



Schnelle Helizitätswechsel für das P2-Projekt an Mesa

Diplomarbeit
zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von

Christoph Matejcek
geboren am 14.03.1988 in Mainz

Institut für Kernphysik
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
2013

Eingereicht am 29.10.2013

1. Gutachter: Prof. Dr. Kurt Aulenbacher
2. Gutachter: Prof. Dr. Werner Heil

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Polarisationsgradbestimmung	3
2.1.1. Helizitätskorrelierte Asymmetrien	7
2.1.2. Stokes-Formalismus	9
2.2. Linear elektro-optischer Effekt	11
2.2.1. Doppelbrechung	11
2.2.2. Linear elektro-optischer Effekt, allgemein	12
2.2.3. RTP	13
2.2.4. KD*P	16
2.2.5. $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung von RTP	17
3. Erster Messaufbau - Auf einem optischem Tisch	21
3.1. Justage	23
4. Messungen und Messwerte mit erstem Messaufbau	25
4.1. Messwerte mit KD*P	25
4.1.1. Polarisationsgrad mit KD*P	25
4.1.2. Messzeitverlust mit KD*P	29
4.2. Messwerte mit RTP	33
4.2.1. Polarisationsgrad mit RTP	33
4.2.2. Messzeitverlust mit RTP	36
5. Diskussion der Ergebnisse	
mit dem ersten Versuchsaufbau	39
5.1. Ergebnisse mit KD*P-Pockelszelle	39
5.1.1. Polarisationsgrad	39
5.1.2. Messzeitverlust	40
5.2. Ergebnisse mit RTP-Pockelszelle	40

5.2.1. Drift	40
5.2.2. Polarisationsgrad	41
5.2.3. Messzeitverlust	42
6. Zweiter Messaufbau - Unter PKA2-Quelle	43
7. Messungen und Messwerte mit zweitem Messaufbau	49
7.1. Polarisationsgrad	49
7.1.1. Justage mit Translations- und Rotationstischen	49
7.1.2. Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der angelegten Spannung	57
7.1.3. Polarisationsgrad in Abhängigkeit der Bewegungsfreiheitsgrade	61
7.2. Messzeitverlust	64
7.3. Strahlprofil, Strahlschwerpunkt und Intensitätsasymmetrien	66
7.3.1. LASER-Strahl	66
7.3.2. Elektronenstrahl	72
8. Diskussion der Ergebnisse mit dem zweiten Versuchsaufbau	79
8.1. Polarisationsgrad	79
8.1.1. Justage mit Translations- und Rotationstischen	79
8.1.2. Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der angelegten Spannung	79
8.1.3. Polarisationsgrad in Abhängigkeit der Bewegungsfreiheitsgrade	80
8.2. Messzeitverlust	81
8.3. Strahlprofil, Strahlschwerpunkt und Intensitätsasymmetrie	82
9. Zusammenfassung und Ausblick	83
A. Anhang	85
A.1. Ergänzungen zu den Grundlagen	85
A.2. Zusätzliche Photos von dem zweiten Aufbau unter der PKA2	86
A.3. Kennlinien der LASER-Dioden	90
A.4. Abhängigkeit des Elektronenstroms der Kathode von LASER-Leistung	92
Literaturverzeichnis	95

1. Einleitung

Im P2-Experiment am Institut für Kernphysik in Mainz soll eine präzise Messung des Weinbergwinkels θ_W (auch: weak mixing angle) durchgeführt werden. Das P2-Experiment soll an MESA¹, einem in Planung befindlichen Beschleuniger, durchgeführt werden. Dazu werden Elektronen elastisch an Protonen gestreut bei kleinen Impulsüberträgen und niedrigen Strahlenergien von 150-200 MeV. Die dabei zu beobachtende Paritäts-Verletzende Streuasymmetrie A_{PV} soll mit einer relativen Genauigkeit von $\frac{\Delta A_{PV}}{A_{PV}} = 1,6\%$ gemessen werden. Diese ergibt sich aus den Wirkungsquerschnitten für jeweils umgekehrte Spin-Polarisationsrichtung des Elektronenstrahls zu

$$A_{PV} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}. \quad (1.0.1)$$

Dabei ist σ^+ der Wirkungsquerschnitt, wenn die Spinrichtung der Elektronen parallel zur Impulsrichtung bzw. zur Bewegungsrichtung der Elektronen ist. Dies entspricht einem positiven Helizitätszustand. Der Wirkungsquerschnitt σ^- ergibt sich, wenn die Spinrichtung antiparallel zur Impulsrichtung ist, also die Elektronen einen negativen Helizitätszustand besitzen. Die gemessene Asymmetrie A_{mes} berechnet sich aus den gemessenen Zählraten R^\pm gemäß

$$A_{mes} = \frac{R^+ - R^-}{R^+ + R^-}. \quad (1.0.2)$$

Die Zählraten hängen von verschiedenen Beschleunigerparametern x_i wie zum Beispiel der Energie ab. Näherungsweise besteht zwischen den Zählraten und den Wirkungsquerschnitten der Zusammenhang

$$R^\pm = f(x_i)^\pm \sigma^\pm. \quad (1.0.3)$$

Würden die experimentellen Parameter x_i nicht vom Helizitätszustand abhängen, so würde gelten:

$$f(x_i)^+ = f(x_i)^- \Rightarrow A_{mes} = A_{PV} \quad (1.0.4)$$

Da dies nicht der Fall ist, kommt zu der physikalischen Asymmetrie noch eine helizitäts-korrelierte Asymmetrie (HKA) hinzu.

¹Mainz Energy recovering Superconducting Accelerator

Nun ist es sinnvoll eine hohe Umschaltfrequenz zwischen den beiden Helizitätszuständen zu wählen und somit die helizitätskorrelierte Asymmetrie zu minimieren. Ein Grund ist, dass die Intensität des Rauschspektrums tendenziell mit der Frequenz sinkt (siehe [Aul07]). Außerdem können langfristige Drifts der Asymmetriemittelwerte schneller beobachtet werden und damit Fehler behoben werden oder die Beschleunigerparameter so optimiert werden, dass der Mittelwert der helizitätskorrelierten Asymmetrie verschwindet. Darüber hinaus werden Fluktuationen von netzsynchronen Störungen verursacht, deren Grundfrequenz 50 Hz beträgt. Um diese zu unterdrücken, bietet sich eine möglichst hohe und mit der Grundfrequenz synchrone Frequenz an (siehe auch [Aul07]). Deshalb soll die Umschaltfrequenz von bisherigen 50 Hz bei MAMI² auf 1000 Hz bei MESA erhöht werden. Eines der entscheidenden Elemente, die die mögliche Messfrequenz bestimmen, ist die Pockelszelle. Sie ist für den Wechsel zwischen rechts- und linkszirkularer Polarisation des LASER³-Strahls, der die Elektronen in der Kathode anregt, verantwortlich. Durch das Anlegen eines statischen elektrischen Feldes werden die Elektronen aus der Kathode abgesaugt. Je nachdem, ob das LASER-Licht links- oder rechtszirkular polarisiert ist, sind die Elektronen in Flugrichtung oder dazu entgegengesetzt polarisiert. Bisher hat an MAMI die Aufgabe des Umschaltens der Zirkularpolarisation eine Pockelszelle mit KD*P⁴ bei einer Umschaltfrequenz von 50 Hz übernommen. Für 1000 Hz ist dieses Material allerdings ungeeignet, da es bei dieser Frequenz schwingt und dadurch der Polarisationsgrad des LASER-Lichtes kleiner wird bzw. die Zeit, in der die Pockelszelle schwingt, geht als Messzeit verloren. Das Ziel in dieser Arbeit ist es RTP⁵ als neues Material für die Pockelszelle zu testen. Es ist zu untersuchen, ob der Kristall die höhere Frequenz mit gleichzeitig hohem zirkularem Polarisationsgrad bewältigen kann.

²Mainzer Mikrotron

³Light Amplification by stimulated Emission of Radiation

⁴KD₂PO₄ (Kaliumdideuteriumphosphat)

⁵RbTiOPO₄ (Rubidiumtitanylphosphat)

2. Grundlagen

Zur Erzeugung polarisierter Elektronen wird rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes LASER-Licht auf eine Halbleiter¹-Kathode geschossen, welches Elektronen aus dem Material herauslöst, deren Spin-Polarisation dann parallel (Helizität +1) oder antiparallel (Helizität -1) zum Impuls (Bewegungsrichtung) steht. Deshalb muss für einen schnellen Helizitätswechsel der Elektronen notwendigerweise die Zirkularpolarisation des Lichtes schnell umgeschaltet werden.

2.1. Polarisationsgradbestimmung

Bei Licht handelt es sich um transversale elektromagnetische Wellen, bei denen der elektrische Feldvektor \vec{E} senkrecht zum magnetischen \vec{H} steht und beide senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{k} stehen. Allgemein schwingt der elektrische Feldvektor also in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird im Folgenden nur \vec{E} betrachtet. Der allgemeinste Fall von polarisiertem Licht ist elliptisch polarisiertes Licht, bei dem die Spitze von \vec{E} in der Ebene senkrecht zu \vec{k} eine Ellipse beschreibt. Sei die Ausbreitungsrichtung die z -Richtung, dann kann für den elektrischen Feldvektor geschrieben werden

$$\vec{E} = (E_{0,x} \cdot \vec{e}_x + E_{0,y} \cdot \vec{e}_y \cdot e^{i\delta}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)} \quad (2.1.1)$$

mit den Einheitsvektoren in x - und y -Richtung

$$\vec{e}_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{e}_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.2)$$

¹Die Kathode besteht aus GaAs (Galliumarsenid) oder komplexeren Materialien (siehe [Rie2011]).

und dem Phasenvorschub δ . Ist Licht linear polarisiert, schwingt \vec{E} entlang einer festen Richtung senkrecht zu \vec{k} , sodass gilt:

$$\vec{E} = (E_{0,x} \cdot \vec{e}_x + E_{0,y} \cdot \vec{e}_y) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)} = \begin{pmatrix} E_{0,x} \\ E_{0,y} \end{pmatrix} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)} \quad (2.1.3)$$

