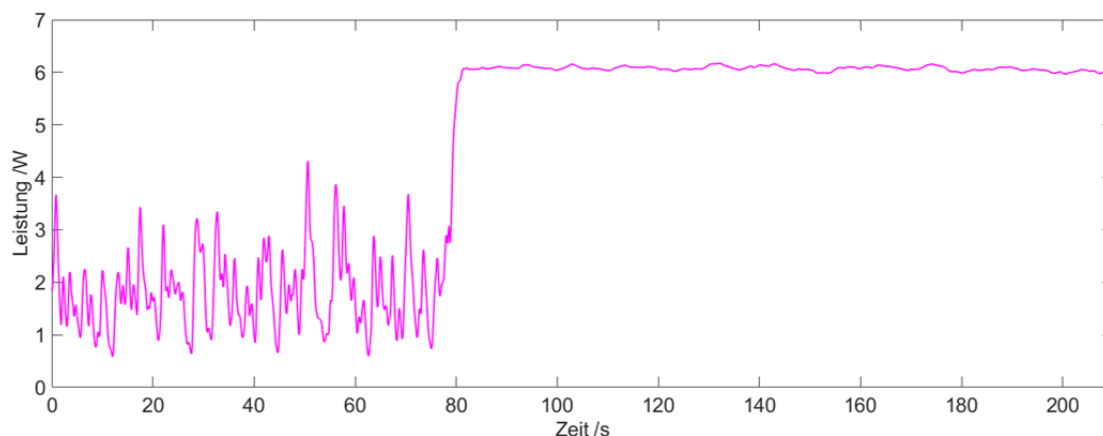


Abbildung 5.17.: Leistung über der Zeit mit ausgeschalteter und eingeschalteter Regelung bei einer mittleren Laserleistung von 6 W.

wird der Abstand s_{Ch} eingestellt, sodass eine maximale Kombinationseffizienz resultiert, da hier schon eine geringe Abweichung zu einem Verlust für die Kombinationseffizienz führt (siehe Kapitel 4.5.3).

Nach erfolgter Justage des CBC-Systems wird die Ausgangsleistung des kombinierten Strahls gemessen, hierfür wird die Leistung mit aus- und eingeschalteter Stabilisierung aufgenommen und ist in Abb. 5.17 gezeigt. Hierbei sind die Phasenstörungen durch die Fluktuation erkennbar, die jedoch mit eingeschalteter aktiver Stabilisierung verschwinden, sodass die Leistung für die 0. Beugungsordnung maximal wird und eine mittlere Laserleistung von 6 W gemessen wird. In jedem Kanal wird dafür die Leistung auf $\sim 1,5$ W eingestellt. Damit ergibt sich eine Verstärkung für jeden Kanal von 17 dB und ein B-Integral von $\sim 5,5$ rad. In Abb. 5.18 sind die experimentellen Ergebnisse für die Strahlkombination mit aktiver Stabilisierung bei einer erreichten mittleren Laserleistung von 6 W (vor dem Kompressor) gezeigt. Hierfür ist ein Kamerabild des kombinierten Strahls und des horizontalen Schnitts für die Ermittlung der Kombinationseffizienz gezeigt. Aus dieser Graphik geht hervor, dass eine Kombinationseffizienz von 83,2% erreicht wird. Die theoretische Effizienz liegt hier bei 86,0% und ist damit geringer als für die gezeigten Simulationen in Abb. 4.28 (a). Der Grund hierfür sind Fehlanpassungen des CBC-Systems. Hierzu zählt

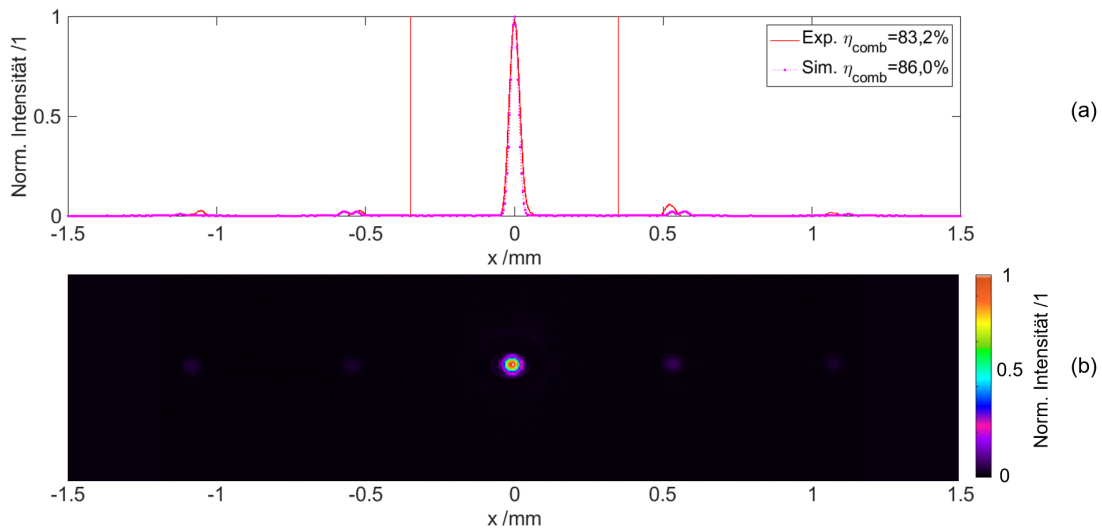


Abbildung 5.18.: Experimentelle Ergebnisse und [Video 6*](#) für die Strahlkombination verglichen mit der Simulation bei 6 W mittlerer Laserleistung für den kombinierten Spot. (a) Horizontaler-Schnitt des Intensitätsprofils in der Kombinationsebene für die Simulation und das durchgeführte Experiment. (b) Experimentelles Ergebnis des Strahlprofils in der Kombinationsebene.

*Video 6: https://figshare.com/articles/media/Coherent_beam_Combining_with_MLAs/13102079

unter anderem der Abstand $\Delta x_{\text{split}} = 127 \mu\text{m}$ mit dem eine Brennweite von 60,16 mm notwendig wird. Für die Versuche liegt jedoch nur eine Brennweite von 61,06 mm vor, mit der ein $\Delta x_{\text{split}} = 126 \mu\text{m}$ resultiert und aus Tab. 5.3 folgt, dass ein Verlust von 1 % für die Kombinationseffizienz zu erwarten ist.

Des Weiteren ist der hier gezeigte CBC-Aufbau gegenüber Störungen, wie z.B. Schritte oder Geräusche sehr empfindlich, sodass davon abgesehen wird, die Leistung weiter zu erhöhen. Durch diese Störungen kann es zu einer vollen Leistungsablenkung in einer der anderen Beugungsordnungen als die 0. Beugungsordnung kommen. Aufgrund des geringen Füllfaktors mit 8,3 % ist eine kleine Brennweite der Fourierlinse mit 276 mm gewählt worden, damit der Bereich, in dem sich die resultierenden Beugungsordnungen befinden, mit $D_{\text{FF}} = 2,8 \text{ mm}$ (siehe Gl. (4.3)) nicht zu groß wird. Hierdurch resultiert jedoch ein kleiner Strahlradius für die erzeugten Beugungsordnungen mit $w_{\text{comb}} = 51 \mu\text{m}$, sodass eine Zerstörung der Keramikblende möglich ist. Hiermit wird jedoch sichergestellt, dass die verwendeten optischen Elemente ausreichend groß sind.

Nach der Leistungsmessung erfolgt die Messung der Strahlqualität für den kombinierten Strahl nach dem Kompressor, die sich als nahezu beugungsbegrenzt mit einem maximalen M^2 -Wert von 1,1, wie aus der ISO-konformen Messung in Abb. 5.19 ersichtlich wird, ergibt. Das eingefügte Bild zeigt das entsprechende Strahlprofil eines nahezu beugungsbegrenzten Gauß-Strahls.

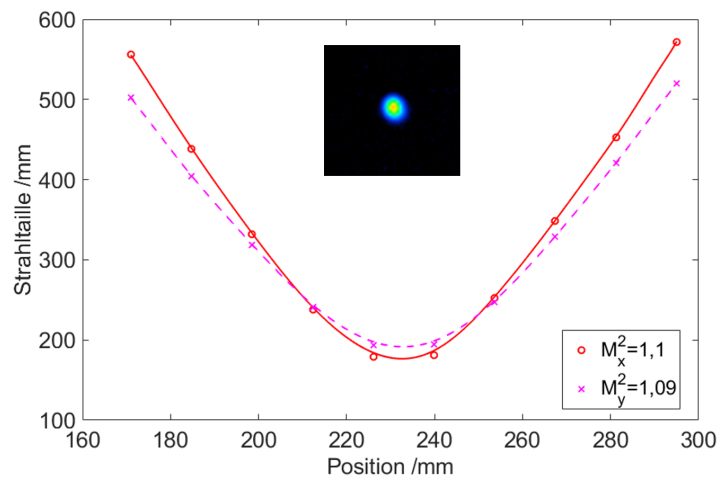


Abbildung 5.19.: M^2 -Messung des kombinierten Strahls nach dem Kompressor gemäß ISO 11146 mit einem Bild des Strahlprofils in der Ebene der Strahlteile.

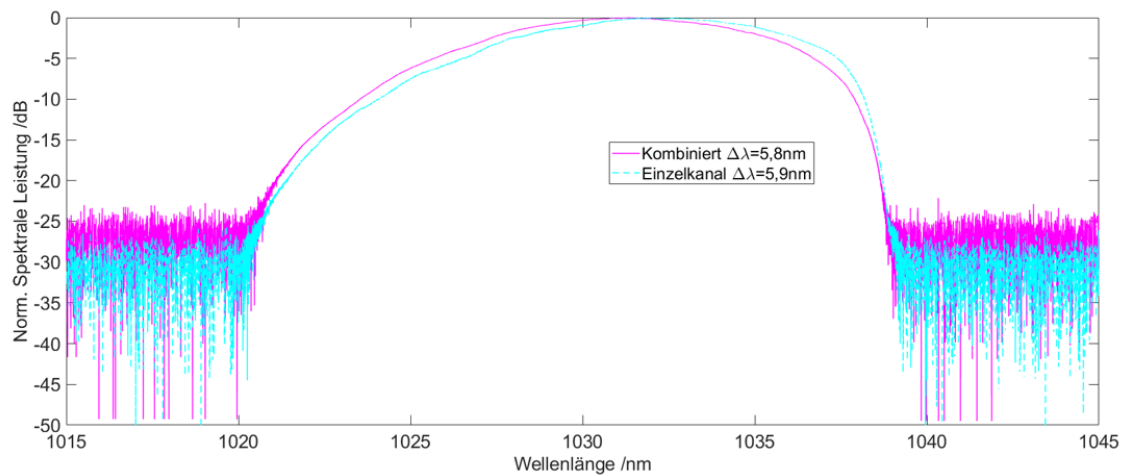


Abbildung 5.20.: Spektrum für kombinierten Strahl bei 6 W und Spektrum für einen Einzelkanal bei 1,5 W (Repetitionsrate: 25 MHz).

