

Praktikumsbericht

Erzeugung ultrakurzer Laserpulse (IQ 7)

Jonathan Rossberg, Eduard Sauter

27. Juli 2016

Praktikum im Rahmen der Vorlesung Koheränte Optik im

Sommersemester 2016

Betreuer: Bernhard Kreipe

1 Dauerstrichbetrieb

Bestimmen sie den theoretischen Verlauf der $g_0 - P$ Kennlinie Die Ratengleichungen lauten.

$$T_R \frac{dg}{dt} = \underbrace{\frac{g_0}{T_L}}_{\text{Pumpen}} - \underbrace{\frac{gP}{P_{\text{sat}}}}_{\text{Stimulierte Emission}} - \underbrace{\frac{g}{T_L}}_{\text{Dunkle Abregung}}$$

$$T_R \frac{dP}{dt} = \underbrace{2gP}_{\text{Stimulierte Emission}} + \underbrace{2gP_{\text{vac}}}_{\text{Spontane Emission}} - \underbrace{\frac{P}{T_p}}_{\text{Lineare Verluste}}$$

Im Dauerstrichbetrieb sind $\frac{dg}{dt} = \frac{dP}{dt} = 0$. Man erhält dann

$$2g_s P_s = \frac{P_s}{T_p} - 2g_s P_{\text{vac}}$$

$$-\frac{g_0}{T_L} = g_s \left(\frac{P_s}{P_{\text{sat}}} - \frac{1}{T_L} \right)$$

$$\iff$$

$$g_s = \frac{1}{2T_p} \frac{1}{1 - \frac{P_{\text{vac}}}{P_s}} = \frac{g_0}{1 - \frac{P_s T_L}{P_{\text{sat}}}}$$

$$\iff$$

$$\left(1 - \frac{P_s T_L}{P_{\text{sat}}} \right) = g_0 2T_p \left(1 - \frac{P_{\text{vac}}}{P_s} \right)$$

$$\iff$$

$$0 = P_s^2 + P_s (2g_0 T_p - 1) \frac{P_{\text{sat}}}{T_L} - \frac{P_{\text{vac}} P_{\text{sat}}}{T_L} \iff$$

$$P_s = -\frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} + \delta}$$

Mit

$$\gamma = \frac{P_{\text{sat}}}{T_L} (2g_0 T_p - 1) \quad \delta = \frac{P_{\text{vac}} P_{\text{sat}}}{T_L}$$

Die Form dieser Kennlinien sind in Abbildung 1 dargestellt. Für $P_{\text{vac}} = 0$, also vernachlässigung von spontaner Emission ergibt sich

$$P_s = \frac{P_{\text{sat}}}{T_L} (2g_0 T_p - 1) \quad g_s = \frac{1}{2T_p}$$

Die Lasingbedingung ist in diesem Fall eine positive stationäre Leistung $P_s > 0$ und führt zu

$$g_0 T_p > \frac{1}{2}$$

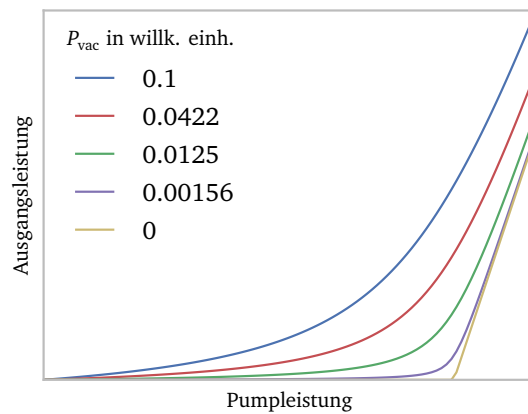


Abbildung 1: Laserkennlinie für verschiedene koeffizienten der spontanen Emission

Bei gegebenem Gesamtverbrauch $g_s = l$ ist dann außerdem die Lebenszeit der Photonen pro Resonatorumlauf $T_p = \frac{1}{2l}$.