Der Phasenvorschub ist hier 0. Handelt es sich um zirkular polarisiertes Licht, sind die Amplituden in x - und y -Richtung gleich und der Phasenvorschub beträgt $\pm \frac{\pi}{2}$ für rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht. Es gilt für das elektrische Feld:

$$\vec{E} = (E_0 \cdot \vec{e}_x + E_0 \cdot \vec{e}_y \cdot e^{i\pm \frac{\pi}{2}}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)} = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \cdot e^{i\pm \frac{\pi}{2}} \end{pmatrix} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)} \quad (2.1.4)$$

In der Jones-Notation [KLR90] lässt man den Faktor $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{z} - \omega t)}$ weg, da er, wegen der, gegenüber der Periode $\frac{2\pi}{\omega}$, großen Messzeit einer Intensitätsmessung, nicht zur Intensität beiträgt. In Abbildung 2.1.1 ist der experimentelle Aufbau skizziert. Eine LASER-Diode

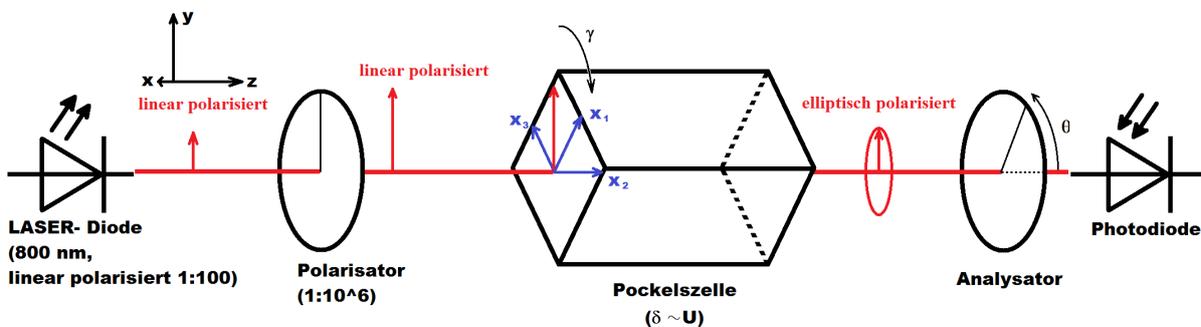


Abbildung 2.1.1.: Skizze des Experimentaufbaus

emittiert Licht der Wellenlänge von ungefähr 800 nm. Die Ausbreitungsrichtung ist die z -Richtung. Das Licht ist schon linear polarisiert, aber nur mit einer Auslöschung von $\frac{\text{minimale Intensität}}{\text{maximale Intensität}} = \frac{1}{100}$. Da dies nicht ausreichend gut ist, wird das LASER-Licht mit einem Polarisator mit einer Auslöschung von $\frac{\text{minimale Intensität}}{\text{maximale Intensität}} = \frac{1}{10^6}$ linear polarisiert. Das LASER-Licht ist nun ohne Beschränkung der Allgemeinheit in y -Richtung polarisiert. Das nächste optische Element ist die Pockelszelle. Es handelt sich um einen doppeltbrechenden Kristall, da die Brechungsindizes der drei Kristallachsen unterschiedlich sind. Die Doppelbrechung

wird in Unterabschnitt 2.2.1 beschrieben oder siehe auch [Sie1986]. Eine Kristallachse soll in Strahlrichtung zeigen. Der \vec{E} -Vektor kann nun in einen Teil, der entlang der zweiten Achse schwingt, und einen, der entlang der dritten Achse schwingt, zerlegt werden. Aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes resultiert ein Phasenvorschub zwischen den beiden Anteilen am Ende des Kristalles. Dieser Phasenvorschub kann verändert werden, indem eine Spannung an der Pockelszelle angelegt wird, sodass aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht gemacht werden kann. Da der Phasenvorschub nicht exakt auf $\frac{\pi}{2}$ eingestellt werden kann, wird elliptisch polarisiertes Licht erzeugt, was in der Abbildung 2.1.1 angedeutet ist. Als nächstes kommt ein Analysator bzw. ein Polarisator, mit dem das Licht auf seine Polarisation und seinen Polarisationsgrad hin analysiert werden kann. Dazu wird aber eine Photodiode benötigt, die die Intensität des einfallenden Lichtes misst. Die Beschreibung der Modifikation der Polarisation des LASER-Lichts durch die einzelnen optischen Elemente erfolgt mittels Matrizen (siehe [KLR90]). Die Matrix für einen Polarisator bzw. Analysator ist

$$M_{\text{Pol}} = \begin{pmatrix} \cos^2(\theta) & \sin(\theta) \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \cos(\theta) & \sin^2(\theta) \end{pmatrix}. \quad (2.1.5)$$

θ ist die Orientierung des Polarisators bzw. Analysators (siehe auch Abbildung 2.1.1). Wenn eine Kristallachse der Pockelszelle genau entlang der optischen Achse bzw. der Ausbreitungsrichtung des LASER-Strahls ausgerichtet ist kann sie mittels der Matrix

$$M_{\text{PC}} = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} \cos^2(\gamma) + e^{-i\frac{\delta}{2}} \sin^2(\gamma) & 2i \sin(\gamma) \cos(\gamma) \sin(\frac{\delta}{2}) \\ 2i \sin(\gamma) \cos(\gamma) \sin(\frac{\delta}{2}) & e^{-i\frac{\delta}{2}} \cos^2(\gamma) + e^{i\frac{\delta}{2}} \sin^2(\gamma) \end{pmatrix} \quad (2.1.6)$$

beschrieben werden. Dabei ist δ der Phasenvorschub der Pockelszelle und γ ihre Orientierung. Für das elektrische Feld nach dem Analysator ergibt sich

$$\vec{E} = M_{\text{Pol}} M_{\text{PC}} \begin{pmatrix} 0 \\ E_0 \end{pmatrix}. \quad (2.1.7)$$

Hierbei wird angenommen, dass der Polarisator das Licht in y -Richtung zu 100% linear polarisiert. Die Intensität des elektrischen Feldes nach dem Analysator ist:

$$I = \vec{E} \cdot \vec{E}^* \quad (2.1.8)$$

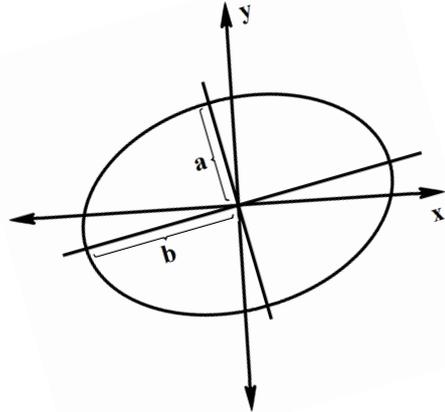
$$= \frac{1}{4} \left[2 - \cos(4\gamma - 2\theta) - \cos(2\theta) - 2 \cos(\delta) \sin(2\gamma) \sin(2\gamma - 2\theta) \right] E_0^2. \quad (2.1.9)$$

Da die Pockelszelle nicht perfekt justiert und der Phasenvorschub mittels der angelegten Spannung nicht perfekt eingestellt werden kann, wird hinter der Pockelszelle in der Regel elliptisch polarisiertes Licht beobachtet. Dabei beschreibt der elektrische Feldvektor in der xy -Ebene eine Ellipse, wie in der folgenden Abbildung angedeutet ist. In [KLR90] wird gezeigt, dass der Grad der Zirkularpolarisation von beliebig orientiertem, elliptisch polarisiertem Licht folgendermaßen berechnet werden kann

$$P_{\text{cir}} = \frac{I_{\text{cir}}}{I_{\text{tot}}} \quad (2.1.10)$$

$$= \frac{\pm 2ab}{a^2 + b^2} \quad (2.1.11)$$

$$= \frac{\pm 2\sqrt{I_{\text{max}}I_{\text{min}}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (2.1.12)$$



I_{cir} ist die Intensität des zirkular polarisierten Lichtes, während I_{tot} die Gesamtintensität ist. a bzw. b sind die Längen der kurzen und langen Halbachse der Ellipse, die vom elektrischen Feldvektor beschrieben wird, und I_{min} bzw. I_{max} sind die entsprechenden Intensitäten. $+1$ entspricht einem vollständig rechtszirkular und -1 einem vollständig linkszirkular polarisierten Strahl.

2.1.1. Helizitätskorrelierte Asymmetrien

Da die Pockelszelle nicht perfekt justiert und auch nicht die exakte $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung angelegt werden kann oder durch andere optische Elemente ist das Licht strahlabwärts der Pockelszelle elliptisch polarisiert. Abbildung 2.1.2 zeigt, wie sich die Intensität in der xy -Ebene verändert, wenn der Phasenvorschub von 90° abweicht. Die Graphen wurden mit Gleichung (2.1.8) mit $\gamma = 45^\circ$ erstellt. Da die Kathode eine Analysierstärke besitzt (siehe

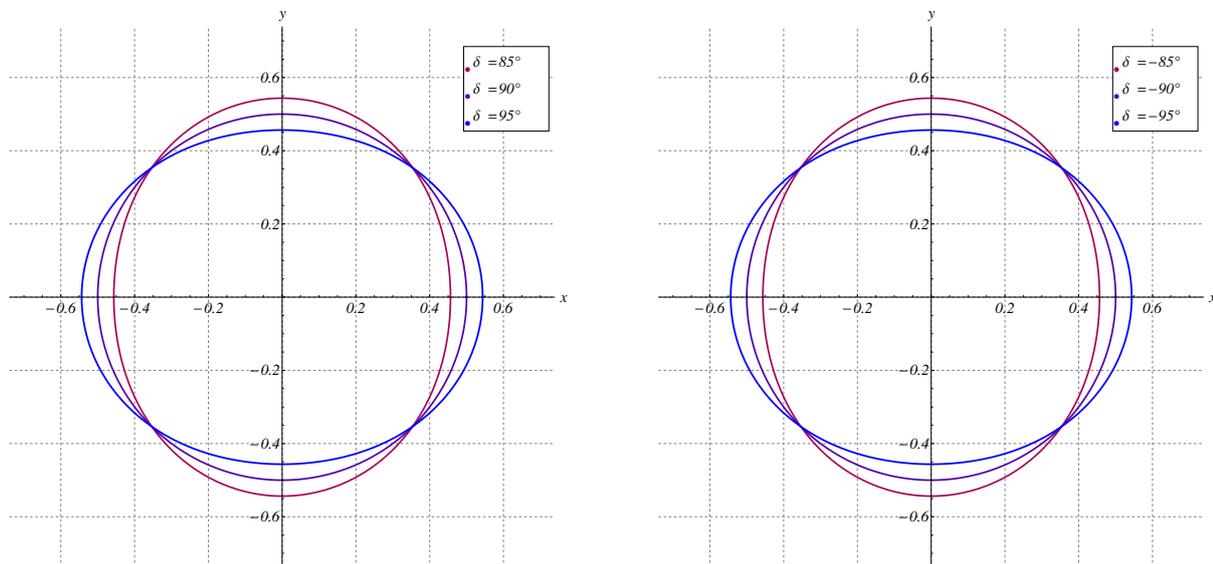


Abbildung 2.1.2.: Verhalten der Intensität oder äquivalent dazu die Länge des \vec{E} in der xy -Ebene in Abhängigkeit vom Phasenvorschub