Die optischen Spektren des kombinierten Strahls und eines Einzelkanals sind in Abb. 5.20 gezeigt. Hier ist zu erkennen, dass sich das Spektrum des Einzel- und des kombinierten Kanals ähneln, sodass folgt, dass die auftretenden SPM-Amplituden in den einzelnen Kanälen ähnlich sind und hierdurch kein Verlust für die Kombinationseffizienz (siehe Abb. 4.32) zu erwarten ist. Der kombinierte Strahl wird anschließend mit einem Gitter-Kompressor komprimiert. Die Effizienz des verwendeten Kompressors beträgt 80 %, sodass sich nach dem Kompressor eine mittlere Laserleistung von 4,8 W ergibt. Die Pulsdauer wird mittels nicht-kollinearer Intensitätsautokorrelation charakterisiert, die in Abb. 5.21 dargestellt ist. Für den kombinierten Strahl wird eine Autokorrelationsfunktion (ACF) von 709 fs gemessen, für die eine sech^2 -Pulsform angenommen wird. Damit ergibt sich ein Umrechnungsfaktor von 0,65 und eine Pulsdauer von 460 fs wird ermittelt. Die gemessene Pulsdauer weicht jedoch von der Pulsdauer des transformlimitierten Pulses mit 290 fs, die aus Abb. 5.20 (pink)

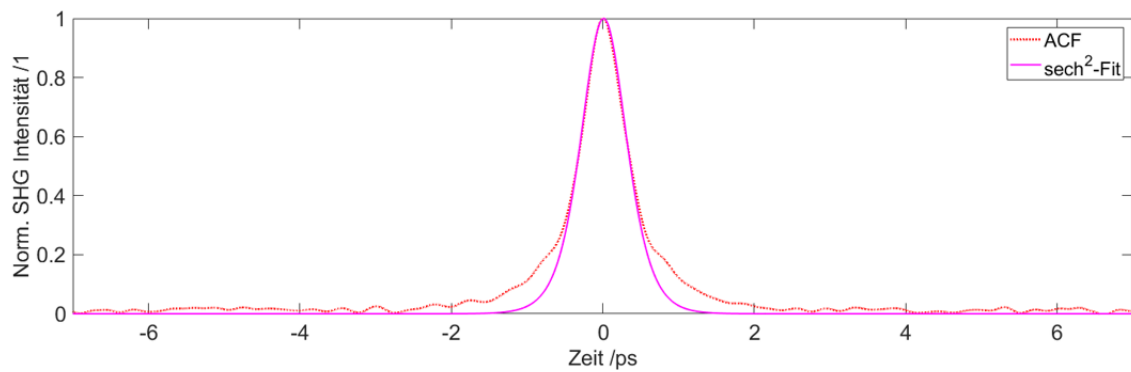


Abbildung 5.21.: Gemessene Pulsdauer für eine nicht-kollineare Intensitäts-Autokorrelation mit sech^2 -Fit.

ermittelt worden ist, ab. Ein Grund hierfür können nichtlineare Effekte wie z.B. SPM sein, die bei dem gegebenen B-Integral mit $\sim 5,5$ rad wahrscheinlich werden. Hierdurch resultieren für die spektrale Phase höhere Ordnungsterme (siehe Kapitel 2.2), die nicht mit dem Kompressor kompensiert werden können.

Als nächstes wird die Stabilität des CBC-Systems untersucht. Hierfür wird eine Leistungsstabilitätsmessung [143, 144] durchgeführt und ist in Abb. 5.22 gezeigt. Mit einer verstärkten Photodiode, einem 10 kHz-Tiefpassfilter und einem Oszilloskop in DC 50 Ω -Terminierung werden mehrere Zeitreihen der Ausgangsintensität für verschiedene Situationen aufgenommen. Die Fourier-Analyse liefert die Leistungsspektraldichte (PSD, siehe Abb. 5.22 (a)), die nach Integration das relative Intensitätsrauschen (RIN, siehe Abb. 5.22 (b)) ergibt. Das RIN eines einzelnen Kanals mit 0,9% und des kombinierten Strahls bei voller Leistung mit 1,8% ist im Frequenzbereich von 1 Hz bis 10 kHz sehr gering. Das Rauschen des kombinierten Strahls hat zwei fast gleich große Beiträge. Zum einen die LOCSET-Modulationsfrequenzen zwischen 3 kHz und 3,4 kHz und deren Oberwellen und zum anderen einen breiten niederfrequenten Beitrag unterhalb von 1 kHz. Der Beitrag der Modulationsfrequenzen kann nicht verhindert werden, jedoch wäre eine Reduzierung durch die Wahl höherer Modulationsfrequenzen und damit eine Reduzierung der Modulationsamplituden möglich. Die hier verwendeten Phasenschieber haben ihre Resonanzfrequenz bei ~ 7 kHz, sodass ein Mittelweg gewählt worden ist.

Außerdem geht aus der Abb. 5.22 hervor, dass die Frequenzen mit dem größten Verlust unterhalb von lediglich 10 Hz liegen. Aus diesem Grund ist für die Frequenzbandbreite zwischen den Modulationsfrequenzen 100 Hz gewählt worden. Zusammenfassend zeigt die Leistungsstabilitätsmessung, dass die meisten Verluste durch die aktive Stabilisierung selbst bzw. den Modulationsfrequenzen hervorgerufen werden. Abhilfe kann mit Phasenschiebern, die in einem höheren Frequenzbereich arbeiten und damit eine geringere Amplitude für die Modulationsfrequenzen benötigen, geschaffen werden.

In diesem Kapitel ist ein ultraschnelles Lasersystem basierend auf der kohärenten Kopp-

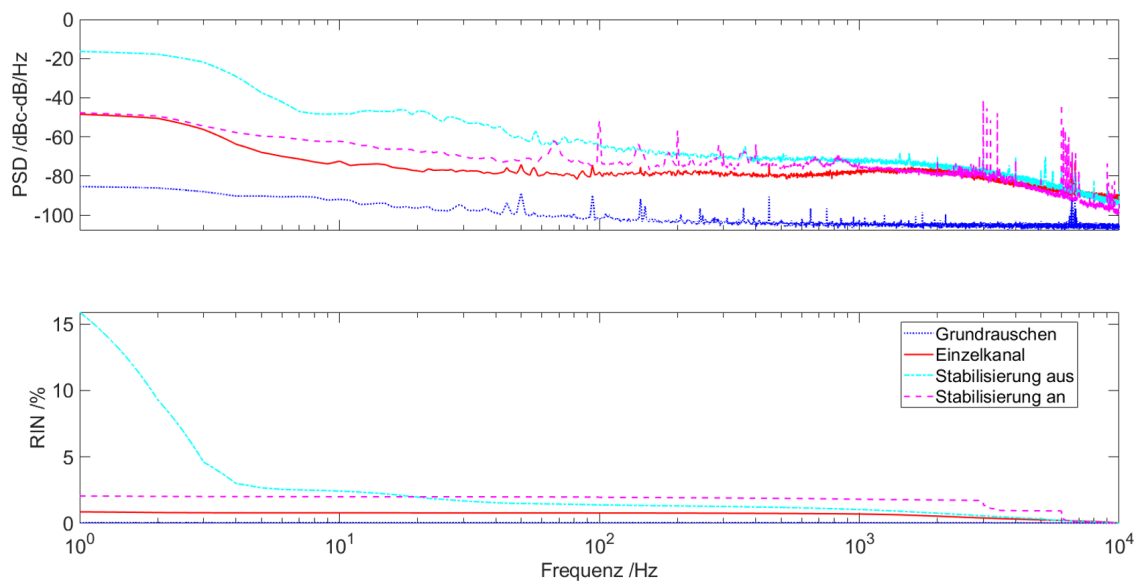


Abbildung 5.22.: Leistungsstabilität für den kombinierten Strahl und Einzelkanal. (a) Spektrale Leistungsdichte und (b) integrierte spektrale Leistungsdichte.

lung mit dem Ansatz der gemischten Apertur für fünf Ytterbium-dotierten Stufenindex-Faserverstärker realisiert worden.

Mit dem System ist eine mittlere Laserleistung von 6 W bei einer hohen Kombinationseffizienz von 83,2 % mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 \leq 1,1$ und ultrakurzen Pulsen von 460 fs Dauer erreicht worden.

Hiermit ist die Machbarkeit von Strahlkombinationssystemen basierend auf der gemischten Apertur demonstriert worden. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit stellt dies das erste CBC-System dar, bei dem ein MLA als Kombinationselement für fünf Kanäle eingesetzt wird. Mit diesem System ist eine Kombinationseffizienz von $> 80\%$ erreicht worden. Zudem konnte in Kapitel 5.2 gezeigt werden, dass sich ein solches System für eine hochdynamische Strahlableitung eignet. Es folgt, dass eine potentielle Skalierung der Kanäle und eine Strahlableitung im GHz-Bereich mit dem gezeigten System bei gleichzeitiger Erreichung hoher Kombinationseffizienzen realisierbar ist.

Jedoch sind weitere Stabilisierungsmaßnahmen notwendig, um eine ungewollte Strahlableitung in andere Beugungsordnungen zu vermeiden. Eine Lösung hierfür stellen zusätzliche Stabilisierungsmaßnahmen dar, die bereits für CBC-Systeme etabliert sind, wie die Stabilisierung der Gruppengeschwindigkeit [145] und die Strahlagestabilisierung [146].

Ein weiterer Punkt ist die hohe eingestellte Repetitionsrate mit 25 MHz des CBC-Systems, um die Nichtlinearitäten gering zu halten. Hier wäre der Einsatz von Hohlkernfasern denkbar, sodass auch niedrigere Repetitionsraten eingestellt werden können. Erste Versuche hierzu sind bereits für einen faserbasierten Phasenschieber gemacht worden. Dabei wird eine Hohlkernfaser um einen Piezo gewickelt. Es hat sich gezeigt, dass sich ein linearer Zusammenhang zwischen der eingestellten Spannung und der Weglängenänderung ergibt.

Ebenfalls konnte das System nur bis zu einer mittleren Laserleistung von 6 W betrieben werden, da sonst eine Zerstörung der Keramikblende möglich war. Abhilfe können hier Fasern bieten, die einen größeren MFD aufweisen. Jedoch auch die Kollimation mit runden MLA (siehe Kapitel 4.1) stellt eine Möglichkeit dar, den Füllfaktor zu erhöhen, sodass sich der Abstand D_{FF} verringert.