Man aus den Ratengleichungen qualitativ sehen, dass bei einer Störung von $P' < P$ der Gewinn größer wird und dadurch auch $P'' > P'$. Das System ist also stabil unter Störung von P durch z.B. einen akusto-optischen Modulator (siehe kommenden Abschnitt).

1.1 Schwellenstrom und Slope-Efficiency

Zuerst wird der Laser mit einem hochreflektierenden Spiegel ($R > 0.99$) betrieben. Die Ausgangsleistung des Lasers wurde in abhängigkeit des Pumpstroms mit einem thermischen Leistungsmesskopf ermittelt. Danach wurde der Strahl des Pumplaser ausgekoppelt und dasselbe für den Pumplaser wiederholt, um dann durch den Fit aus dem ersten Graphen den differentiellen Wirkungsgrad zu erhalten. Beide Messungen sind in Abbildung 2 veranschaulicht.

1.2 Auskopplungsstärke

Der hochreflektierende Auskoppler ist in diesem Versuch durch andere Auskoppelspiegel mit definierten Transmissionswerten ausgetauscht worden. Aus den $P - I$ Diagrammen wurden die Schwellleistungen durch lineare extrapolation bei größeren Pumpleistungen ermittelt. Diese Schwellleistungen sind in Findlay-Clay-Darstellung in Abbildung 3 zu sehen. Die Verluste pro Rundgang sind das Verhältnis der Fitkoeffizienten und sie ergeben sich zu 65 %.

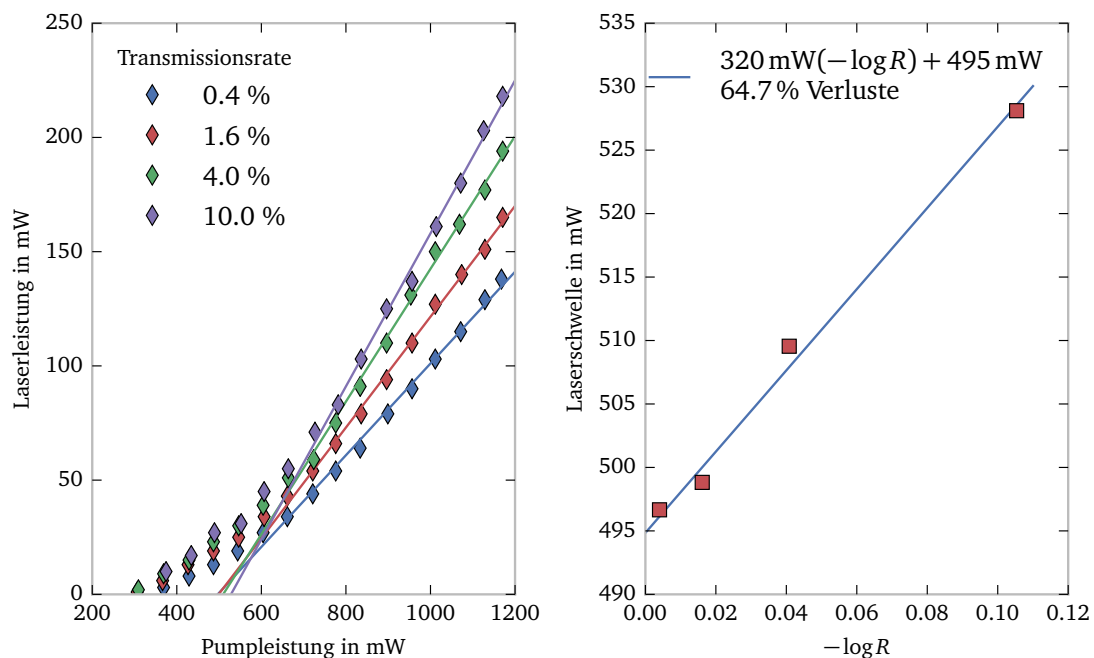


Abbildung 3: Findlay-Clay darstellung der Laserschwellen

1.3 Störung des stabilen Betriebs

Mithilfe eines Opto-Akustischen Modulators kann der stabile Laserbetrieb gestört werden. Der AOM ändert seinen Brechungsindex je nach angelegter Spannung. In unserem Fall wurde mit einem Frequenzgenerator eine Rechtecksfunktion erzeugt, die man in Abbildung 1.3 sehen kann.