[Mair1996]), also als ein Analysator anzusehen ist, ist die Intensität des Elektronenstrahls asymmetrisch bezüglich der Zirkularpolarisation der Photonen. Der eine Fall ist, wenn die Ellipsen hinter der Pockelszelle für links- und rechtszirkulare Polarisation unterschiedliche Exzentrizitäten haben, aber die lange bzw. die kurze Hauptachse in derselben Richtung liegen. Dies kann durch eine „symmetrische“ Abweichung ς beschrieben werden.

$$\delta_+ = \frac{\pi}{2} + \varsigma \quad (2.1.13)$$

$$\delta_- = -\left(\frac{\pi}{2} + \varsigma\right) \quad (2.1.14)$$

Der andere Fall ist, wenn die langen bzw. kurzen Hauptachsen um 90° zueinander gedreht sind. Dies kann durch eine „antisymmetrische“ Abweichung α beschrieben werden.

$$\delta_+ = \frac{\pi}{2} + \alpha \quad (2.1.15)$$

$$\delta_- = -\frac{\pi}{2} + \alpha \quad (2.1.16)$$

In beiden Fällen kann die Intensitätsasymmetrie mit Hilfe einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte nach der Pockelszelle kompensiert werden. Durch Drehen der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte drehen sich auch die Ellipsen, die der \vec{E} -Vektor beschreibt. Werden die Ellipsen nun so weit gedreht, dass die Polarisatorrichtung der Kathode in Richtung des Schnittpunktes der Ellipsen zeigt, so verschwindet die helizitätskorrelierte Intensitätsasymmetrie (siehe Abbildung 2.1.3. Es gibt also vier Einstellungen der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte bei denen die Asymmetrie verschwindet.

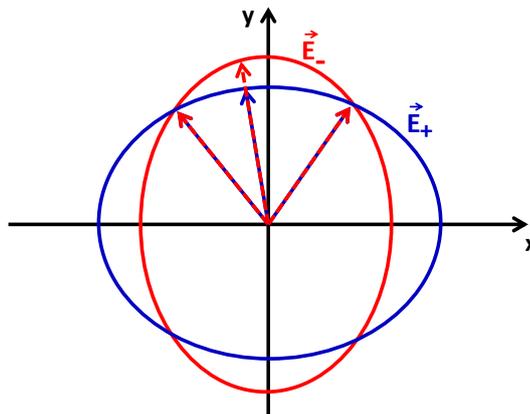


Abbildung 2.1.3.

2.1.2. Stokes-Formalismus

Eine andere Möglichkeit, das LASER-Licht zu beschreiben, ist der Stokes-Formalismus (siehe auch [KLR90]). Dabei wird die Intensität des Lichtes und nicht das elektrische Feld beschrieben. Der Stokes-Vektor ist folgendermaßen definiert:

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle I \rangle \\ \langle I_0 - I_{90} \rangle \\ \langle I_{45} - I_{135} \rangle \\ \langle I_{rec} - I_{lcp} \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle \\ \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle \\ \langle 2E_x E_y \cos \phi \rangle \\ \langle 2E_x E_y \sin \phi \rangle \end{pmatrix} = I \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ P_Q \\ P_U \\ P_V \end{pmatrix} \quad (2.1.17)$$

Hier ist I die Gesamtintensität des polarisierten Lichtes. Q ist die Intensität des Lichtes, das linear in x -Richtung (0°) oder y -Richtung (90°) polarisiert ist und P_Q der zugehörige Polarisationsgrad. Ist $P_Q = 1$, so ist das Licht komplett in x -Richtung polarisiert, bei $P_Q = -1$ ist es in y -Richtung polarisiert. U ist die Intensität des Lichtes, das entlang der Diagonalen ($\pm 45^\circ$) polarisiert ist. In der vierten Zeile des Vektors steht die Intensität des zirkular polarisierten Lichtes. Ist $P_U = 1$, ist das Licht komplett rechtszirkular polarisiert und bei $P_U = -1$ ist es komplett linkszirkular polarisiert. Auch hier wird die Modifikation der Polarisation durch die optischen Elemente mit Matrizen beschrieben. Die Matrix, die die Pockelszelle beschreibt, lautet:

$$M_{PC} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(4\gamma) \sin^2(\frac{\delta}{2}) + \cos^2(\frac{\delta}{2}) & \sin(4\gamma) \sin^2(\frac{\delta}{2}) & -\sin(2\gamma) \sin(\delta) \\ 0 & \sin(4\gamma) \sin^2(\frac{\delta}{2}) & -\cos(4\gamma) \sin^2(\frac{\delta}{2}) + \cos^2(\frac{\delta}{2}) & \cos(2\gamma) \sin(\delta) \\ 0 & \sin(2\gamma) \sin(\delta) & -\cos(2\gamma) \sin(\delta) & \cos(\delta) \end{pmatrix} \quad (2.1.18)$$

δ ist der Phasenvorschub und γ die Orientierung der Pockelszelle bezüglich der Strahlachse. Damit ergibt sich nach der Pockelszelle, wenn das Licht vor der Pockelszelle in y -Richtung

polarisiert ist

$$\vec{S}_{\text{PC}} = M_{\text{PC}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -\cos(4\gamma) \sin^2(\frac{\delta}{2}) - \cos^2(\frac{\delta}{2}) \\ -\sin(4\gamma) \sin^2(\frac{\delta}{2}) \\ -\sin(2\gamma) \sin(\delta) \end{pmatrix}. \quad (2.1.19)$$

Hieraus ist ersichtlich, wie der Zirkularpolarisationsgrad vom Phasenvorschub δ und von der Orientierung γ abhängt. Für $\gamma = 45^\circ$ und $\delta = \pm 90^\circ$ ergibt sich

$$\vec{S}_{\text{PC}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \mp 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.20)$$

und somit komplett links- oder rechtszirkular polarisiertes Licht. Mit (2.1.19) ergibt sich nachstehende Abbildung 2.1.4. Daraus ist ersichtlich, dass für einen Polarisationsgrad $> 0,9999$, was angestrebt wird, die Orientierung der Pockelszelle von 45° bezüglich der Strahlachse nur maximal um $0,4^\circ$ und die $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung nur maximal um etwa $0,9\%$ abweichen darf.

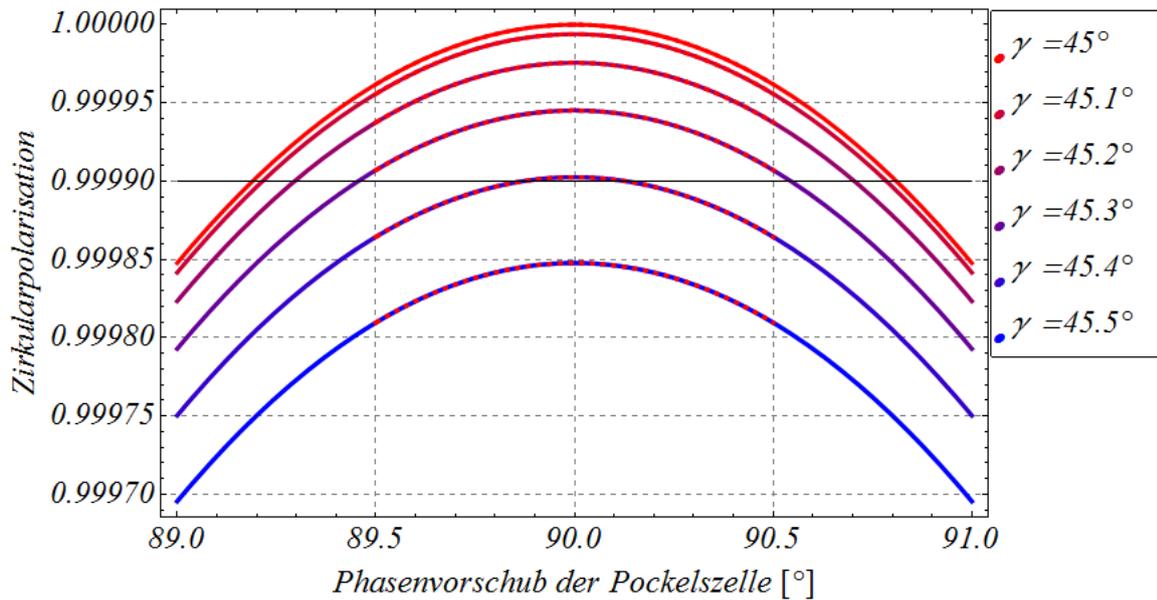


Abbildung 2.1.4.: Zirkularpolarisation gegenüber Phasenvorschub δ ; von oben nach unten Orientierung γ der Pockelszelle von 45° bis $45,5^\circ$ in $0,1^\circ$ -Schritten.