Das hier gezeigte CBC-System könnte mit der in Kapitel 4.3 beschriebenen Strahlformung und -ablenkung für die Materialbearbeitung, bei der der kombinierte Strahl hochdynamisch abgelenkt wird, genutzt werden. Zudem können für eine weitere Skalierung des gezeigten CBC-Systems auch Multikernfasern verwendet werden. Diese wurden bereits für CBC-Systeme mit dem Ansatz der gefächerten Apertur [60] und der gefüllten Apertur [71] gezeigt. Mit dem Ansatz der gemischten Apertur wäre hier ein sehr kompakter Aufbau bei gleichzeitiger Erreichung einer hohen Kombinationseffizienz möglich.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit ist ein neues Konzept zur Leistungsskalierung von ultrakurzen Pulsen eingeführt und charakterisiert worden. Das vorgestellte Konzept stellt dabei eine Mischung aus den beiden bekannten Kombinationsgeometrien, der gefüllten Apertur und der gefächerten Apertur, dar und wird aus diesem Grund als gemischte Apertur bezeichnet. Der Aufbau und die Strahlprofile dieser Kombinationsgeometrien sind in Abb. 6.1 gezeigt. Die bekannten Kombinationsgeometrien bieten unterschiedliche Vorteile, sodass mit dem Ansatz der gefüllten Apertur sehr hohe Kombinationseffizienzen $> 90\%$ erreicht werden und der Ansatz der gefächerten Apertur eine einfache Kombination von einer großen Kanalanzahl > 100 ermöglicht. Zudem ermöglicht die gefächerte Apertur, über die Einstellung der Phasen in den Einzelkanälen eine Strahlformung und -ablenkung [125, 126]. Für das neue Konzept der kohärenten Kopplung wurde gezeigt, dass sich mit dieser neuen Kombinationsgeometrie die beschriebenen Vorteile der bekannten Kombinationsgeometrien vereinen lassen. Dafür wurde eine effiziente Kombinationsgeometrie, die gemischte Apertur, von ul-

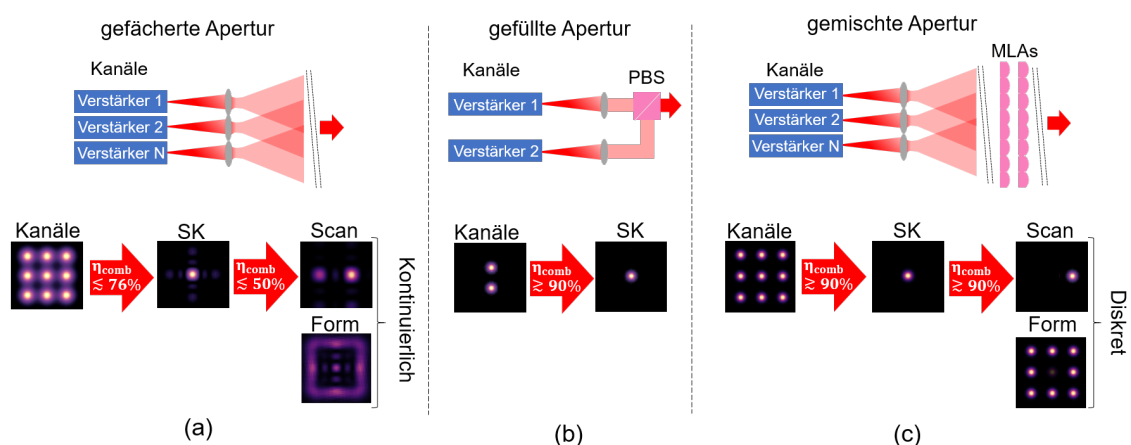


Abbildung 6.1.: Zusammenfassung der verschiedenen Kombinationsgeometrien für einen CBC-Aufbau. (a) Gefächerte Apertur, (b) gefüllte Apertur, (c) gemischte Apertur mit dem schematischen Aufbau (oben) und den resultierenden Strahlprofilen (unten). Hier sind die Eingangskanäle gezeigt, die kombiniert werden (SK). Die roten Pfeile stellen die resultierende Kombinationseffizienz dar. Ebenfalls ist die Strahlformung und -ablenkung für die gefächerte und die gemischte Apertur gezeigt.

trakurzen Pulsen mit einem zentralen Kombinationselement vorgestellt, die auf bekannter Technologie zur Strahlkombination und Strahlhomogenisierung aufbaut.

Hierfür werden die einzelnen Kanäle im Nahfeld nebeneinander angeordnet und im Fernfeld wird ein zentrales Kombinationselement platziert. Dieses kann mindestens ein wohldefiniertes Mikrolinsenarray (MLA) sein. Es ergibt sich ein Aufbau, der die Geometrie der gefächerten Apertur aufweist und dennoch ein Kombinationselement besitzt. Aus diesem Grund stellt diese Methode eine Mischung aus den beiden bekannten Kombinationsgeometrien dar, sodass der Begriff der gemischten Apertur für diesen neuen Ansatz eingeführt wird. Mit dieser neuen Kombinationsgeometrie konnte in einem ersten Grundsatzbeweis eine Kombinationseffizienz $> 90\%$, auch mit geringem Füllfaktor ($< 10\%$), erreicht werden. Dies ist nach bestem Wissen das erste Mal, dass wohldefinierte MLAs als Kombinationselement eingesetzt worden sind. Wohldefiniert bedeutet in dem Fall, dass für das MLA die folgende Bedingung gelten muss

$$N = \frac{a^2}{f_{\text{MLA}} \cdot \lambda}, \quad (N = 1, 2, \dots), \quad (6.1)$$

in der N die Kanalanzahl, a der Pitch, λ die Wellenlänge und f_{MLA} die Brennweite des MLAs darstellt. Toleranzrechnungen hierzu haben gezeigt, dass die erreichte Kombinationseffizienz lediglich um ein Prozent abnimmt, wenn die Bedingung in Gl. (6.1) um $\pm 20\%$ abweicht, sodass sich diese Bedingung auch in der Praxis problemlos umsetzen lässt.

Für die Kombination mit dem Ansatz der gemischten Apertur sind zwei mögliche Konfigurationen vorgestellt worden, die auf einem und zwei MLAs beruhen. Mit zwei MLAs konnte gezeigt werden, dass auch mit einer geringen Kanalanzahl ($N < 10$) schon Kombinationseffizienzen $> 90\%$ erreicht werden. Jedoch steht bei der Konfiguration mit zwei MLAs das zweite MLA im Fokus des ersten, sodass eine Zerstörung des zweiten MLAs gerade für den Hochleistungsbetrieb wahrscheinlich wird. Zudem konnten in Simulationen gezeigt werden, dass der Aufbau mit zwei MLAs sehr empfindlich auf Dejustage ist. Es folgt, dass die Verwendung von zwei MLAs nur sinnvoll ist, wenn eine geringe Kanalanzahl ($N \leq 5$) kombiniert wird, da ansonsten die Einflüsse einer fehlerhaften Ausrichtung größer sind als der erzielte Gewinn für die Kombinationseffizienz. Bereits ab einer Kanalanzahl von $N \approx 10$ wird mit einem MLA ebenfalls eine Kombinationseffizienz von $> 90\%$ erreicht. Neben der Auslegung eines CBC-Systems mit dem Ansatz der gemischten Apertur sind auch mögliche Fehlanpassungen auf das neuartige Kombinationssystem untersucht worden. Hierbei hat sich herausgestellt, dass die notwendigen Toleranzen für eine Kombinationseffizienz $> 90\%$ keine Limitierung in Bezug auf die Fertigung der verwendeten optischen Elemente darstellt. Ebenfalls bleibt die Strahlqualität auch für eine hohe spektrale Bandbreite ($\Delta\lambda \approx 100 \text{ nm}$) nahezu erhalten, sodass sich der Ansatz der gemischten Apertur für die Kombination ultrakurzer Pulse eignet.

Schließlich wurden fünf Faserverstärker mit dem Ansatz der gemischten Apertur kombiniert. Hierfür sind die Rohstrahlen der einzelnen Verstärker mit einer Linse ins Fernfeld abgebildet und anschließend mit einem MLA kombiniert worden. Mit diesem Aufbau ist eine Kombinationseffizienz von 83,2 % (Simulation: 86 %) und eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität, d.h. $M^2 \leq 1,1$ erreicht worden. Der Grund für die geringere Kombinationseffizienz ist die Verwendung von nur einem MLA als Kombinationselement.

Neben dem Aspekt der Leistungsskalierung für ultrakurze Pulse auf Basis der kohärenten Kopplung ist auch untersucht worden, ob das vorgestellte Konzept als optisches Phasenarray (OPA) genutzt werden kann. Hierfür wurden die Phasen hergeleitet, mit denen eine diskrete Ablenkung des kombinierten Strahls resultiert. Dies ist mit einem Grundsatzbeweis untersucht worden, bei dem der kombinierte Strahl mit einer nahezu gleich hohen Kombinationseffizienz in eine andere Beugungsordnung abgelenkt werden konnte (siehe Abb. 6.1 (c)). Ebenfalls ist hiermit auch eine diskrete Strahlformung möglich, sodass z.B. eine vertikale Linie bestehend aus mehreren Strahlen resultiert (siehe Abb. 6.1 (c)).

Mit dem gezeigten Aufbau könnten in Zukunft die bereits erreichten Ergebnisse der gefächerten Apertur einfach realisierbar gesteigert werden, in dem ein entsprechendes definiertes MLA in den Strahlengang positioniert wird. Hiermit können die bisher erreichten Kombinationseffizienzen von $\sim 50\%$ auf $\sim 90\%$ erhöht werden. Neben diesem Aspekt ist auch eine weitere Skalierung des gezeigten CBC-Systems basierend auf Multikernfasern denkbar. Diese sind bereits für CBC-Systeme mit dem Ansatz der gefächerten Apertur [60] und der gefüllten Apertur [71] gezeigt worden. Mit Hilfe dieser Ansätze, kombiniert mit dem Ansatz der gemischten Apertur, kann die Realisierbarkeit des Laser-Teilchenbeschleuniger, bei dem bis zu 10.000 Fasern kombiniert werden sollen [15], weiter voran gebracht werden. Das vorgestellte Konzept wurde für niedrige mittlere Laserleistungen gezeigt, kann jedoch für höhere mittlere Laserleistungen skaliert werden. Dies kann durch den Einsatz von weiteren Stabilisierungsmethoden erreicht werden, sodass das System unempfindlicher auf Störungen reagiert. Zudem sind nur geringe Ablenkgeschwindigkeiten für die diskrete Strahlableitung bzw. -formung gezeigt worden. Dennoch besitzt das gezeigte Konzept das Potenzial für eine weitere Skalierung der diskreten Ablenkgeschwindigkeit, indem statt des verwendeten SLM ein EOM in jeden Kanal integriert wird [121]. Aufgrund der Einstellung der Phasen vor den Hauptverstärkern kann so eine einzigartige, neuartige Lichtquelle mit direkter Strahlformung und -ablenkung im GHz-Bereich für den Hochleistungsbereich realisiert werden. Es folgt, dass mit dem vorgestellten Konzept Ablenkgeschwindigkeiten im Bereich von $\sim 10^9$ rad/s möglich und damit deutlich schneller als die Standardablenksysteme mit 100 rad/s [121] sind. Hiermit bietet das vorgestellte Konzept eine Möglichkeit die wachsenden mittleren Laserleistungen auf die Werkstücke umzusetzen. Damit ist es für die optische Schaltung und Materialbearbeitung von hoher Relevanz.

Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, 1960.
- [2] J. Ion, *Laser processing of engineering materials: principles, procedure and industrial application*. Elsevier, 2005.
- [3] D. Flamm, D. Grossmann, M. Kaiser, J. Kleiner, M. Kumkar, K. Bergner, and S. Nolte, “Tuning the energy deposition of ultrashort pulses inside transparent materials for laser cutting applications,” *Proc. LiM*, vol. 253, 2015.
- [4] D. Flamm, D. G. Grossmann, M. Jenne, F. Zimmermann, J. Kleiner, M. Kaiser, J. Hellstern, C. Tillkorn, and M. Kumkar, “Beam shaping for ultrafast materials processing,” in *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXI*, vol. 10904, p. 109041G, International Society for Optics and Photonics, 2019.
- [5] D. H. Sutter, T. Dietz, D. Bauer, R. Scelle, A. Budnicki, A. Killi, M. Jenne, J. Kleiner, D. Flamm, M. Sailer, *et al.*, “High Power and High Energy Ultrafast Disk Lasers for Industrial Applications,” in *CLEO: Science and Innovations*, pp. JM3E–2, Optical Society of America, 2019.
- [6] H. Lubatschowski, A. Heisterkamp, F. Will, A. I. Singh, J. Serbin, A. Ostendorf, O. Kermani, R. Heermann, H. Welling, and W. Ertmer, “Medical applications for ultrafast laser pulses,” *Riken Review*, pp. 113–118, 2003.
- [7] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower, “Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers,” *Applied Physics*, vol. 58, no. 5, pp. 365–372, 1994.
- [8] C. J. Koester and E. Snitzer, “Amplification in a fiber laser,” *Applied Optics*, vol. 3, no. 10, pp. 1182–1186, 1964.
- [9] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Optics Communications*, vol. 56, no. 3, pp. 219–221, 1985.
- [10] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High-power fibre lasers,” *Nature Photonics*, vol. 7, no. 11, pp. 861–867, 2013.