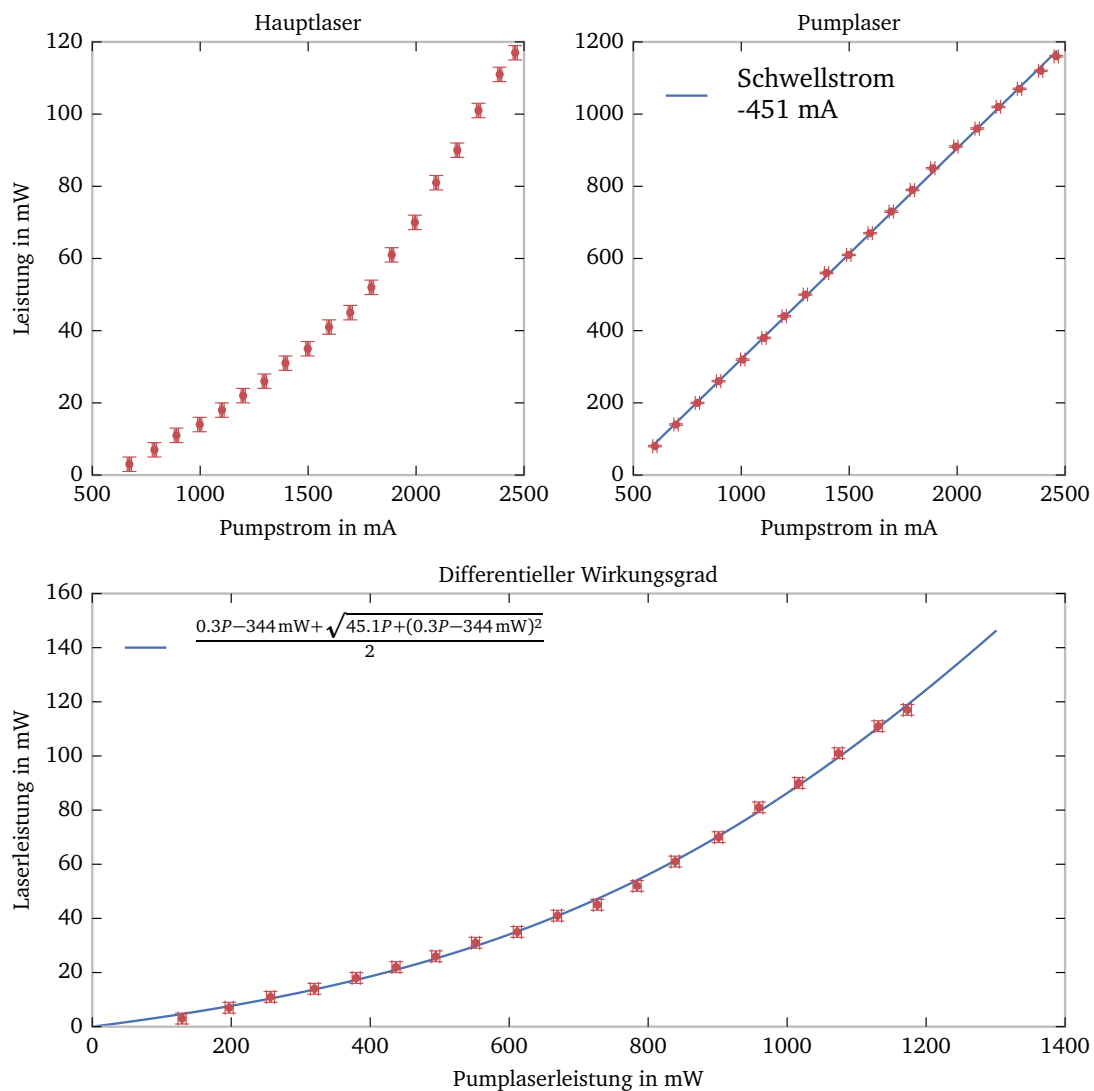


Abbildung 2: Differenzieller Wirkungsgrad. An der ersten Kurve erkennt man dass der Laser erst bei der Schwelle des Pumplasers Leistung gewinnt. Im unteren Graphen ist dieser Effekt nicht mehr zu sehen da die echte Pumpleistung als Argument aufgetragen worden ist. An dem unteren Graphen sieht man, dass die Lösung der Ratengleichung für einen kleinen Wert von P_{vac} einen guten Fit für die Laserleistung liefert. Dies ist auch durch den hochreflektierenden Auskoppelspiegel begründet, durch den die spontante Emission entscheidender wird. Für kleine Intensitäten ist der verwendete thermische Messkopf nicht sensitiv genug gewesen.