2.2. Linear elektro-optischer Effekt

2.2.1. Doppelbrechung

In isotropen Medien werden die linearen optischen Eigenschaften mit dem Brechungsindex n beschrieben. Durch die Wechselwirkung des Lichtes mit einem Medium wird die Geschwindigkeit des Lichtes kleiner, genauso wie seine Wellenlänge. Die Geschwindigkeit c_m und Wellenlänge λ_m im Medium ergeben sich aus denen im Vakuum c , λ zu:

$$c_m = \frac{c}{n} \text{ und } \lambda_m = \frac{\lambda}{n} \quad (2.2.1)$$

In anisotropen Medien hängt der Brechungsindex von der Polarisation des Lichtes ab. Hier kann die lineare Wechselwirkung mit Licht durch ein Brechungsellipsoid mit den n_i als Hauptachsen beschrieben werden.

$$1 = \sum_i \left(\frac{x_i}{n_i} \right)^2 \text{ mit } i = 1, 2, 3 \quad (2.2.2)$$

Ist nun ein Lichtstrahl nicht entlang einer der drei Hauptachsen polarisiert, tritt Doppelbrechung auf. Es kann sich für den elektro-optischen Effekt folgender Spezialfall angesehen

werden. Das anisotrope Medium ist ein quaderförmiger Kristall, dessen Hauptachsen parallel zu den Kanten orientiert sind. Die polarisierten Lichtstrahlen treffen senkrecht auf den Kristall und werden somit nicht gebrochen. Sie bewegen sich also parallel zu einer Hauptachse. Die Polarisation kann nun in Teile parallel zu den beiden anderen Hauptachsen aufgespalten werden. Diese Teilstrahlen breiten sich nun mit unterschiedlicher Geschwindigkeit aus, da sie unterschiedliche Brechungsindizes erfahren. Nach Durchlaufen des Kristalls haben die beiden Teilstrahlen den Phasenunterschied

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_1 - n_2) = 2\pi \frac{l}{\lambda} \Delta n. \quad (2.2.3)$$

2.2.2. Linear elektro-optischer Effekt, allgemein

Wenn beim Anlegen eines elektrischen Feldes die Brechungsindizes linear moduliert werden, so wird vom linear elektro-optischen oder Pockels-Effekt gesprochen. In diesem Fall wird das Brechungsellipsoid durch Koeffizienten a_{ij} , die vom angelegten konstanten elektrischen Feld \vec{E} abhängen, beschrieben. Die neue Gleichung des Brechungsellipsoides sieht folgendermaßen aus:

$$1 = \sum_{i,j} x_i x_j a_{ij}(\vec{E}) \quad \text{mit} \quad a_{ii}(0) = \frac{1}{n_i^2}, \quad a_{ij}(0) = 0 \quad \text{für} \quad i \neq j \quad (2.2.4)$$

$$\text{mit } i = 1, 2, 3 \quad ; \quad j = 1, 2, 3 \quad (2.2.5)$$

Die Entwicklung der Koeffizienten um die Stelle $\vec{E} = 0$ ist dann

$$a_{ij}(\vec{E}) = a_{ij}(0) + r_{ijk} E_k + s_{ijkl} E_k E_l + \dots \quad (2.2.6)$$

Es ist üblich eine Ersetzung der Indizes gemäß $11 = 1, 22 = 2, 33 = 3, 23 = 4, 13 = 5, 12 = 6$ vorzunehmen. Die Entwicklung soll nur bis zur ersten Ordnung berücksichtigt werden, da nur der linear elektro-optische Effekt eine Rolle spielt und die Glieder höherer Ordnung verschwinden. Der Tensor r_{ijk} bzw. r_{ik} ist also eine (6×3) -Matrix. Die linearen elektro-

optischen Eigenschaften eines Mediums werden somit durch die Matrixgleichung

$$\begin{pmatrix} a_1 - \frac{1}{n_1^2} \\ a_2 - \frac{1}{n_2^2} \\ a_3 - \frac{1}{n_3^2} \\ a_4 \\ a_5 \\ a_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (2.2.7)$$

beschrieben. Um die Besetzung der r_{ik} eines Kristalls zu bestimmen, muss dessen Symmetrie betrachtet werden.

2.2.3. RTP

RTP steht für RbTiOPO_4 (Rubidiumtitylphosphat) und besitzt eine orthorhombisch-pyramidale Kristallstruktur. Zur genaueren Beschreibung siehe [Kit2006]. Dieser Kristall gehört damit zur Symmetriegruppe C_{2v} oder $mm2$. Das heißt, dass der Kristall bei geeignetem Koordinatensystem unter einer Inversion an der x_3 -Achse und Spiegelungen an den x_1x_3 - und x_2x_3 -Ebenen invariant ist. Diese Symmetrieoperationen können folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$i_{x_3} : x_1, x_2, x_3 \mapsto -x_1, -x_2, x_3 \quad (2.2.8)$$

$$s_{x_1x_3} : x_1, x_2, x_3 \mapsto x_1, -x_2, x_3 \quad (2.2.9)$$

$$s_{x_2x_3} : x_1, x_2, x_3 \mapsto -x_1, x_2, x_3 \quad (2.2.10)$$

Wird zum Beispiel i_{x_3} auf Gleichung (2.2.4) angewendet, gilt vor und nach der Transformation:

$$\begin{aligned} 1 &= x_1^2 \left(\frac{1}{n_1^2} + r_{11}E_1 + r_{12}E_2 + r_{13}E_3 \right) + \dots \\ &\quad \dots + 2x_1x_2 \cdot (r_{61}E_1 + r_{62}E_2 + r_{63}E_3) \\ 1 &= (-x_1)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} + r_{11}(-E_1) + r_{12}(-E_2) + r_{13}E_3 \right) + \dots \\ &\quad \dots + 2(-x_1)(-x_2) \cdot (r_{61}(-E_1) + r_{62}(-E_2) + r_{63}E_3) \end{aligned}$$

Da die Eigenschaften des Kristalls invariant sein sollen, muss gelten:

$$0 = 2(x_1^2(r_{11}E_1 + r_{12}E_2) + x_2^2(r_{21}E_1 + r_{22}E_2) + x_3^2(r_{31}E_1 + r_{32}E_2) \\ + 2x_1x_2 \cdot r_{43}E_3 + 2x_2x_3 \cdot r_{53}E_3 + 2x_1x_3 \cdot (r_{61}E_1 + r_{62}E_2))$$

$$\Rightarrow r_{11} = r_{12} = r_{21} = r_{22} = r_{31} = r_{32} = r_{43} = r_{53} = r_{61} = r_{62} = 0$$

Analog ergibt sich nach der Anwendung von $s_{x_1x_3}$ und $s_{x_2x_3}$:

$$r_{41} = r_{52} = r_{61} = r_{63} = 0$$

Somit gilt für RTP:

$$\begin{pmatrix} a_1 - \frac{1}{n_1^2} \\ a_2 - \frac{1}{n_2^2} \\ a_3 - \frac{1}{n_3^2} \\ a_4 \\ a_5 \\ a_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (2.2.11)$$

Die Achsen sollen ohne Beschränkung der Allgemeinheit so gewählt werden, dass $r_{33} > r_{23} > r_{13}$ ist. Das äußere elektrische Feld sei nun im Folgenden entlang der x_3 -Achse des Kristalles angelegt. Für die Brechungsindizes des „neuen“ Brechungselipsoides ergibt sich

$$\frac{1}{n_i'^2} = \frac{1}{n_i^2} + r_{i3}E_3. \quad (2.2.12)$$

Dann berechnet sich die spannungsabhängige Brechungsindexänderung zu:

$$n_i' = n_i \left(\frac{1}{\sqrt{1 + n_i^2 r_{i3} E_3}} \right) \approx n_i - \frac{1}{2} n_i^3 r_{i3} E_3 \quad (2.2.13)$$

$$(2.2.14)$$

$$\Rightarrow \Delta n_i(U_3) = -\frac{1}{2} n_i^3 r_{i3} \frac{U_3}{d_3} \quad (2.2.15)$$

Dabei ist U_3 die in x_3 -Richtung angelegte Spannung und d_3 die Dicke des Kristalls in x_3 -Richtung. Die Näherung ist gerechtfertigt, da $n_i = O(1), r_{i3} = O(10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}), U_3 =$

$O(10^3 \text{ V})$, $d_3 = O(10^{-3} \text{ m})$ und somit $n_i^2 r_{i3} \frac{U_3}{d_3} = O(10^{-5})$. Im Folgenden wird anstatt U_3 und d_3 nur noch U und d geschrieben, da die Spannung in x_3 -Richtung angelegt sein soll.

Um die Abhängigkeit des Phasenvorschubes von der natürlichen Phasenmodulation des Kristalles ohne angelegte Spannung und von thermischen Schwankungen zu kompensieren, werden in RTP-Pockelszellen zwei RTP-Kristalle hintereinander positioniert, wobei diese bezüglich der optischen Achse, welche hier die x_2 -Achse der Kristalle ist, um 90° verdreht sind. Die Anordnung ist in Abbildung 2.2.1 skizziert. Wird LASER-Licht, das in der xy -

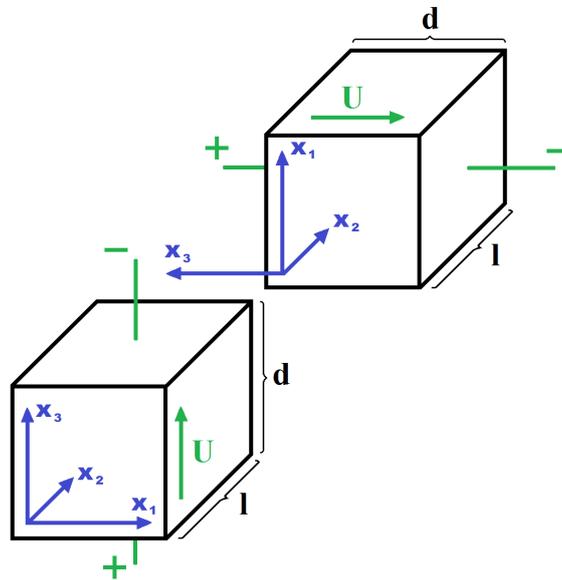


Abbildung 2.2.1.: Anordnung von RTP- Kristallen in der Pockelszelle

Ebene linear polarisiert ist, durch die RTP-Pockelszelle geschickt, so ergibt sich mit Hilfe von Gleichung (2.2.3) für den ersten Kristall ein Phasenvorschub von

$$\Delta\phi_{x_2,1} = 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(n_1 - n_3 + \left(\frac{1}{2}n_3^3 r_{33} - \frac{1}{2}n_1^3 r_{13} \right) \frac{U}{d} \right) \quad (2.2.16)$$

und für den zweiten, da die Spannung in umgekehrter Richtung angelegt ist, von

$$\Delta\phi_{x_2,2} = 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(n_1 - n_3 - \left(\frac{1}{2}n_3^3 r_{33} - \frac{1}{2}n_1^3 r_{13} \right) \frac{U}{d} \right). \quad (2.2.17)$$