- [11] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 19, no. 14, pp. 13218–13224, 2011.
- [12] A. V. Smith and J. J. Smith, “Mode instability in high power fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 19, no. 11, pp. 10180–10192, 2011.
- [13] A. Klenke, S. Breilkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert, and A. Tünnermann, “530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system,” *Optics Letters*, vol. 38, no. 13, pp. 2283–2285, 2013.
- [14] S. J. Augst, T. Fan, and A. Sanchez, “Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers,” *Optics Letters*, vol. 29, no. 5, pp. 474–476, 2004.
- [15] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima, and J. Limpert, “The future is fibre accelerators,” *Nature Photonics*, vol. 7, no. 4, pp. 258–261, 2013.
- [16] M. Hanna, F. Guichard, Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, F. Druon, and P. Georges, “Coherent combination of ultrafast fiber amplifiers,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 49, no. 6, p. 062004, 2016.
- [17] M. Müller, C. Aleshire, A. Klenke, E. Haddad, F. Légaré, A. Tünnermann, and J. Limpert, “10.4 kW coherently combined ultrafast fiber laser,” *Optics Letters*, vol. 45, no. 11, pp. 3083–3086, 2020.
- [18] H. Stark, J. Buldt, M. Müller, A. Klenke, A. Tünnermann, and J. Limpert, “23 mJ high-power fiber CPA system using electro-optically controlled divided-pulse amplification,” *Optics Letters*, vol. 44, no. 22, pp. 5529–5532, 2019.
- [19] H. Chang, Q. Chang, J. Xi, T. Hou, R. Su, P. Ma, J. Wu, C. Li, M. Jiang, Y. Ma, *et al.*, “First experimental demonstration of coherent beam combining of more than 100 beams,” *Photonics Research*, vol. 8, no. 12, pp. 1943–1948, 2020.
- [20] C. Tillkorn, A. Heimes, D. Flamm, S. Dorer, T. Beck, J. Hellstern, F. Marschall, and C. Lingel, “Anamorphic beam shaping for efficient laser homogenization: methods and high power applications,” in *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XX*, vol. 10518, p. 105181I, International Society for Optics and Photonics, 2018.
- [21] Y. Jin, A. Hassan, and Y. Jiang, “Freeform microlens array homogenizer for excimer laser beam shaping,” *Optics Express*, vol. 24, no. 22, pp. 24846–24858, 2016.

- [22] M. Zimmermann, N. Lindlein, R. Voelkel, and K. J. Weible, “Microlens laser beam homogenizer: from theory to application,” in *Laser Beam Shaping VIII*, vol. 6663, p. 666302, International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [23] I. Harder, M. Lano, N. Lindlein, and J. Schwider, “Homogenization and beam shaping with microlens arrays,” in *Photon Management*, vol. 5456, pp. 99–107, International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [24] N. Streibl, U. Nölscher, J. Jahns, and S. Walker, “Array generation with lenslet arrays,” *Applied Optics*, vol. 30, no. 19, pp. 2739–2742, 1991.
- [25] H. J. Eichler and J. Eichler, *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag, 2015.
- [26] S. Backus, C. G. Durfee III, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, “High power ultrafast lasers,” *Review of scientific instruments*, vol. 69, no. 3, pp. 1207–1223, 1998.
- [27] B. E. Saleh and M. C. Teich, *Grundlagen der Photonik*. John Wiley & Sons, 2008.
- [28] G. P. Agrawal, “Nonlinear fiber optics,” in *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, pp. 195–211, Springer, 2000.
- [29] A. E. Siegman, “Lasers university science books,” *Mill Valley, CA*, vol. 37, no. 208, p. 169, 1986.
- [30] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Academic press, 2020.
- [31] E. Nibbering, G. Grillon, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, “Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses,” *JOSA B*, vol. 14, no. 3, pp. 650–660, 1997.
- [32] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*. Springer-Verlag, 2009.
- [33] G. Fibich and A. L. Gaeta, “Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides,” *Optics Letters*, vol. 25, no. 5, pp. 335–337, 2000.
- [34] D. N. Schimpf, T. Eidam, E. Seise, S. Hädrich, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Circular versus linear polarization in laser-amplifiers with Kerr-nonlinearity,” *Optics Express*, vol. 17, no. 21, pp. 18774–18781, 2009.
- [35] M. D. Perry, T. Ditmire, and B. Stuart, “Self-phase modulation in chirped-pulse amplification,” *Optics Letters*, vol. 19, no. 24, pp. 2149–2151, 1994.

- [36] K. Du, N. Wu, J. Xu, J. Giesekeus, P. Loosen, and R. Poprawe, “Partially end-pumped Nd: YAG slab laser with a hybrid resonator,” *Optics Letters*, vol. 23, no. 5, pp. 370–372, 1998.
- [37] C. Gaida, M. Gebhardt, T. Heuermann, F. Stutzki, C. Jauregui, and J. Limpert, “Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kW of average power,” *Optics Letters*, vol. 43, no. 23, pp. 5853–5856, 2018.
- [38] C. Herkommer, P. Krötz, R. Jung, S. Klingebiel, C. Wandt, R. Bessing, P. Walch, T. Produit, K. Michel, D. Bauer, *et al.*, “Ultrafast thin-disk multipass amplifier with 720 mJ operating at kilohertz repetition rate for applications in atmospheric research,” *Optics Express*, vol. 28, no. 20, pp. 30164–30173, 2020.
- [39] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, “Ytterbium-doped fiber amplifiers,” *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 33, no. 7, pp. 1049–1056, 1997.
- [40] A. A. GHATAK, A. Ghatak, K. Thyagarajan, and K. Thyagarajan, *An introduction to fiber optics*. Cambridge university press, 1998.
- [41] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann, “Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation,” *Light: Science & Applications*, vol. 1, no. 4, pp. e8–e8, 2012.
- [42] P. Russell, “Photonic crystal fibers,” *science*, vol. 299, no. 5605, pp. 358–362, 2003.
- [43] R. Paschotta, J. Nilsson, P. Barber, J. Caplen, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, “Lifetime quenching in Yb-doped fibres,” *Optics Communications*, vol. 136, no. 5-6, pp. 375–378, 1997.
- [44] A. Klenke, *Performance Scaling of Laser Amplifiers Via Coherent Combination of Ultrashort Pulses*. Mensch und Buch Verlag, 2016.
- [45] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*, vol. 1. Springer, 2013.
- [46] D. S. Hobbs and B. D. MacLeod, “High laser damage threshold surface relief microstructures for anti-reflection applications,” in *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2007*, vol. 6720, p. 67200L, International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [47] F. Jansen, F. Stutzki, H.-J. Otto, T. Eidam, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Thermally induced waveguide changes in active fibers,” *Optics Express*, vol. 20, no. 4, pp. 3997–4008, 2012.

- [48] H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Temporal dynamics of mode instabilities in high-power fiber lasers and amplifiers,” *Optics Express*, vol. 20, no. 14, pp. 15710–15722, 2012.
- [49] C. Jauregui, T. Eidam, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Temperature-induced index gratings and their impact on mode instabilities in high-power fiber laser systems,” *Optics Express*, vol. 20, no. 1, pp. 440–451, 2012.
- [50] C. Jauregui, T. Eidam, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems,” *Optics Express*, vol. 20, no. 12, pp. 12912–12925, 2012.
- [51] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power,” *Optics Letters*, vol. 35, no. 2, pp. 94–96, 2010.
- [52] K. R. Hansen and J. Lægsgaard, “Impact of gain saturation on the mode instability threshold in high-power fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 22, no. 9, pp. 11267–11278, 2014.
- [53] A. V. Smith and J. J. Smith, “Mode instability thresholds for Tm-doped fiber amplifiers pumped at 790 nm,” *Optics Express*, vol. 24, no. 2, pp. 975–992, 2016.
- [54] P. A. Tipler and G. Mosca, *Physik: für Studierende der Naturwissenschaften und Technik*. Springer-Verlag, 2019.
- [55] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Elsevier, 2013.
- [56] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics*. Roberts and Company Publishers, 2005.
- [57] J. E. Ripper and T. L. Paoli, “Optical coupling of adjacent stripe-geometry junction lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 17, no. 9, pp. 371–373, 1970.
- [58] I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, M. Veinhard, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lalier, E. Durand, A. Brignon, and J.-C. Chanteloup, “Coherent beam combining of 61 femtosecond fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 28, no. 14, pp. 20152–20161, 2020.
- [59] J. Le Dortz, A. Heilmann, M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, C. S. Boisson, J.-C. Chanteloup, *et al.*, “Highly scalable femtosecond coherent beam combining demonstrated with 19 fibers,” *Optics Letters*, vol. 42, no. 10, pp. 1887–1890, 2017.

- [60] L. P. Ramirez, M. Hanna, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, M. Bouazaoui, D. Labat, K. Delplace, J. Pouysegur, F. Guichard, P. Rigaud, *et al.*, “Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 23, no. 5, pp. 5406–5416, 2015.
- [61] A. Heilmann, J. Le Dortz, L. Daniault, I. Fsaifes, S. Bellanger, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, M. Antier, E. Durand, *et al.*, “Coherent beam combining of seven fiber chirped-pulse amplifiers using an interferometric phase measurement,” *Optics Express*, vol. 26, no. 24, pp. 31542–31553, 2018.
- [62] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses,” *Optics Express*, vol. 18, no. 26, pp. 27827–27835, 2010.
- [63] E. Seise, A. Klenke, S. Breilkopf, J. Limpert, and A. Tünnermann, “88 W 0.5 mJ femtosecond laser pulses from two coherently combined fiber amplifiers,” *Optics Letters*, vol. 36, no. 19, pp. 3858–3860, 2011.
- [64] R. Uberna, A. Bratcher, and B. G. Tiemann, “Coherent polarization beam combination,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, no. 8, pp. 1191–1196, 2010.
- [65] E. C. Cheung, J. G. Ho, G. D. Goodno, R. R. Rice, J. Rothenberg, P. Thielen, M. Weber, and M. Wickham, “Diffractive-optics-based beam combination of a phase-locked fiber laser array,” *Optics Letters*, vol. 33, no. 4, pp. 354–356, 2008.
- [66] P. Thielen, J. Ho, D. Burchman, G. Goodno, J. Rothenberg, M. Wickham, A. Flores, C. Lu, B. Pulford, C. Robin, *et al.*, “Two-Dimensional Diffractive Coherent Beam Combining,” in *Advanced Solid-State Photonics*, pp. AM3A–2, Optical Society of America, 2012.
- [67] H. Dammann and K. Görtler, “High-efficiency in-line multiple imaging by means of multiple phase holograms,” *Optics Communications*, vol. 3, no. 5, pp. 312–315, 1971.
- [68] J. Hebling, “Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 28, no. 12, pp. 1759–1763, 1996.
- [69] T. Zhou, T. Sano, and R. Wilcox, “Coherent combination of ultrashort pulse beams using two diffractive optics,” *Optics Letters*, vol. 42, no. 21, pp. 4422–4425, 2017.
- [70] T. Zhou, Q. Du, T. Sano, R. Wilcox, and W. Leemans, “Two-dimensional combination of eight ultrashort pulsed beams using a diffractive optic pair,” *Optics Letters*, vol. 43, no. 14, pp. 3269–3272, 2018.