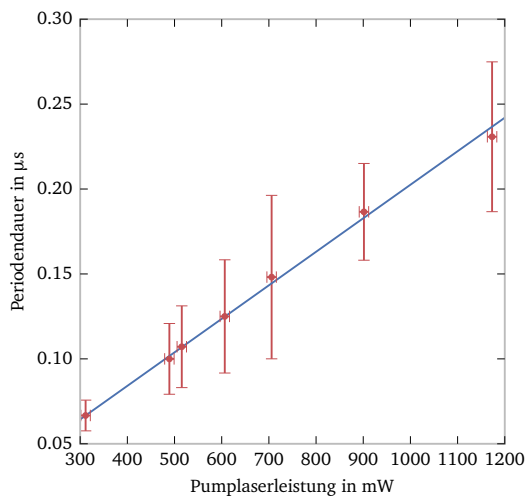


Abbildung 4: Frequenz der Relaxationsschwingungen als Funktion der Pumpleistung. Die Unsicherheiten ergaben sich je nachdem wieviele Perioden auf dem Display abgelesen werden konnten

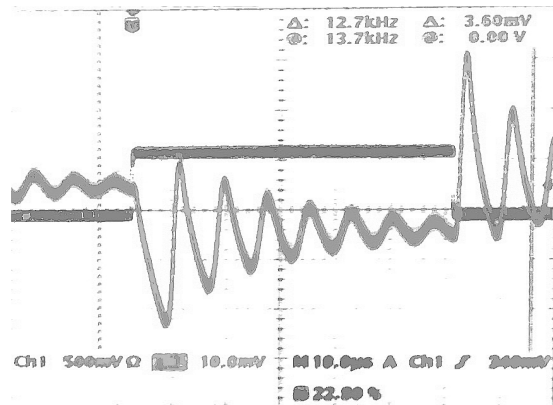


Abbildung 5: Anzeige des Oszilloskops mit den beobachteten Relaxationsschwingungen bei der an den AOM angelegten Rechtecksfunktion.

1.4 Transversale Moden

Bei nicht optimaler Justierung waren auch andere Moden zu erkennen als die Grundmode TEM_{00} . Sie wurden mit einer Handykamera abfotografiert und für Abbildung 6 und 7 nachbearbeitet. Es wurden Hermite-Moden beobachtet, was für eine rechteckige Symmetrie des Resonators spricht.