Auf Grund der um 90° gedrehten Anordnung ist der Gesamtphasenvorschub die Differenz

der beiden und ergibt sich zu:

$$\Delta\phi_{x_2} = 4\pi \frac{l}{\lambda} \frac{1}{2} (n_3^3 r_{33} - n_1^3 r_{13}) \frac{U}{d} \quad (2.2.18)$$

$$(2.2.19)$$

$$= \pi \frac{L}{\lambda} n_3^3 r_{x_2,eff} \frac{U}{d} \quad (2.2.20)$$

Dabei ist $L = 2l$ die Gesamtstrecke, die das LASER-Licht im RTP-Kristall zurücklegt und $r_{x_2,eff} = r_{33} - \frac{n_1^3}{n_3^3} r_{13}$ ein effektiver elektro-optischer Koeffizient.

Analog ergeben sich andere Abhängigkeiten des Phasenvorschubes; da aber $r_{33} > r_{23} > r_{13}$ ist, wird für den selben Phasenvorschub in dieser Anordnung die kleinste Spannung benötigt und deshalb diese auch meistens benutzt.

2.2.4. KD*P

KD*P steht für KD_2PO_4 (Kaliumdideuteriumphosphat). Es gehört zur Kristallklasse 42m und ist optisch einachsrig (siehe [Kit2006]), weshalb gilt:

$$n_1 = n_2 = n_o \text{ und } n_3 = n_e \quad (2.2.21)$$

Für den elektro-optischen Tensor ergibt sich

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix} \quad (2.2.22)$$

Und damit ergibt sich, wenn das elektrische Feld in x_3 -Richtung angelegt wird

$$1 = \frac{x_1^2 + x_2^2}{n_o^2} + \frac{x_3^2}{n_e^2} + 2x_1x_2r_{63}E_3. \quad (2.2.23)$$

Durch Transformation der Koordinaten kann die Gleichung wieder auf die Form eines Index-Ellipsoides gebracht werden. Für die Brechungsindizes des „neuen“ Brechungsellip-

soides ergeben sich:

$$\frac{1}{n_1'^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_3 \quad (2.2.24)$$

$$\frac{1}{n_2'^2} = \frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_3 \quad (2.2.25)$$

$$\frac{1}{n_3'^2} = \frac{1}{n_e^2} \quad (2.2.26)$$

Wie nach der Transformation ersichtlich ist, ist es nicht nötig zwei Kristalle hintereinander zu betreiben, wie es beim RTP der Fall ist. Denn nun ergibt sich mit der x_3 -Achse als Strahlachse ein Phasenvorschub von

$$\Delta\phi_{x_3} = 2\pi n_o^3 r_{63} \frac{U}{\lambda}. \quad (2.2.27)$$

Da die Pockelszelle longitudinal betrieben wird, verschwindet die Abhängigkeit von den geometrischen Parametern d und l der Pockelszelle.

2.2.5. $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung von RTP

Um den gewünschten Phasenvorschub von $\frac{\pi}{2}$ zu erhalten, muss die $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung angelegt werden, da dann der Wegunterschied der beiden Teilstrahlen $\frac{\lambda}{4}$ beträgt. Zur Berechnung der $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung müssen die Brechungsindizes für die verwendete Wellenlänge bekannt sein. Dafür werden Sellmeiergleichungen (siehe [MMV11] oder [CSZ+07]) bestimmt, welche die allgemeine Form

$$n_i(\lambda)^2 = A_i + \sum_j \frac{B_{i,j}}{\lambda^2 - C_{i,j}} \quad \text{mit } j = 1, 2 \quad (2.2.28)$$

oder

$$n_i(\lambda)^2 = A_i + \frac{B_{i,1}\lambda^2}{\lambda^2 - C_i} - B_{i,2}\lambda^2 \quad (2.2.29)$$

haben. Die Wellenlänge wird in der Regel in μm angegeben. In Tabelle 2.2.1 sind die drei Brechungsindizes für verschiedene Parameter und Gleichungen aufgelistet. In der folgenden Abbildung 2.2.2 ist die Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes nach [MMV11] gezeigt. Sie zeigt, dass die Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes klein ist. Aus [CSZ+07] geht außerdem hervor, dass die Temperaturabhängigkeit $\frac{\partial n}{\partial T}$ von der Größenordnung 10^{-5} 1/K und somit vernachlässigbar klein ist.

Außer den Brechungsindizes müssen die elektro-optischen Koeffizienten bekannt sein. Auch hier gibt es verschiedene Werte aus verschiedenen Quellen², die in Tabelle 2.2.2 zu sehen

²Die Lieferfirma der Pockelszelle konnte die Werte der Koeffizienten nicht weiterleiten.

Quelle der Parameter	n_1	n_2	n_3	$\lambda[\text{m}]$	Jahr
[MMV11]	1,765 68	1,774 32	1,852 66	0,7966	2011
[CSZ+07]	1,782 45	1,7886	1,874 05	0,7966	2007
[Nik05]	1,778 46	1,7881	1,874 89	0,7966	2005

Tabelle 2.2.1.: Brechungsindizes von RTP für 796,6 nm aus verschiedenen Quellen.

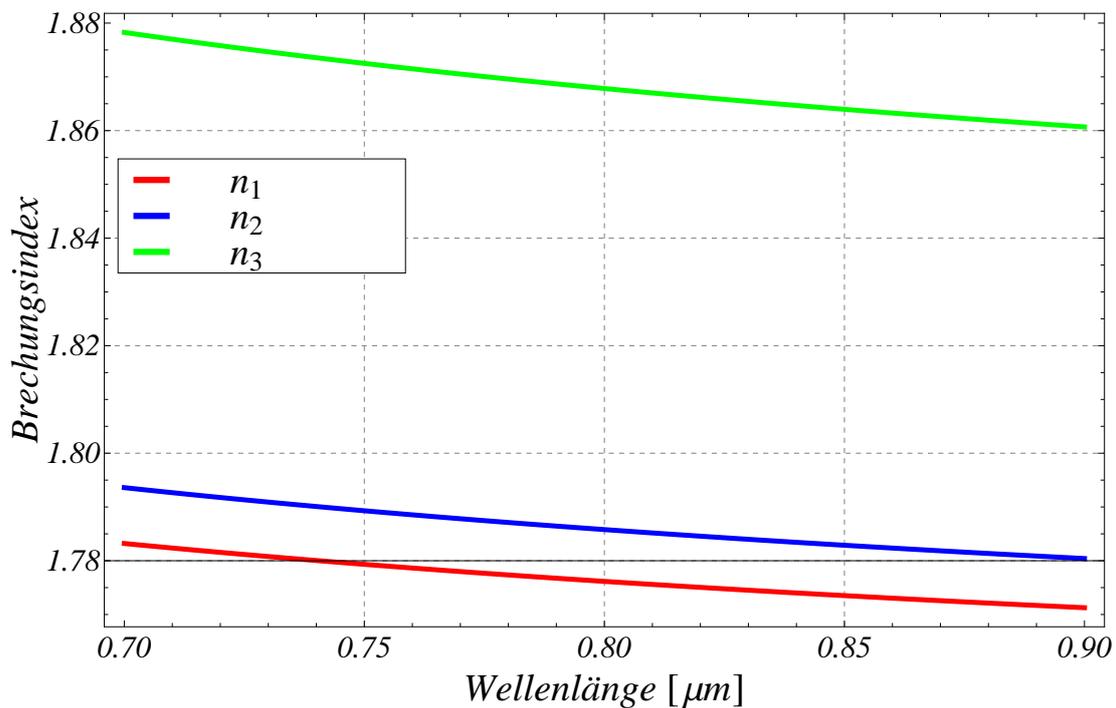


Abbildung 2.2.2.: Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes n_1, n_2, n_3 von RTP nach [MMV11].

sind.

Nun lassen sich $\frac{\lambda}{4}$ -Spannungen berechnen. U_{x_2} entspricht der Anordnung in Abbildung 2.2.1 und U_{x_1} ist die erforderliche Spannung, wenn die x_1 -Achse der Kristalle die Strahlachse des LASER-Strahls ist.

$$U_{x_1} = \frac{\Delta\phi_{x_1}}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{L} \cdot \frac{d}{n_3^3 r_{33} - n_1^3 r_{23}} \quad (2.2.30)$$

Tabelle 2.2.3 zeigt $\frac{\lambda}{4}$ -Spannungen für verschiedene Kombinationen von Brechungsindizes und elektro-optischen Koeffizienten. Aus der Tabelle 2.2.3 geht hervor, dass die $\frac{\lambda}{4}$ -Spannungen stärker von den Unterschieden der r_{i3} -Tripel abhängen als von den Unter-

Quelle der elektro-optischen Koeffizienten	r_{13} [$\frac{\text{pm}}{\text{V}}$]	r_{23} [$\frac{\text{pm}}{\text{V}}$]	r_{33} [$\frac{\text{pm}}{\text{V}}$]	Jahr
[Nik05]	10,9	15,0	33,0	2005
[CDE+07]	12,5	17,1	39,6	2007
[Las]	10,5	12,5	35,0	2005

Tabelle 2.2.2.: Elektro-optische Koeffizienten von RTP aus verschiedenen Quellen.

n_i -Tripel Quelle	r_{i3} -Tripel Quelle	U_{x_2} [V]	U_{x_1} [V]
[MMV11]	[CDE+07]	423,48	495,54
[Nik05]	[Nik05]	510,06	604,70
[MMV11]	[Nik05]	517,11	614,24
[CSZ+07]	[CDE+07]	419,59	489,32
[CSZ+07]	[Las]	466,12	501,51

Tabelle 2.2.3.: $\frac{\lambda}{4}$ - Spannungen für RTP bei unterschiedlicher Kristallanordnung sowie verschiedenen n_i - und r_{i3} -Tripeln.

schieden der n_i -Tripel. In der nachstehenden Abbildung 2.2.3 ist die Wellenlängenabhängigkeit von U_{x_2} und U_{x_1} mit dem n_i -Tripel von [MMV11] und r_{i3} -Tripel von [CDE+07] gezeigt. Als Beispiel würde sich hier für U_{x_3} bei 800 nm eine $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung von 2912,05 V ergeben, weshalb diese Kristall-Spannungs-Anordnung nicht verwendet wird.