- [71] A. Klenke, M. Müller, H. Stark, F. Stutzki, C. Hupel, T. Schreiber, A. Tünnermann, and J. Limpert, “Coherently combined 16-channel multicore fiber laser system,” *Optics Letters*, vol. 43, no. 7, pp. 1519–1522, 2018.
- [72] C. Aleshire, A. Steinkopff, C. Jauregui, A. Klenke, A. Tünnermann, and J. Limpert, “Simplified design of optical elements for filled-aperture coherent beam combination,” *Optics Express*, vol. 28, no. 14, pp. 21035–21045, 2020.
- [73] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, “Cooling of gases by laser radiation,” *Optics Communications*, vol. 13, no. 1, pp. 68–69, 1975.
- [74] T. Shay, V. Benham, J. Baker, B. Ward, A. D. Sanchez, M. A. Culpepper, D. Pilkington, J. Spring, D. J. Nelson, and C. A. Lu, “First experimental demonstration of self-synchronous phase locking of an optical array,” *Optics Express*, vol. 14, no. 25, pp. 12015–12021, 2006.
- [75] R. K. Tyson, *Principles of adaptive optics*. CRC press, 2015.
- [76] H. K. Ahn and H. J. Kong, “Cascaded multi-dithering theory for coherent beam combining of multiplexed beam elements,” *Optics Express*, vol. 23, no. 9, pp. 12407–12413, 2015.
- [77] M. A. Vorontsov and V. Sivokon, “Stochastic parallel-gradient-descent technique for high-resolution wave-front phase-distortion correction,” *JOSA A*, vol. 15, no. 10, pp. 2745–2758, 1998.
- [78] P. Zhou, Z. Liu, X. Wang, Y. Ma, H. Ma, X. Xu, and S. Guo, “Coherent beam combining of fiber amplifiers using stochastic parallel gradient descent algorithm and its application,” *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 15, no. 2, pp. 248–256, 2009.
- [79] M. Antier, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, E. Lenormand, J. Primot, and A. Brignon, “kHz closed loop interferometric technique for coherent fiber beam combining,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 5, pp. 182–187, 2014.
- [80] H. Tünnermann and A. Shirakawa, “Deep reinforcement learning for coherent beam combining applications,” *Optics Express*, vol. 27, no. 17, pp. 24223–24230, 2019.
- [81] D. Wang, Q. Du, T. Zhou, B. Mohammed, M. Kiran, D. Li, and R. Wilcox, “Artificial Neural Networks Applied to Stabilization of 81-beam Coherent Combining,” in *Advanced Solid State Lasers*, pp. ATu4A–6, Optical Society of America, 2020.

- [82] T. Hou, Y. An, Q. Chang, P. Ma, J. Li, D. Zhi, L. Huang, R. Su, J. Wu, Y. Ma, *et al.*, “Deep-learning-based phase control method for tiled aperture coherent beam combining systems,” *High Power Laser Science and Engineering*, vol. 7, 2019.
- [83] Q. Du, D. Wang, T. Zhou, D. Li, and R. Wilcox, “Characterization and Control of 81-beam Diffractive Coherent Combining,” in *Advanced Solid State Lasers*, pp. ATu4A–5, Optical Society of America, 2020.
- [84] A. Klenke, E. Seise, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Basic considerations on coherent combining of ultrashort laser pulses,” *Optics Express*, vol. 19, no. 25, pp. 25379–25387, 2011.
- [85] G. D. Goodno, C.-C. Shih, and J. E. Rothenberg, “Perturbative analysis of coherent combining efficiency with mismatched lasers,” *Optics Express*, vol. 18, no. 24, pp. 25403–25414, 2010.
- [86] G. D. Goodno, C.-C. Shih, and J. E. Rothenberg, “Perturbative analysis of coherent combining efficiency with mismatched lasers: errata,” *Optics Express*, vol. 20, no. 21, pp. 23587–23518, 2012.
- [87] J. Limpert, A. Klenke, M. Kienel, S. Breitskopf, T. Eidam, S. Hädrich, C. Jauregui, and A. Tünnermann, “Performance scaling of ultrafast laser systems by coherent addition of femtosecond pulses,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 5, pp. 268–277, 2014.
- [88] D. J. Kane and R. Trebino, “Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, no. 2, pp. 571–579, 1993.
- [89] D. Hall, *The physics and technology of laser resonators*. CRC Press, 1990.
- [90] M. Kienel, *Power scaling of ultrashort pulses by spatial and temporal coherent combining*. PhD thesis, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2017.
- [91] J. Weideman and B. Herbst, “Split-step methods for the solution of the nonlinear Schrödinger equation,” *SIAM Journal on Numerical Analysis*, vol. 23, no. 3, pp. 485–507, 1986.
- [92] L. Thylen and D. Yevick, “Beam propagation method in anisotropic media,” *Applied Optics*, vol. 21, no. 15, pp. 2751–2754, 1982.
- [93] M. Fermann, A. Galvanauskas, and D. Harter, “All-fiber source of 100-nJ subpicosecond pulses,” *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 11, pp. 1315–1317, 1994.

- [94] A. Galvanauskas, M. Fermann, D. Harter, K. Sugden, and I. Bennion, “All-fiber femtosecond pulse amplification circuit using chirped Bragg gratings,” *Applied Physics Letters*, vol. 66, no. 9, pp. 1053–1055, 1995.
- [95] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, and P. Georges, “Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers,” *Optics Letters*, vol. 36, no. 5, pp. 621–623, 2011.
- [96] A. Klenke, E. Seise, S. Demmler, J. Rothhardt, S. Breitkopf, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Coherently-combined two channel femtosecond fiber CPA system producing 3 mJ pulse energy,” *Optics Express*, vol. 19, no. 24, pp. 24280–24285, 2011.
- [97] L. A. Siiman, W.-z. Chang, T. Zhou, and A. Galvanauskas, “Coherent femtosecond pulse combining of multiple parallel chirped pulse fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 20, no. 16, pp. 18097–18116, 2012.
- [98] A. Klenke, S. Hädrich, T. Eidam, J. Rothhardt, M. Kienel, S. Demmler, T. Gottschall, J. Limpert, and A. Tünnermann, “22 GW peak-power fiber chirped-pulse-amplification system,” *Optics Letters*, vol. 39, no. 24, pp. 6875–6878, 2014.
- [99] M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, “12 mJ kW-class ultrafast fiber laser system using multidimensional coherent pulse addition,” *Optics Letters*, vol. 41, no. 14, pp. 3343–3346, 2016.
- [100] Müller, Michael and Kienel, Marco and Klenke, Arno and Gottschall, Thomas and Shestaev, Evgeny and Plötner, Marco and Limpert, Jens and Tünnermann, Andreas, “1 kw 1 mj eight-channel ultrafast fiber laser,” *Optics Letters*, vol. 41, no. 15, pp. 3439–3442, 2016.
- [101] M. Müller, A. Klenke, H. Stark, J. Buldt, T. Gottschall, J. Limpert, and A. Tünnermann, “16 Channel Coherently-Combined Ultrafast Fiber Laser,” in *Advanced Solid State Lasers*, pp. AW4A–3, Optical Society of America, 2017.
- [102] M. Müller, A. Klenke, A. Steinkopff, H. Stark, A. Tünnermann, and J. Limpert, “3.5 kW coherently combined ultrafast fiber laser,” *Optics Letters*, vol. 43, no. 24, pp. 6037–6040, 2018.
- [103] R. Su, P. Zhou, X. Wang, H. Zhang, and X. Xu, “Active coherent beam combining of a five-element, 800 W nanosecond fiber amplifier array,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 19, pp. 3978–3980, 2012.
- [104] R. Su, P. Zhou, X. Wang, H. Zhang, and X. Xu, “Active coherent beam combining of a five-element, 800 W nanosecond fiber amplifier array,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 19, pp. 3978–3980, 2012.

- [105] I. Fsaifes, L. Daniault, A. Heilmann, J. Le Dortz, S. Bellanger, J. Ourderionnet, C. Larat, E. Lallier, M. Antier, E. Durand, *et al.*, “Coherent Beam combining of 37 femtosecond fiber amplifiers,” in *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, pp. 1–1, IEEE, 2019.
- [106] H. Chang, J. Xi, R. Su, P. Ma, Y. Ma, and P. Zhou, “Efficient phase-locking of 60 fiber lasers by stochastic parallel gradient descent algorithm,” *Chinese Optics Letters*, vol. 18, no. 10, p. 101403, 2020.
- [107] A. Galvanauskas, G. Cho, A. Hariharan, M. Fermann, and D. Harter, “Generation of high-energy femtosecond pulses in multimode-core Yb-fiber chirped-pulse amplification systems,” *Optics Letters*, vol. 26, no. 12, pp. 935–937, 2001.
- [108] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, H. Zellmer, and A. Tünnermann, “High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 10, no. 14, pp. 628–638, 2002.
- [109] J. Limpert, T. Clausnitzer, A. Liem, T. Schreiber, H.-J. Fuchs, H. Zellmer, E.-B. Kley, and A. Tünnermann, “High-average-power femtosecond fiber chirped-pulse amplification system,” *Optics Letters*, vol. 28, no. 20, pp. 1984–1986, 2003.
- [110] L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, G. C. Cho, and M. E. Fermann, “High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 13, no. 12, pp. 4717–4722, 2005.
- [111] F. Röser, J. Rothhard, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “131 W 220 fs fiber laser system,” *Optics Letters*, vol. 30, no. 20, pp. 2754–2756, 2005.
- [112] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system,” *Optics Letters*, vol. 32, no. 24, pp. 3495–3497, 2007.
- [113] F. Röser, D. Schimpf, O. Schmidt, B. Ortaç, K. Rademaker, J. Limpert, and A. Tünnermann, “90 W average power 100 μ J energy femtosecond fiber chirped-pulse amplification system,” *Optics Letters*, vol. 32, no. 15, pp. 2230–2232, 2007.
- [114] Y. Zaouter, J. Boulet, E. Mottay, and E. Cormier, “Transform-limited 100 μ J, 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher-compressor,” *Optics Letters*, vol. 33, no. 13, pp. 1527–1529, 2008.