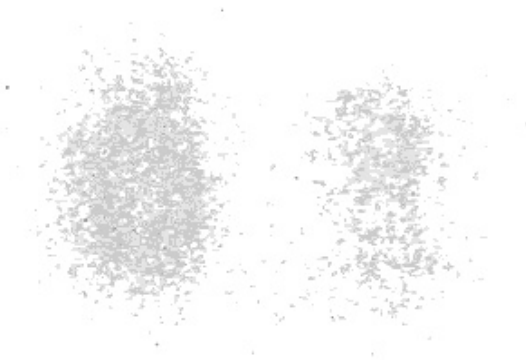


Abbildung 6: TEM_{10} Mode



Abbildung 7: TEM_{30} Mode

2 Gepulster Betrieb

2.1 Varianten des Laserbetriebes

Bis zu diesem Punkt wurde der Laser ausschließlich im cw-Modus betrieben. Durch das Einbauen eines sättigbaren Absorbers (SESAM) in den Resonator ist es jedoch möglich, den Laser durch Modenkopplung im Resonator in andere Betriebszustände zu bringen. Konkret sind der bekannte cw-Betrieb, der Q-Switching-Betrieb im modengekoppelten Zustand (QS-ML-Betrieb) und der Dauerstrichbetrieb im modengekoppelten Zustand (cw-ML-Betrieb) möglich. Je nach angelegtem Pumpstrom wechseln diese Betriebszustände, in Abbildung 8 kann man dies beobachten. Bis zu einem Pumpstrom von etwa 1300 mA befindet er sich im cw-Betrieb, bei einem Pumpstrom von etwa 1300 mA – 1800 mA im QS-ML-Betrieb. Oberhalb davon befindet sich der Laser im cw-ML-Betrieb.

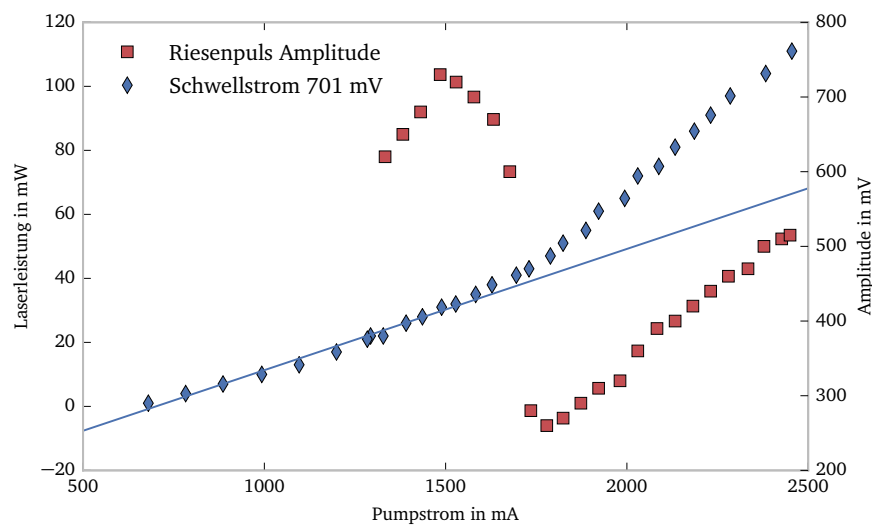


Abbildung 8: Laserkennlinie im gepulsten Betrieb und Amplitude der auftretenden Riesenpulse. Der Fit zur Bestimmung der Laserschwelle wurde nur durch die ersten 13 Messwerte gelegt.

Mithilfe eines linearen Fits kann außerdem die Laserschwelle bestimmt werden, sie berechnet sich als Nullstelle des Fits zu 701 mA. Um das Ergebnis nicht zu verfälschen, wurden für den Fit einige Werte bei höheren Pumpströmen nicht berücksichtigt, da die Kennlinie für diese Ströme einen Knick hat und nicht rein linear verläuft.

2.2 Riesenpulse

Im QS-ML-Betrieb treten Pulse von hohen Intensitäten, sogenannte Riesenpulse auf. Bereits in Abbildung 8 kann man ihre Amplitude im Verhältnis zum Pumpstrom beachten. Auch ihre Frequenz variiert jedoch mit dem angelegten Pumpstrom, in Abbildung 9 sind die beiden Größen gegeneinander aufgetragen, das Verhältnis scheint linear zu sein. Das ist sinnvoll, da

durch höhere Pumpeistung linear die Verstärkung erhöht wird und somit auch die Frequenz, in der Pulse am SESAM entstehen.