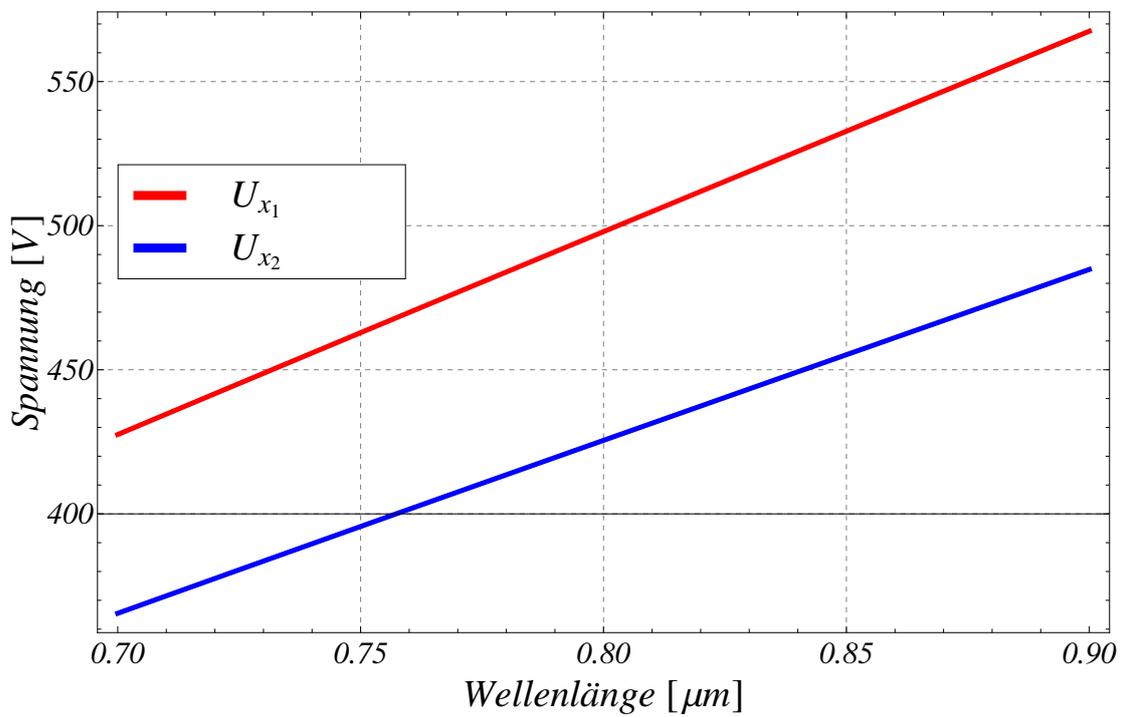


Abbildung 2.2.3.: Berechnete Wellenlängenabhängigkeit von U_{x_2} und U_{x_1} mit dem n_i -Tripel von [MMV11] und r_{i3} -Tripel von [CDE+07].

3. Erster Messaufbau - Auf einem optischem Tisch

Die ersten Messungen werden auf einem optischen Tisch durchgeführt. Der Aufbau ist auf Bild 3.0.1 zu sehen¹.

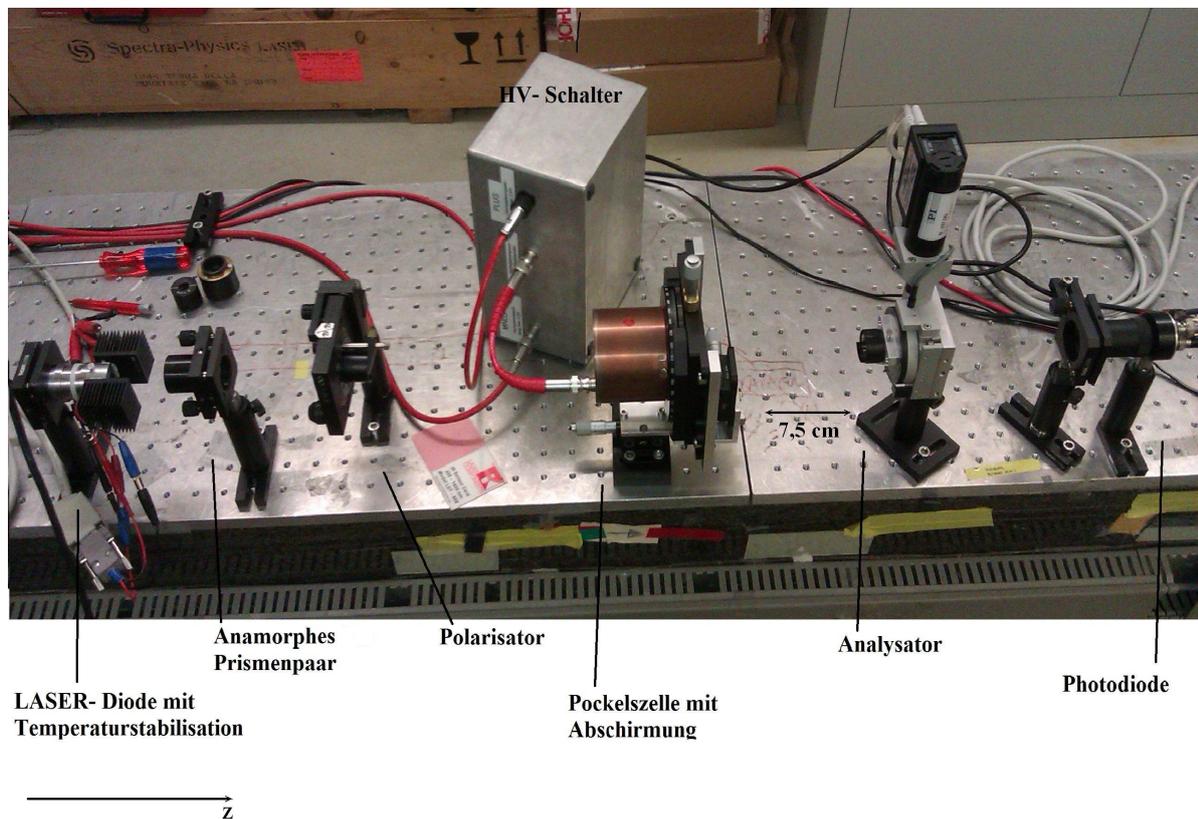


Abbildung 3.0.1.: Erster Messaufbau

Die LASER-Diode² emittiert Licht der Wellenlänge 796,6 nm und wird mit einer Temperaturstabilisation versehen mit der sie konstant auf $(23,0 \pm 0,1)^\circ\text{C}$ gehalten wird, da bei

¹HV: high voltage

²Firma: IMM Photonics GmbH, Modell: DL 8141-035A, Betriebsart: CW, Wellenlänge laut Hersteller: 808 nm

höheren Temperaturen die Lebenserwartung der LASER-Dioden sinkt und der benötigte Schwellstrom ansteigt. Für die Diode wird eine Leistungs-Strom-Kennlinie aufgenommen³. Das Strahlprofil der LASER-Diode ist eine Ellipse mit großer Exzentrizität. Deshalb folgt der LASER-Diode ein anamorphes Prismenpaar, das dem Zweck dient, aus dem elliptischen Strahlprofil ein rundes oder eines mit deutlich kleinerer Exzentrizität zu machen. Zwar produziert die LASER-Diode linear polarisiertes Licht, aber nur mit einer Auslöschung von der Größenordnung von 1 : 100. Um diese zu verbessern, wird ein Polarisator eingebaut, nach dem das Licht mit einem Auslöschungsverhältnis von $> 10^{-6}$ linear polarisiert ist. Dies entspricht einem Polarisationsgrad der Linearpolarisation von

$$P_{\text{lin}} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} > \frac{10^6 - 1}{10^6 + 1} = 0,999\,998. \quad (3.0.1)$$

Das nächste optische Element ist nun die Pockelszelle, die sich auf Grund der angelegten Hochspannung zur Abschirmung in einem Metallgehäuse befindet. Außerdem kann sie mittels eines Rotationstisches um die z -Achse bzw. Strahlachse rotiert, mittels zweier Goniometer um die x - und y -Achse rotiert und mittels eines Schiebetisches in x - und y -Richtung verschoben werden. Ein Analysator, der das folgende Element ist, dient zur Analyse des Lichtes nach der Pockelszelle. Er ist mit einem Motor versehen, sodass er im Gegensatz zum Polarisator und zur Pockelszelle nicht von Hand um die Strahlachse gedreht werden muss. Das letzte Element ist eine Photodiode, die dem Zweck dient, die ankommende LASER-Intensität in ein elektrisches Signal umzuwandeln, das dann mit einem Digital-Voltmeter (DVM) oder einem Oszilloskop betrachtet werden kann.