- [115] T. Eidam, S. Hadrich, F. Roser, E. Seise, T. Gottschall, J. Rothhardt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “A 325-W-average-power fiber CPA system delivering sub-400 fs pulses,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, no. 1, pp. 187–190, 2009.
- [116] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power,” *Optics Express*, vol. 19, no. 1, pp. 255–260, 2011.
- [117] F. Stutzki, C. Gaida, M. Gebhardt, F. Jansen, A. Wienke, U. Zeitner, F. Fuchs, C. Jauregui, D. Wandt, D. Kracht, *et al.*, “152 W average power Tm-doped fiber CPA system,” *Optics Letters*, vol. 39, no. 16, pp. 4671–4674, 2014.
- [118] F. Stutzki, C. Gaida, M. Gebhardt, F. Jansen, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Tm-based fiber-laser system with more than 200 MW peak power,” *Optics Letters*, vol. 40, no. 1, pp. 9–12, 2015.
- [119] C. Gaida, M. Gebhardt, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Thulium-doped fiber chirped-pulse amplification system with 2 GW of peak power,” *Optics Letters*, vol. 41, no. 17, pp. 4130–4133, 2016.
- [120] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, and G. Sucha, *Ultrafast lasers: technology and applications*, vol. 80. CRC Press, 2002.
- [121] G. Römer and P. Bechtold, “Electro-optic and acousto-optic laser beam scanners,” *Physics Procedia*, vol. 56, pp. 29–39, 2014.
- [122] P. Bechtold, R. Hohenstein, and M. Schmidt, “Evaluation of disparate laser beam deflection technologies by means of number and rate of resolvable spots,” *Optics Letters*, vol. 38, no. 16, pp. 2934–2937, 2013.
- [123] P. F. McManamon, P. J. Bos, M. J. Escuti, J. Heikenfeld, S. Serati, H. Xie, and E. A. Watson, “A review of phased array steering for narrow-band electrooptical systems,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 97, no. 6, pp. 1078–1096, 2009.
- [124] Jenoptik, “Waveguide-based electro-optical light modulator,” June 2021.
- [125] E. Shekel, Y. Vidne, and B. Urbach, “16kW single mode CW laser with dynamic beam for material processing,” in *Fiber Lasers XVII: Technology and Systems*, vol. 11260, p. 1126021, International Society for Optics and Photonics, 2020.
- [126] M. Veinhard, S. Bellanger, L. Daniault, I. Fsaifes, and J.-C. Chanteloup, “Programmable Orbital Angular Momentum beam generated from a 61 channels Coherent Beam Combining femtosecond laser,” in *CLEO: Science and Innovations*, pp. STh4P–3, Optical Society of America, 2020.

- [127] V. Sturm, H.-G. Treusch, and P. Loosen, “Cylindrical microlenses for collimating high-power diode lasers,” in *Lasers in Material Processing*, vol. 3097, pp. 717–726, International Society for Optics and Photonics, 1997.
- [128] C. A. Edwards, H. M. Presby, and C. Dragone, “Ideal microlenses for laser to fiber coupling,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, no. 2, pp. 252–257, 1993.
- [129] R. Voelkel, H.-P. Herzig, P. Nussbaum, R. Daendliker, and W. B. Hugle, “Microlens array imaging system for photolithography,” *Optical Engineering*, vol. 35, no. 1, pp. 3323–3330, 1996.
- [130] G. E. Artzner, “Microlens arrays for Shack-Hartmann wavefront sensors,” *Optical Engineering*, vol. 31, no. 6, pp. 1311–1323, 1992.
- [131] J. Bourderionnet, C. Bellanger, J. Primot, and A. Brignon, “Collective coherent phase combining of 64 fibers,” *Optics Express*, vol. 19, no. 18, pp. 17053–17058, 2011.
- [132] E. Hecht, *Optik*. Walter de Gruyter GmbH & Co KG, 2014.
- [133] F. M. Dickey, *Laser beam shaping: theory and techniques*. CRC press, 2018.
- [134] R. Voelkel and K. J. Weible, “Laser beam homogenizing: limitations and constraints,” in *Optical Fabrication, Testing, and Metrology III*, vol. 7102, p. 71020J, International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [135] A. Bich, J. Rieck, C. Dumouchel, S. Roth, K. Weible, M. Eisner, R. Voelkel, M. Zimmermann, M. Rank, M. Schmidt, *et al.*, “Multifunctional micro-optical elements for laser beam homogenizing and beam shaping,” in *Photon Processing in Microelectronics and Photonics VII*, vol. 6879, p. 68790Q, International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [136] H. J. Eichler, H.-D. Kronfeldt, and J. Sahm, “Mikroskop: Beleuchtung und Auflösung,” in *Das neue physikalische Grundpraktikum*, pp. 371–380, Springer, 2001.
- [137] A. Köhler, “Ein neues Beleuchtungsverfahren für mikrophotographische Zwecke,” *Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie und für Mikroskopische Technik*, vol. 10, no. 4, pp. 433–440, 1893.
- [138] O. Dross, R. Mohedano, M. Hernández, A. Cvetkovic, J. Miñano, and P. Benitez, “Köhler integrators embedded into illumination optics add functionality,” in *Illumination Optics*, vol. 7103, p. 71030G, International Society for Optics and Photonics, 2008.

-
- [139] W. H. Bragg and W. L. Bragg, “The reflection of X-rays by crystals,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 88, no. 605, pp. 428–438, 1913.
- [140] Edmund Optics, “Mikrolinsenarray 10x10 mm, 500micrometer Pitch, 1,2 Divergenz,” Februar 2021.
- [141] Edmund Optics, “PCX Linsen mit Beschichtung für 1064 nm Laserlinien,” Februar 2021.
- [142] V. Leshchenko, “Coherent combining efficiency in tiled and filled aperture approaches,” *Optics Express*, vol. 23, no. 12, pp. 15944–15970, 2015.
- [143] G. Heinzel, A. Rüdiger, and R. Schilling, “Spectrum and spectral density estimation by the Discrete Fourier transform (DFT), including a comprehensive list of window functions and some new at-top windows,” *Max Planck Society*, 2002.
- [144] R. P. Scott, C. Langrock, and B. H. Kolner, “High-dynamic-range laser amplitude and phase noise measurement techniques,” *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 7, no. 4, pp. 641–655, 2001.
- [145] S. B. Weiss, M. E. Weber, and G. D. Goodno, “Group delay locking of coherently combined broadband lasers,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 4, pp. 455–457, 2012.
- [146] G. D. Goodno and S. B. Weiss, “Automated co-alignment of coherent fiber laser arrays via active phase-locking,” *Optics Express*, vol. 20, no. 14, pp. 14945–14953, 2012.

Lebenslauf

Maike Proßotowicz

geboren am 14.05.1992 in Emmerich am Rhein

Berufliche Laufbahn

März 2021 - heute, TRUMPF Laser GmbH

Entwicklungsingenieurin

Okt. 2016 - März 2017, Laserzentrum LFM Fachhochschule Münster

Praktikum, Wissenschaftliche Hilfskraft

Jan. 2014 - März 2015, Fachhochschule Münster

Studentische Mentorin

Hochschulausbildung

Mai 2018 - Oct. 2021, Leibniz Universität Hannover

Industriepromotion in Kooperation mit TRUMPF Laser GmbH

Titel: Kohärente Kopplung ultrakurzer Pulse mit Mikrolinsenarrays

Sep. 2015 - März 2018, Fachhochschule Münster

Master of Science: Biomedizintechnik

Titel: UKP-Laserbasiertes Fügen optischer und transmittiver Komponenten für industrielle Hochleistungslaser

Sep. 2015 - Sep. 2017, Fachhochschule Münster

Master of Science: Photonik

Linearer Scheibenlaserverstärker für industrielle UKP-Verstärkung

Sep. 2012 - Sep. 2015, Fachhochschule Münster

Bachelor of Science: Physikalische Technik

Titel: Untersuchung laserbasierter thermischer Behandlung von Zahnschmelze

Sep. 2011 - Sep. 2012, Universität Twente (Enschede, Niederlande)

Studium: Biomedizinische Technik

Schulische Ausbildung

Aug. 2008 - Juli 2011, Berufliches Gymnasium Wesel

Allgemeine Hochschulreife

Publikationsliste

Die folgenden Publikationen sind im Rahmen dieser Arbeit veröffentlicht worden:

Wissenschaftliche Veröffentlichungen

- Prossotowicz, M., Heimes, A., Flamm, D., Jansen, F., Otto, H. J., Budnicki, A. and Morgner, U. (2020). Coherent beam combining with micro-lens arrays. Optics Letters, 45(24), 6728-6731
- Prossotowicz, M., Flamm, D., Heimes, A., Jansen, F., Otto, H. J., Budnicki, A. and Morgner, U. (2021). Dynamic focus shaping based on mixed aperture. Optics Letters, 46(07), 1660-1663

Internationale Konferenzen

- Prossotowicz, M., Heimes, A., Flamm, D., Jansen, F., Otto, H. J., Budnicki, A. and Killi, A. (2020, March). Dynamic coherent beam combining based on a setup of micro-lens arrays. In Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXII (Vol. 11266, p. 1126612). International Society for Optics and Photonics

Patente

- Tillkorn, C., and Flamm, D., Heimes, A., Hellstern, J., Prossotowicz, M. and Chang, L.
Optical assembly for variably generating a multi-focus profile
WO2020016362A1
- Tillkorn, C., Flamm, D., Hellstern, J. and Heimes, A., Chang, L. and Prossotowicz, M.
Device, laser system and method for combining coherent laser beams
WO2020016336A1

Danksagung

Für die Fertigstellung dieser Arbeit haben mich eine Vielzahl von Personen mit Ratschlägen, Diskussionen und Ermutigungen unterstützt. An dieser Stelle möchte ich mich daher vorweg bei allen bedanken die sich gerade angesprochen fühlen. Leider würde es den Rahmen sprengen, hier alle Namen zu nennen, sodass ich nur eine kleine Auswahl der Personen nenne, denen mein besonderer Dank gilt.

Als allererstes möchte ich mich daher bei meiner Familie bedanken, insbesondere bei meinen Eltern und meiner kleinen Schwester, die mir den Weg zur Promotion erst ermöglicht haben und in jeder Lebenslage für mich da waren.

Neben meiner Familie gilt mein besonderer Dank Prof. Dr. Uwe Morgner, der mit seiner unkomplizierten, fürsorglichen und freundlichen Art meine Promotion betreut hat. Hier möchte ich mich zusätzlich bei Alexander Killi bedanken, der diesen Kontakt erst hergestellt hat.

Auch meinen Freunden gilt mein Dank, die dafür gesorgt haben, dass ich auch mal etwas Ablenkung bekomme.

Als nächstes möchte ich mich bei der Arbeitsgruppe bedanken, mit der ich die letzten drei Jahre zusammen arbeiten durfte. Diese hat dazu beigetragen, dass ich meinen Horizont in vielerlei Hinsicht erweitern durfte. Hier möchte ich mich besonders bei Florian Jansen und Aleksander Budnicki bedanken, deren Ratschläge mir meinen Weg deutlich erleichtert haben.

Aber auch den anderen Kollegen vor Ort gilt mein Dank. An dieser Stelle sind insbesondere meine Ditzinger Kollegen Daniel Flamm und Andreas Heimes, zu nennen. Ohne euch wäre mir diese Promotion deutlich schwerer gefallen, besonders Daniel hat mich aus dem ein oder anderen Motivationstief geholt.

Zum Schluss möchte ich nochmals betonen, dass diese Arbeit vermutlich nicht zustande gekommen wäre ohne die vielen Menschen, die mich bisher in meinem Leben begleitet haben.

Vielen Dank euch allen.