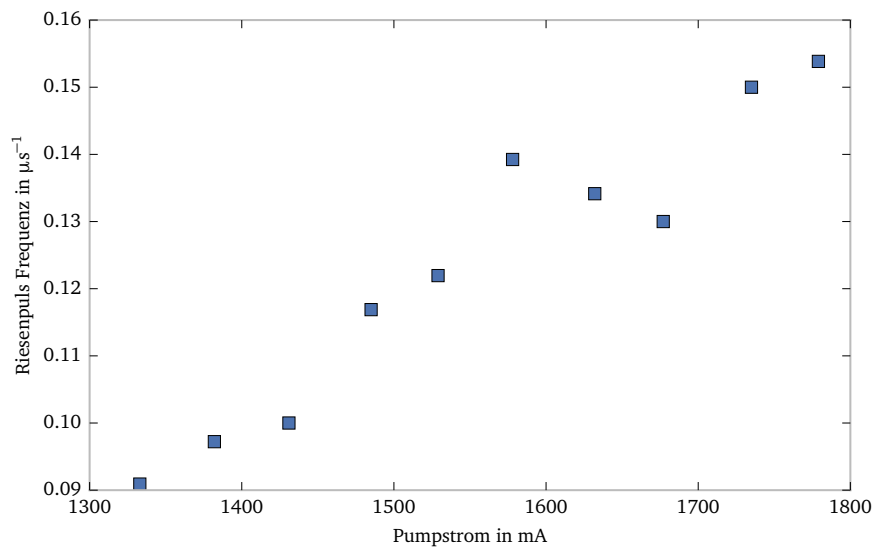


Abbildung 9: Frequenz der Riesepulse in Abhängigkeit zum Pumpstrom. Am Oszilloskop wurde die Periodendauer der Pulse abgelesen, was für höhere Pumpströme deutlich schwerer wurde, daher ist die Abweichung von der Linearität hier besonders groß.

2.3 Resonatorlänge

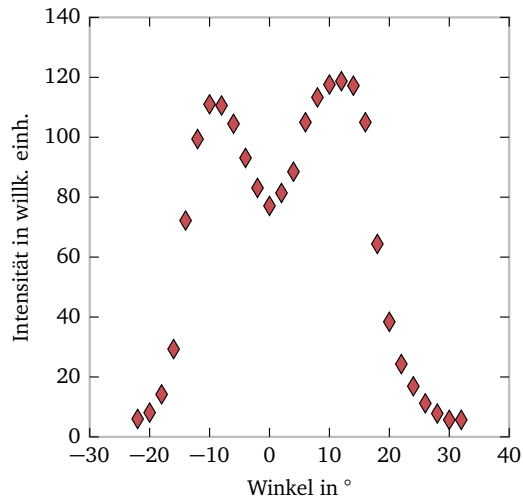
Um die Resonatorlänge zu bestimmen, benötigt man die Pulsfrequenz im Resonator. Diese beträgt etwa 40(1) kHz und hängt mit der Resonatorlänge zusammen durch

$$2L = \frac{c}{\nu} \Leftrightarrow L = 3.72 \text{ m} \quad (1)$$

3 Erzeugung der 2. Harmonischen

3.1 Intensität und Fokushärte

Die Intensität des Frequenzverdoppelten Strahls wurde mithilfe eines Photomultipliers vermessen. Der vorhandene thermische Messkopf zur Leistungsmessung war nicht sensitiv genug um damit die Leistung direkt zu vermessen zu können.



Brennweite f in mm	Intensität in w. E.
30	150
40	145.2
80	134.2
100	117

Abbildung 10: Transversalwinkelabhängigkeit SH-Intensität. Die Funktion sollte symmetrisch sein, ist es jedoch nicht. Vermutlich hat die Verschiebung vom Fokus weg beim Rotieren des Kristalls diese Symmetrie gebrochen.