Es soll hier darauf hingewiesen werden, dass der Hersteller der RTP-Pockelszelle explizit davon abrät Gleichspannung oder Signale, die im Mittel einer Gleichspannung entsprechen, an der RTP-Pockelszelle anzulegen. Aus diesem Grund ergibt sich die Problematik, dass nur mit einer Rechteckspannung mit betragsmäßig gleicher positiver und negativer Spannung gemessen werden kann. Während der Messung schaltete der HV-Schalter mit mindestens 50 Hz (die meiste Zeit mit 1000 Hz) zwischen positiver und negativer Spannung hin und her. Im Gegensatz zur KD*P-Pockelszelle, an die mehrere Stunden bis Tage eine Gleichspannung angelegt werden kann, kann der Polarisationsgrad also nur dynamisch gemessen werden, weshalb auch ein LabVIEW⁴-Programm zum automatischen Drehen des Analysators und Messen der Intensität im gewünschten Zeitabschnitt mit dem Oszilloskop geschrieben wurde. Zum besseren Vergleich wird mit der KD*P-Pockelszelle auch nicht

³siehe Anhang Abbildung A.3.1

⁴LabVIEW (Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench) ist ein graphisches Programmiersystem von National Instruments. Die nach dem Datenfluss-Modell erfolgende Programmiersprache nennt sich „G“.

mit konstanter Spannung gemessen. Ein weiterer Grund ist, dass im Beschleunigerbetrieb die Pockelszelle auch mit einer Rechteckspannung betrieben wird.

3.1. Justage

Die genaue Justage der Pockelszelle ist wichtig, da der maximal erreichbare Polarisationsgrad der Zirkularpolarisation davon abhängt. Die Pockelszelle muss so justiert werden, dass die Strahlachse mit einer Kristallachse (meistens der x_2 -Achse) übereinstimmt. Dazu werden die Pockelszelle und der Analysator zunächst einmal aus dem Strahlengang genommen und der Polarisator so lange gedreht, bis auf dem DVM ein maximaler Strom angezeigt wird. Dann zeigt die Polarisationsachse des Polarisators in die Polarisationsrichtung des LASER-Lichtes, das von der LASER-Diode emittiert wird. Danach wird der Analysator eingebaut und so lange gedreht, bis ein Minimum an Strom auf dem DVM angezeigt wird. Nun sind Polarisator und Analysator gekreuzt, das heißt ihre Polarisationsachsen sind um 90° verdreht. Als nächstes wird die Pockelszelle eingebaut und so justiert, dass ein Minimum an Licht an der Photodiode ankommt. Dann ist die Pockelszelle so justiert, dass die Strahlachse entlang einer Kristallachse ausgerichtet ist und die Polarisationsrichtung des LASER-Strahls vor der Pockelszelle auch in eine Kristallachsenrichtung zeigt. Deshalb bleibt das Licht auch nach der Pockelszelle in dieselbe Richtung linear polarisiert⁵ und durch den um 90° gedrehten Analysator kein Licht transmittiert. Die Anordnung entspricht Abbildung 3.1.1. Ist dies nicht so, gibt es Anteile des elektrischen Feldvektors, die in andere Kristallachsenrichtungen zeigen. Zwischen diesen Anteilen gibt es dann einen Phasenunterschied, das Licht ist hinter der Pockelszelle elliptisch polarisiert und ein Teil des Lichtes wird durch den Analysator transmittiert.

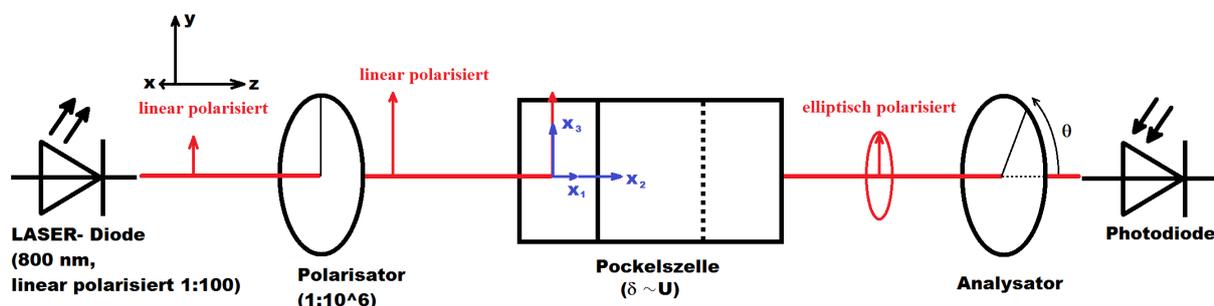


Abbildung 3.1.1.: Skizze vom Experimentaufbau bei Justage auf Minimum von Pockelszelle.

⁵Die Pockelszelle kann nicht perfekt justiert werden, sodass das Licht nach ihr immer elliptisch polarisiert ist. Dies ist in Abbildung 3.1.1 angedeutet.

Nach der Justage wird die Pockelszelle in Strahlrichtung um $\gamma = 45^\circ$ gedreht. Jetzt kann

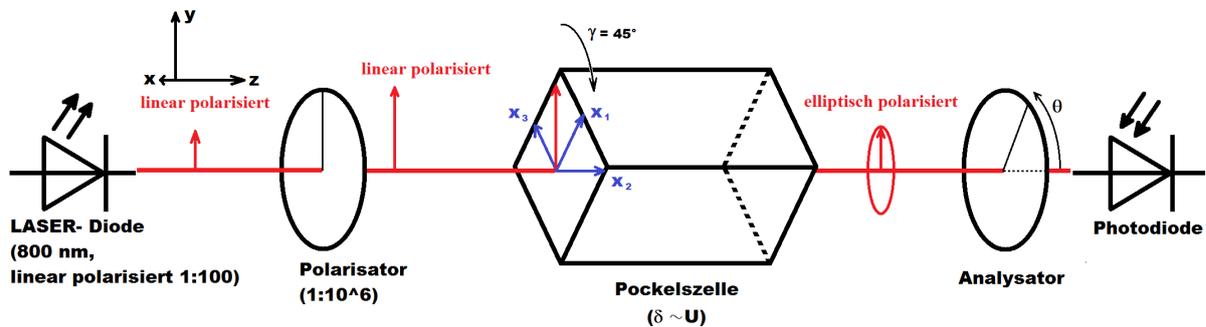


Abbildung 3.1.2.: Skizze vom Experimentaufbau nach 45° Rotation der Pockelszelle um die Strahlachse.

der \vec{E} -Vektor in zwei gleich lange Teilvektoren aufgeteilt werden, die entlang der zwei zur Strahlachse senkrechten Achsen schwingen. Wird nun die $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung angelegt, ist der Phasenvorschub zwischen den beiden gleich langen Teilvektoren $\frac{\pi}{2}$ und das Licht ist zirkular polarisiert (siehe Gleichung (2.1.4)).

4. Messungen und Messwerte mit erstem Messaufbau

Bisher wird am MAMI das Umschalten zwischen links- und rechtszirkular polarisiertem LASER-Strahl mit einer Pockelszelle realisiert, die mit einem Kristall aus KD*P aufgebaut ist. Doch bei hohen Frequenzen wie den angestrebten 1000 Hz wird das Material durch den reziproken piezoelektrischen Effekt beim schnellen Umschalten von positiver zu negativer Spannung zum Schwingen angeregt, wodurch der Polarisationsgrad entlang einer halben Periode bei konstanter angelegter Spannung nicht konstant bleibt (siehe [Har97]). Um dies zu unterdrücken, wird die Anstiegszeit von links- zu rechtszirkularer Polarisation mit elektrischen Elementen im HV-Schalter verlängert. Dadurch entsteht ein längerer Messzeitverlust für die Experimente am Beschleuniger. Es sind also zwei wichtige Eigenschaften von RTP zu untersuchen: Erstens der maximal mögliche Polarisationsgrad von Zirkularpolarisation und zweitens das Umschaltverhalten bei 1000 Hz und der dadurch entstehende Messzeitverlust.

4.1. Messwerte mit KD*P

Zuerst wird zum Reproduzieren von alten Ergebnissen aus [Har97] und [Aul07] und zum Vertrautwerden mit dem Aufbau und den Elementen eine Pockelszelle¹ mit KD*P-Kristall untersucht.

4.1.1. Polarisationsgrad mit KD*P

Zur Bestimmung des Polarisationsgrades der Zirkularpolarisation müssen nach Gleichung (2.1.10) I_{\max} und I_{\min} bestimmt werden. Dazu wird der Analysator mit Hilfe des Motors in 10°-Schritten um 360° gedreht und jeweils die Intensität des Lichtes hinter dem Analysator gemessen. Die Abbildung 4.1.1 zeigt das Oszillogramm während der Messung. Das

¹Hersteller: Gsänger, Typ: Longitudinal, Wellenlänge: 0,25-1,3 μm , Apertur: 8 mm, Halbwellenspannung: 3,2 kV(1,06 μm), Zerstörschwelle: $>500 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$

grüne Signal, das auch als Triggersignal dient, ist die an der Pockelszelle angelegte Spannung durch 1000 dividiert und das gelbe Signal die Intensität des Lichtes. In der oberen Hälfte des Bildschirms sieht man eine ganze Periode der angelegten Frequenz von 50 Hz und in der unteren den Ausschnitt der Periode von 9,6 ms, die zur Messung der Intensität herangezogen worden ist. In Abbildung 4.1.1 wird gerade die Intensität bei positiver Spannung gemessen, indem der Mittelwert der gelben Spannungskurve im Messfenster gemessen wird. Nach entsprechend eingestellter Messzeit wechselt der Messausschnitt zur negativen Spannung. Das dafür geschriebene LabVIEW-Programm befindet sich im Anhang.