Maike Prokotowicz

A. Anhang

A.1. Herleitung der Phasen für eine gerade Anzahl an Kanälen

Aus geometrischen Gründen ist es ungewöhnlich eine gerade Anzahl an Beugungsordnungen zu erzeugen. Dennoch wird in dieser Arbeit die Möglichkeit für die Kombination einer geraden Kanalanzahl $N_{x,y}$ mit MLAs gezeigt. In diesem Fall ist die grundlegende Beziehung (vgl. Gl. (4.27)), ebenfalls gültig. Da jedoch keine 0. Beugungsordnung existiert, d.h. keine

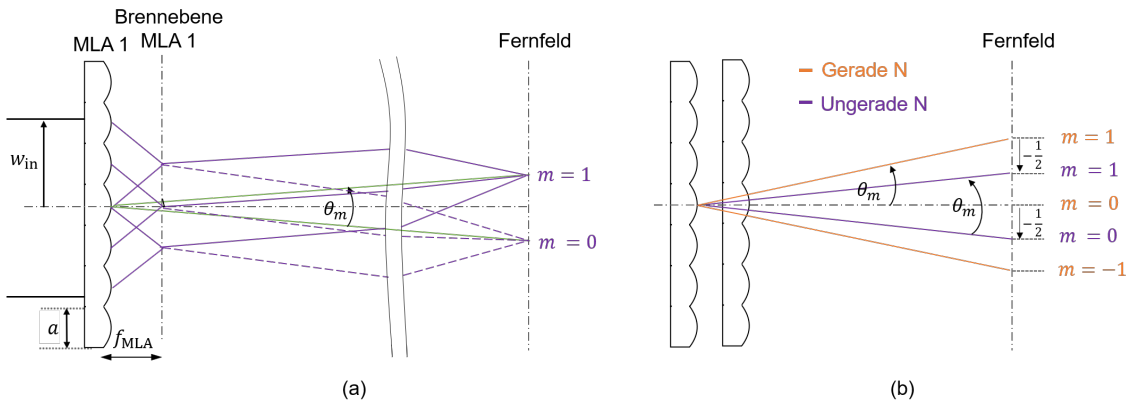


Abbildung A.1.: Herleitung für die Gl. (4.31), für eine gerade Anzahl an Strahlen.

zentrale Beugungsordnung, muss der tatsächliche Beugungswinkel um $\theta_m/2$ kompensiert werden, siehe Schema in Abb. A.1 und entsprechende Winkeldefinitionen. Eine Möglichkeit diese Winkelkorrektur umzusetzen besteht darin die Beugungsordnung $m_{x,y}$ virtuell zu reduzieren, indem eine halbe Beugungsordnung abgezogen wird. Die gleiche Reduktion muss auf die jeweilige Beugungsordnung $n_{x,y}$ angewendet werden. Wird diese Korrektur in Gl. (4.27) eingesetzt folgt

$$\begin{aligned} \delta\varphi(m_x, m_y) &= \frac{-\pi}{N_y} \left(m_x - \frac{1}{2} + n_x - \frac{1}{2} \right)^2 + \frac{-\pi}{N_y} \left(m_y - \frac{1}{2} + n_y - \frac{1}{2} \right)^2 \\ &= \frac{-\pi}{N_y} (m_x + n_x - 1)^2 + \frac{-\pi}{N_y} (m_y + n_y - 1)^2. \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Mit $n_{x,y} = 0$ folgt für die Strahlkombination in die 0. Beugungsordnung dann

$$\delta\varphi(m_x, m_y) = \frac{-\pi}{N_x} (m_x - 1)^2 + \frac{-\pi}{N_y} (m_y - 1)^2, \quad (\text{A.2})$$

welches gerade der Gl. (4.31) entspricht.

A.2. Verwendete Phasenbilder für SLM bei der Strahlkombination mit MLAs

In Abb. A.2 sind exemplarisch die Phasenbilder auf dem SLM gezeigt, die für die Strahlkombination, basierend auf der gemischten Apertur, verwendet werden. In Abb. A.2 (a) ist das Bild auf dem SLM gezeigt, welches für die Abb. 5.5 verwendet wird. Die Abb. A.2 (b) zeigt das Phasenbild für die Abb. 5.6 (a) und Abb. A.2 (c) stellt das Phasenbild dar, das in Abb. 5.6 (b) eingesetzt wird.

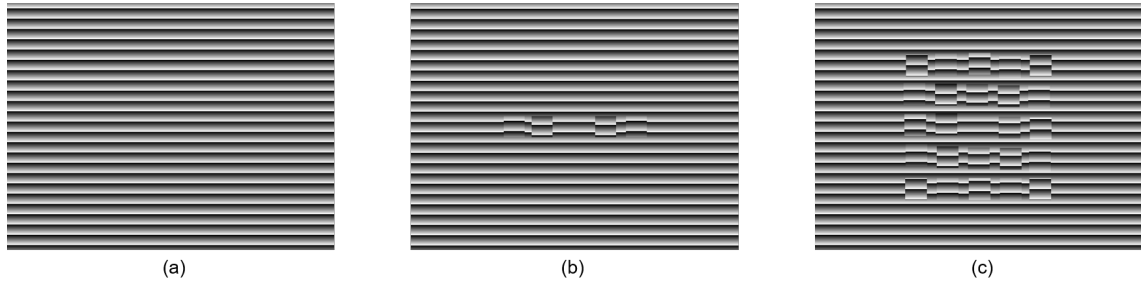


Abbildung A.2.: Erzeugte Phasenbilder für den SLM um die Phasen für die einzelnen Kanäle einzustellen. (a) Gitter ohne Phasen Anpassung, (b) Gitter mit Phasen aus Gl. (4.30) für den 1D-Aufbau und (c) Gitter mit Phasen aus Gl. (4.30) für den 2D-Aufbau.

A.3. Eingestellte Phasen in den Experimenten

Die aufgeführten Phasen sind nach der folgenden Anordnung aufgeführt:

→ **1D-Aufbau**

$[(-2 : 0)(-1 : 0)(0 : 0)(1 : 0)(2 : 0)]$

→ **2D-Aufbau**

$[(-2 : -2)(-2 : -1)(-2 : 0)(-2 : 1)(-2 : 2)(-1 : -2)(-1 : -1)(-1 : 0)(-1 : 1)(-1 : 2)(0 : -2)(0 : -1)(0 : 0)(0 : 1)(0 : 2)(1 : -2)(1 : -1)(1 : 0)(1 : 1)(1 : 2)(2 : -2)(2 : -1)(2 : 0)(2 : 1)(2 : 2)]$

Name	Abbildung	Phasen
N=2		
Stab. 1D ST und SK	Abb. 4.19	$[-1.57 + 0]$
N=3		
Stab. 1D ST und SK	Abb. 4.13	$[-1.04 + 0 - 1.04]$
N=5		
Form 2D Viereck (oben, links)	Abb. 4.21	$[-7.85 - 7.85 - 9.11 - 11.62 - 15.39 - 4.08 - 4.08 - 5.34 - 7.85 - 11.62 - 1.57 - 1.57 - 2.83 - 5.34 - 9.11 - 0.31 - 0.31 - 1.57 - 4.08 - 7.85 - 0.31 - 0.31 - 1.57 - 4.08 - 7.85]$
Form 2D Viereck (unten, rechts)	Abb. 4.21	$[-19.16 - 15.39 - 12.88 - 11.62 - 11.62 - 19.16 - 15.39 - 12.88 - 11.62 - 11.62 - 20.42 - 16.65 - 14.14 - 12.88 - 12.88 - 22.93 - 19.16 - 16.65 - 15.39 - 15.39 - 26.70 - 22.93 - 20.42 - 19.16 - 19.16]$
Stab. 1D ST und SK	Abb. 5.6 (a)	$[-5.03 - 1.26 + 0.00 - 1.26 - 5.03]$
Stab. 2D ST und SK	Abb. 5.6 (b)	$[-10.05 - 6.28 - 5.03 - 6.28 - 10.05 - 6.28 - 2.51 - 1.26 - 2.51 - 6.28 - 5.03 - 1.26 + 0.00 - 1.26 - 5.03 - 6.28 - 2.51 - 1.26 - 2.51 - 6.28 - 10.05 - 6.28 - 5.03 - 6.28 - 10.05]$
Scan 1D -2 ST und SK	Abb. 5.7 (a)	$[-12.57 - 6.28 - 2.51 - 1.26 - 2.51]$
Scan 1D -1 ST und SK	Abb. 5.7 (b)	$[-8.17 - 3.14 - 0.63 - 0.63 - 3.14]$
Scan 1D 0 ST und SK	Abb. 5.7 (c)	$[-5.03 - 1.26 + 0.00 - 1.26 - 5.03]$
Scan 1D 1 ST und SK	Abb. 5.7 (d)	$[-3.14 - 0.63 - 0.63 - 3.14 - 8.17]$
Scan 1D 2 ST und SK	Abb. 5.7 (e)	$[-2.51 - 1.26 - 2.51 - 6.28 - 12.57]$
Scan 2D (-2:-2) ST und SK	Abb. 5.7 (a)	$[-25.13 - 18.85 - 15.08 - 13.82 - 15.08 - 18.85 - 12.57 - 8.80 - 7.54 - 8.80 - 15.08 - 8.80 - 5.03 - 3.77 - 5.03 - 13.82 - 7.54 - 3.77 - 2.51 - 3.77 - 15.08 - 8.80 - 5.03 - 3.77 - 5.03]$
Scan 2D (-2:-1) ST und SK	Abb. 5.7 (b)	$[-20.73 - 15.71 - 13.19 - 13.19 - 15.71 - 14.45 - 9.42 - 6.91 - 6.91 - 9.42 - 10.68 - 5.65 - 3.14 - 3.14 - 5.65 - 9.42 - 4.40 - 1.88 - 1.88 - 4.40 - 10.68 - 5.65 - 3.14 - 3.14 - 5.65]$
Scan 2D (-2:0) ST und SK	Abb. 5.7 (c)	$[-17.59 - 13.82 - 12.57 - 13.82 - 17.59 - 11.31 - 7.54 - 6.28 - 7.54 - 11.31 - 7.54 - 3.77 - 2.51 - 3.77 - 7.54 - 6.28 - 2.51 - 1.26 - 2.51 - 6.28 - 7.54 - 3.77 - 2.51 - 3.77 - 7.54]$