Tabelle 1: Stärke der zweiten Harmonischen unter verschiedenen Brennweiten bei Fokussierung in den BBO Kristall.

3.2 Strahlradius im Fokus mit Rasierklingenmethode

Die Intensität des Gaußschen strahls kann durch

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{\frac{-2r^2}{w^2(z)}}$$

beschrieben werden. Dabei ist der Strahlradius der Punkt an dem die Transversale funktion auf $1/e^2$ abgefallen ist. Sie ist nach [1] gegeben durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

für große $|z|$ ist der Verlauf in guter Näherung linear,

$$w(z) \approx w_0 \frac{z}{z_R} = \frac{\lambda z}{w_0 \pi} = \sin \theta \stackrel{\theta \ll 1}{\approx} \theta$$

man kann also durch die Steigung experimentell den Strahldurchmesser am Fokuspunkt ermitteln. Für kleine Werte ist diese gleich dem Divergenzwinkel θ .

Um den Strahldurchmesser zu bestimmen wird eine Rasierklinge horizontal und vertikal durch den Strahl gefahren. Der Intensitätsverlauf hinter der Klinge entspricht einem Integral über eine Gaußfunktion. Diese Funktion wurde auch als Fit für die Abbildungen 11 verwendet.

$$\text{erf}(x) = \int_{-\infty}^x e^{-\gamma^2} d\gamma$$

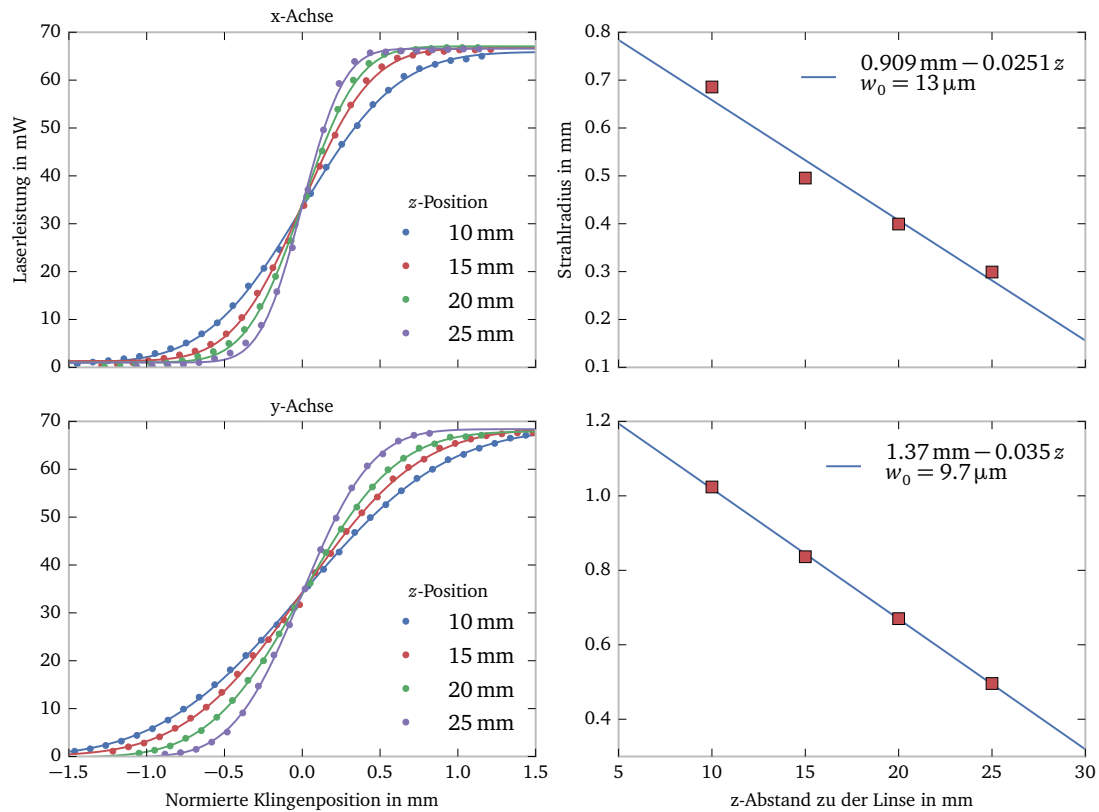


Abbildung 11: Strahldurchmesser und Intensitätsprofile. Der Strahl wurde mit einer 40 mm Linse fokussiert. Vor dem Fokus wurden für verschiedene Abstände zur Linse die ersichtlichen Graphen gemessen. Der Strahl