Name	Abbildung	Phasen
N=5		
Scan 2D (-2:1) ST und SK	Abb. 5.7 (d)	$[-15.71 - 13.19 - 13.19 - 15.71 - 20.73 - 9.42 - 6.91 - 6.91 - 9.42 - 14.45 - 5.65 - 3.14 - 3.14 - 5.65 - 10.68 - 4.40 - 1.88 - 1.88 - 4.40 - 9.42 - 5.65 - 3.14 - 3.14 - 5.65 - 10.68]$
Scan 2D (-2:2) ST und SK	Abb. 5.7 (e)	$[-15.08 - 13.82 - 15.08 - 18.85 - 25.13 - 8.80 - 7.54 - 8.80 - 12.57 - 18.85 - 5.03 - 3.77 - 5.03 - 8.80 - 15.08 - 3.77 - 2.51 - 3.77 - 7.54 - 13.82 - 5.03 - 3.77 - 5.03 - 8.80 - 15.08]$
Scan 2D (-1:-2) ST und SK	Abb. 5.7 (a)	$[-20.73 - 14.45 - 10.68 - 9.42 - 10.68 - 15.71 - 9.42 - 5.65 - 4.40 - 5.65 - 13.19 - 6.91 - 3.14 - 1.88 - 3.14 - 13.19 - 6.91 - 3.14 - 1.88 - 3.14 - 15.71 - 9.42 - 5.65 - 4.40 - 5.65]$
Scan 2D (-1:-1) ST und SK	Abb. 5.7 (b)	$[-16.34 - 11.31 - 8.80 - 8.80 - 11.31 - 11.31 - 6.28 - 3.77 - 3.77 - 6.28 - 8.80 - 3.77 - 1.26 - 1.26 - 3.77 - 8.80 - 3.77 - 1.26 - 1.26 - 3.77 - 11.31 - 6.28 - 3.77 - 3.77 - 6.28]$
Scan 2D (-1:0) ST und SK	Abb. 5.7 (c)	$[-13.19 - 9.42 - 8.17 - 9.42 - 13.19 - 8.17 - 4.40 - 3.14 - 4.40 - 8.17 - 5.65 - 1.88 - 0.63 - 1.88 - 5.65 - 5.65 - 1.88 - 0.63 - 1.88 - 5.65 - 8.17 - 4.40 - 3.14 - 4.40 - 8.17]$
Scan 2D (-1:1) ST und SK	Abb. 5.7 (d)	$[-11.31 - 8.80 - 8.80 - 11.31 - 16.34 - 6.28 - 3.77 - 3.77 - 6.28 - 11.31 - 3.77 - 1.26 - 1.26 - 3.77 - 8.80 - 3.77 - 1.26 - 1.26 - 3.77 - 8.80 - 6.28 - 3.77 - 3.77 - 6.28 - 11.31]$
Scan 2D (-1:2) ST und SK	Abb. 5.7 (e)	$[-10.68 - 9.42 - 10.68 - 14.45 - 20.73 - 5.65 - 4.40 - 5.65 - 9.42 - 15.71 - 3.14 - 1.88 - 3.14 - 6.91 - 13.19 - 3.14 - 1.88 - 3.14 - 6.91 - 13.19 - 5.65 - 4.40 - 5.65 - 9.42 - 15.71]$
Scan 2D (0:-2) ST und SK	Abb. 5.7 (a)	$[-17.59 - 11.31 - 7.54 - 6.28 - 7.54 - 13.82 - 7.54 - 3.77 - 2.51 - 3.77 - 12.57 - 6.28 - 2.51 - 1.26 - 2.51 - 13.82 - 7.54 - 3.77 - 2.51 - 3.77 - 17.59 - 11.31 - 7.54 - 6.28 - 7.54]$
Scan 2D (0:-1) ST und SK	Abb. 5.7 (b)	$[-13.19 - 8.17 - 5.65 - 5.65 - 8.17 - 9.42 - 4.40 - 1.88 - 1.88 - 4.40 - 8.17 - 3.14 - 0.63 - 0.63 - 3.14 - 9.42 - 4.40 - 1.88 - 1.88 - 4.40 - 13.19 - 8.17 - 5.65 - 5.65 - 8.17]$

Name	Abbildung	Phasen
N=5		
Scan 2D (0:0) ST und SK	Abb. 5.7 (c)	[−10.05 − 6.28 − 5.03 − 6.28 − 10.05 − 6.28 − 2.51 − 1.26 − 2.51 − 6.28 − 5.03 − 1.26 − 0.00 − 1.26 − 5.03 − 6.28 − 2.51 − 1.26 − 2.51 − 6.28 − 10.05 − 6.28 − 5.03 − 6.28 − 10.05]
Scan 2D (0:1) ST und SK	Abb. 5.7 (d)	[−8.17 − 5.65 − 5.65 − 8.17 − 13.19 − 4.40 − 1.88 − 1.88 − 4.40 − 9.42 − 3.14 − 0.63 − 0.63 − 3.14 − 8.17 − 4.40 − 1.88 − 1.88 − 4.40 − 9.42 − 8.17 − 5.65 − 5.65 − 8.17 − 13.19]
Scan 2D (0:2) ST und SK	Abb. 5.7 (e)	[−7.54 − 6.28 − 7.54 − 11.31 − 17.59 − 3.77 − 2.51 − 3.77 − 7.54 − 13.82 − 2.51 − 1.26 − 2.51 − 6.28 − 12.57 − 3.77 − 2.51 − 3.77 − 7.54 − 13.82 − 7.54 − 6.28 − 7.54 − 11.31 − 17.59]
Scan 2D (1:-2) ST und SK	Abb. 5.7 (a)	[−15.71 − 9.42 − 5.65 − 4.40 − 5.65 − 13.19 − 6.91 − 3.14 − 1.88 − 3.14 − 13.19 − 6.91 − 3.14 − 1.88 − 3.14 − 15.71 − 9.42 − 5.65 − 4.40 − 5.65 − 20.73 − 14.45 − 10.68 − 9.42 − 10.68]
Scan 2D (1:-1) ST und SK	Abb. 5.7 (b)	[−11.31 − 6.28 − 3.77 − 3.77 − 6.28 − 8.80 − 3.77 − 1.26 − 1.26 − 3.77 − 8.80 − 3.77 − 1.26 − 1.26 − 3.77 − 11.31 − 6.28 − 3.77 − 3.77 − 6.28 − 16.34 − 11.31 − 8.80 − 8.80 − 11.31]
Scan 2D (1:0) ST und SK	Abb. 5.7 (c)	[−8.17 − 4.40 − 3.14 − 4.40 − 8.17 − 5.65 − 1.88 − 0.63 − 1.88 − 5.65 − 5.65 − 1.88 − 0.63 − 1.88 − 5.65 − 8.17 − 4.40 − 3.14 − 4.40 − 8.17 − 13.19 − 9.42 − 8.17 − 9.42 − 13.19]
Scan 2D (1:1) ST und SK	Abb. 5.7 (d)	[−6.28 − 3.77 − 3.77 − 6.28 − 11.31 − 3.77 − 1.26 − 1.26 − 3.77 − 8.80 − 3.77 − 1.26 − 1.26 − 3.77 − 8.80 − 6.28 − 3.77 − 3.77 − 6.28 − 11.31 − 11.31 − 8.80 − 8.80 − 11.31 − 16.34]
Scan 2D (1:2) ST und SK	Abb. 5.7 (e)	[−5.65 − 4.40 − 5.65 − 9.42 − 15.71 − 3.14 − 1.88 − 3.14 − 6.91 − 13.19 − 3.14 − 1.88 − 3.14 − 6.91 − 13.19 − 5.65 − 4.40 − 5.65 − 9.42 − 15.71 − 10.68 − 9.42 − 10.68 − 14.45 − 20.73]
Scan 2D (2:-2) ST und SK	Abb. 5.7 (a)	[−15.08 − 8.80 − 5.03 − 3.77 − 5.03 − 13.82 − 7.54 − 3.77 − 2.51 − 3.77 − 15.08 − 8.80 − 5.03 − 3.77 − 5.03 − 18.85 − 12.57 − 8.80 − 7.54 − 8.80 − 25.13 − 18.85 − 15.08 − 13.82 − 15.08]

Name	Abbildung	Phasen
N=5		
Scan 2D (2:-1) ST und SK	Abb. 5.7 (b)	$[-10.68 - 5.65 - 3.14 - 3.14 - 5.65 - 9.42 - 4.40 - 1.88 - 1.88 - 4.40 - 10.68 - 5.65 - 3.14 - 3.14 - 5.65 - 14.45 - 9.42 - 6.91 - 6.91 - 9.42 - 20.73 - 15.71 - 13.19 - 13.19 - 15.71]$
Scan 2D (2:0) ST und SK	Abb. 5.7 (c)	$[-7.54 - 3.77 - 2.51 - 3.77 - 7.54 - 6.28 - 2.51 - 1.26 - 2.51 - 6.28 - 7.54 - 3.77 - 2.51 - 3.77 - 7.54 - 11.31 - 7.54 - 6.28 - 7.54 - 11.31 - 17.59 - 13.82 - 12.57 - 13.82 - 17.59]$
Scan 2D (2:1) ST und SK	Abb. 5.7 (d)	$[-5.65 - 3.14 - 3.14 - 5.65 - 10.68 - 4.40 - 1.88 - 1.88 - 4.40 - 9.42 - 5.65 - 3.14 - 3.14 - 5.65 - 10.68 - 9.42 - 6.91 - 6.91 - 9.42 - 14.45 - 15.71 - 13.19 - 13.19 - 15.71 - 20.73]$
Scan 2D (2:2) ST und SK	Abb. 5.7 (e)	$[-5.03 - 3.77 - 5.03 - 8.80 - 15.08 - 3.77 - 2.51 - 3.77 - 7.54 - 13.82 - 5.03 - 3.77 - 5.03 - 8.80 - 15.08 - 8.80 - 7.54 - 8.80 - 12.57 - 18.85 - 15.08 - 13.82 - 15.08 - 18.85 - 25.13]$
Form 1D 2Spots ST und SK	Abb. 5.8 (a)	$[-6.44 - 2.04 - 0.16 - 0.79 - 3.93]$
Form 1D 3Spots ST und SK	Abb. 5.8 (b)	$[-1.12 - 1.47 + 0.24 - 1.47 - 1.12]$
Form 1D 4Spots ST und SK	Abb. 5.8 (c)	$[+3.13 + 1.94 + 1.00 - 1.14 - 2.77]$
Form 1D 5Spots ST und SK	Abb. 5.8 (d)	$[-0.08 - 1.15 + 0.03 - 2.54 - 2.73]$
Form 1D 1 ausgeblendet ST und SK	Abb. 5.8 (e)	$[+2.98 - 3.13 + 2.989 + 3.14 + 0.09]$
Form 1D Leistungskeil ST und SK	Abb. 5.8 (f)	$[-1.74 + 0.54 - 1.002.89 - 0.01]$
Form 2D Vertikaler Strich ST und SK	Abb. 5.10 (a)	$[+0.54 + 1.00 + 1.07 + 1.200.58 - 0.72 - 0.51 - 1.08 - 0.72 - 1.01 - 0.21 + 0.49 + 0.32 + 0.20 + 0.00 - 1.77 - 0.88 - 1.01 - 0.70 - 1.45 + 0.78 + 1.07 + 1.27 + 1.30 + 0.66]$
Form 2D Horizontaler Strich ST und SK	Abb. 5.10 (b)	$[+0.64 - 1.42 - 0.04 - 1.02 + 0.651.33 - 0.70 + 0.17 - 0.70 + 1.24 + 1.22 - 0.92 + 0.30 - 0.94 + 1.02 + 1.02 - 0.71 + 0.42 - 0.67 + 0.990.75 - 1.81 - 0.31 - 0.54 + 0.47]$
Form 2D Diagonale 2 ST und SK	Abb. 5.10 (c)	$[+2.03 + 0.37 + 1.92 - 0.32 - 0.88 + 0.10 - 1.35 - 2.01 + 1.25 - 0.291.99 - 1.68 - 2.65 - 1.652.19 - 0.59 + 1.13 - 1.88 - 1.12 - 0.23 - 0.75 - 0.63 + 1.90 + 0.26 + 2.69]$

Name	Abbildung	Phasen
N=5		
Form 2D Diagonale 1 Strich ST und SK	Abb. 5.10 (d)	$[-0.33 - 0.49 + 1.99 + 1.03 + 2.43 - 0.58 + 0.73 - 1.66 - 1.02 + 0.61 + 2.10 - 1.53 - 2.89 - 1.60 + 2.21 + 0.92 - 1.15 - 1.63 + 1.00 - 0.26 + 2.14 + 0.50 + 1.85 - 0.43 - 0.62]$
Form 2D Plus ST und SK	Abb. 5.10 (e)	$[+2.27 + 1.60 - 0.01 + 1.62 + 2.13 + 1.64 + 0.31 + 2.07 + 0.30 + 1.65 - 0.12 + 1.87 - 1.78 + 1.77 - 0.04 + 1.69 + 0.27 + 2.09 + 0.26 + 1.63 + 2.16 + 1.66 + 0.00 + 1.70 + 2.13]$
Stab. 1D SK	Abb. 5.18	$[-2.51 - 0.63 + 0.00 - 0.63 - 2.51]$