4 Autokorrelation

Der letzte Versuchsabschnitt beschäftigt sich mit der optischen Autokorrelation. Bei dieser werden zwei Signale von identischer Intensität zeitlich verschoben, anschließend integriert man über deren Produkt, um die symmetrische Autokorrelationsfunktion (AKF) $\phi_{xx}(\tau)$ zu erhalten, es gilt also:

$$\phi_{xx}(\tau) = \phi_{xx}(-\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T}^T dt x(t)x(t + \tau) \quad (2)$$

In diesem Fall betrachten wir *sech-Pulse* der Form:

$$x(t) = I_0 \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_{\operatorname{sech}}}\right) \quad (3)$$

Die erhaltene AKF ist etwas breiter als die des einlaufenden Signals, die FWHM ("Full Width Half Maximum") beträgt gerade das 1.5427-Fache vom einlaufenden Signal. Das Ziel ist nun, mithilfe der AKF die FWHM des einlaufenden Signals, welche in etwa der Dauer eines Pulses entspricht, zu bestimmen. Abbildung 12 zeigt die mit unseren Messwerten erhaltene AKF

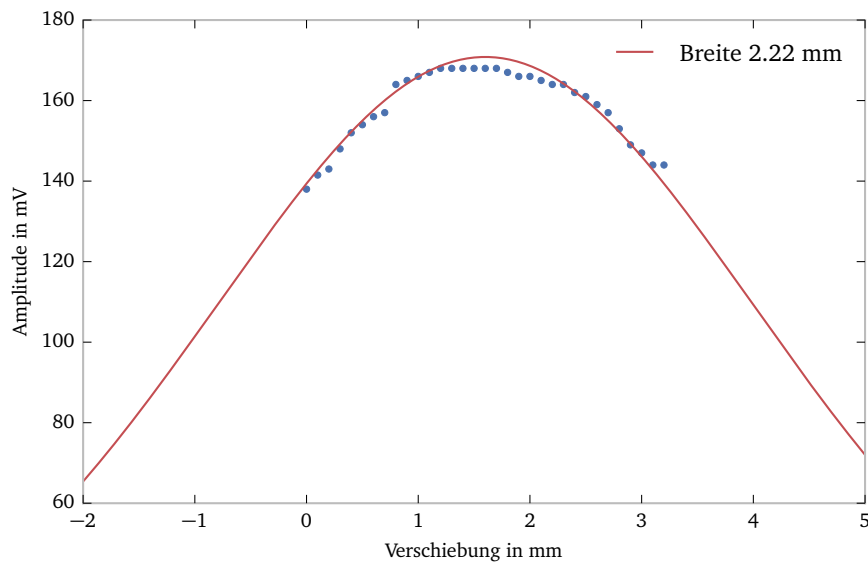


Abbildung 12: Autokorrelationsfunktion zum Phasenunterschied der zwei Pulse

Die FWHM berechnet sich zu 2.2 mm, das entspricht für Pulse mit der Geschwindigkeit c einer FWHM von 7.4 ps. Damit ist die FWHM der einlaufenden Pulse, also die Pulsdauer:

$$\tau_{\operatorname{sech}} = \frac{\tau_{AKF}}{1.5427} = 4.8 \text{ ps} \quad (4)$$