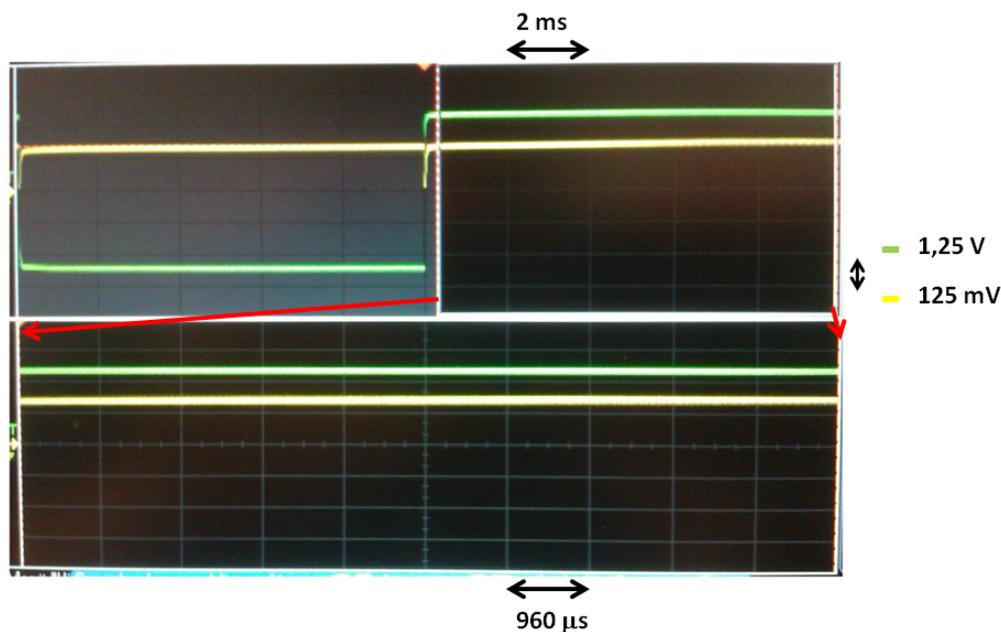
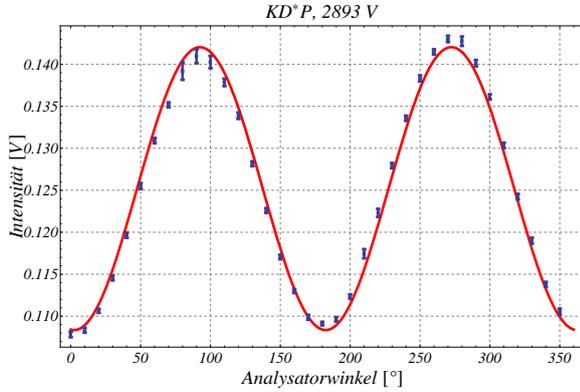


Abbildung 4.1.1.: Bildschirm vom Oszilloskop bei Messung des Polarisationsgrades. Gelbe Linie ist die Intensität nach dem Analysator und grün die Spannung am 1000:1-Spannungsteiler.

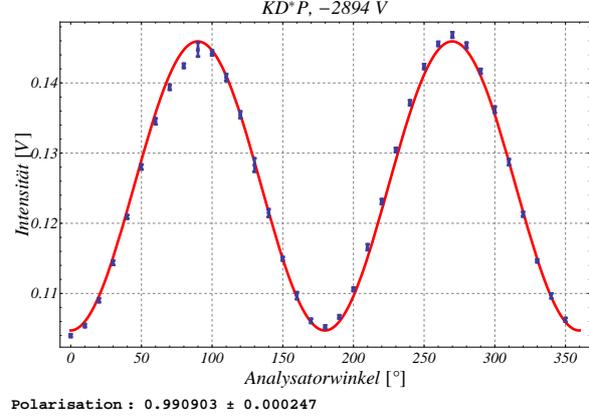
Die Auswertung der Daten wird mit dem Programm Mathematica² gemacht. Die für verschiedene Spannungen aufgenommene Intensität I in Abhängigkeit vom Analysatorwinkel

²Mathematica ist ein mathematisch-naturwissenschaftliches Programmpaket der Unternehmens Wolfram Research.

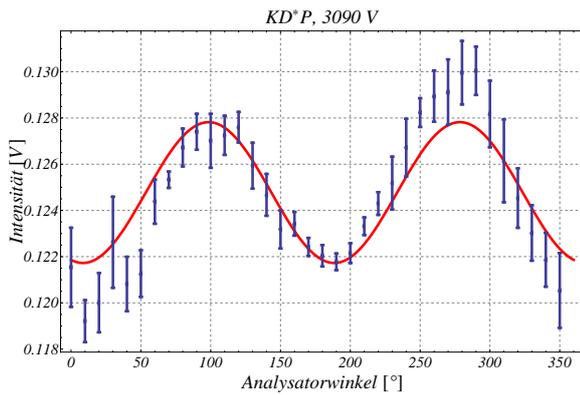
	Estimate	Standard Error
ap	0.250391	0.000378754
cUp	1.4363	0.0021051
γ p	44.6695	0.0655991
wp	0.310112	0.0101583



	Estimate	Standard Error
an	0.250639	0.000328779
cUn	1.40569	0.00169717
γ n	44.9783	0.0618322
wn	-0.299018	0.0121611



	Estimate	Standard Error
ap	0.249545	0.000384052
cUp	1.54746	0.00194098
γ p	44.7943	0.0657985
wp	0.152887	0.00157203



	Estimate	Standard Error
an	0.249831	0.000333482
cUn	1.51274	0.001754
γ n	45.2946	0.0539695
wn	0.0704429	0.00332437

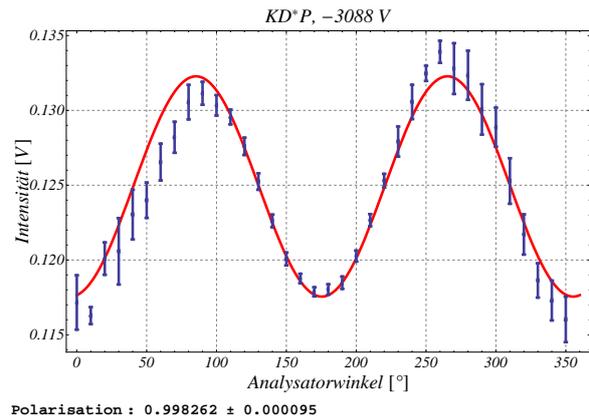


Abbildung 4.1.2.: Verschiedene Messungen mit KD*P mit Fitkurve

θ wurde auf Grund von Gleichung (2.1.8) mit der Funktion

$$I(\theta) = \frac{1}{4} [2 - \cos(4\gamma - 2(\theta - w)) - \cos(2(\theta - w)) - 2 \underbrace{\cos(c \cdot U)}_{\delta} \sin(2\gamma) \sin(2\gamma - 2(\theta - w))] \cdot a \quad (4.1.1)$$

angepasst. Dabei ist γ die Orientierung der Pockelszelle, die auf 45° eingestellt sein soll, δ ist der Phasenvorschub der Pockelszelle und a ist die Amplitude. Desweiteren wurde zur Kontrolle der Parameter w eingeführt, der einem Offset des Analysatorwinkels entspricht und auf 0° eingestellt wird, da bei der Anfangsstellung der Polarisator und der Analysator gekreuzt sind. In der Abbildung 4.1.2 sind vier Messungen von unterschiedlichen Spannungen mit Anpassfunktion und den berechneten Parametern sowie dem Polarisationsgrad

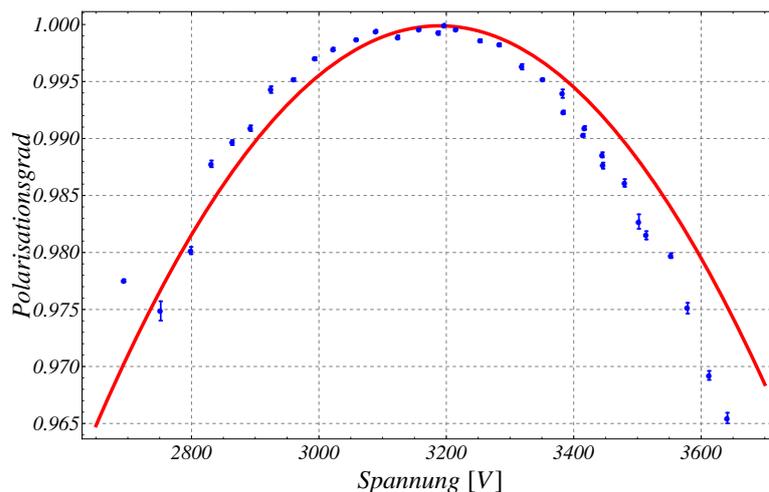
zu sehen. Dabei ist bei positiver Spannung an die Parameter ein p und bei negativer Spannung ein n angehängt. Die Standardabweichung berechnet Mathematica mit Hilfe des Levenberg-Marquardt-Algorithmus. Um nun die $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung zu bestimmen wird der Polarisationsgrad aus den einzelnen Messungen gegen die jeweilige angelegte Spannung aufgetragen. Als Anpassfunktion wird auf Grund von Gleichung (2.1.10)

$$P(U) = 2a \frac{\sqrt{I(0, U) \cdot I(\frac{\pi}{2}, U)}}{I(0, U) + I(\frac{\pi}{2}, U)} \quad \text{mit} \quad (4.1.2)$$

$$I(\theta, U) = \frac{1}{4} [2 - \cos(4\gamma - 2(\theta - w)) - \cos(2(\theta - w)) - 2 \underbrace{\cos(c \cdot U)}_{\delta} \sin(2\gamma) \sin(2\gamma - 2(\theta - w))] \quad (4.1.3)$$

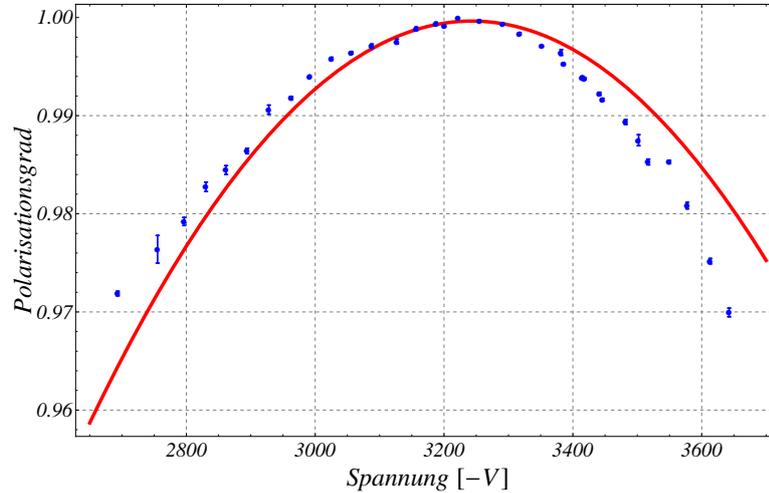
verwendet. In Gleichung (4.1.3) wurde die Amplitude weggelassen, da sie sich in Gleichung (4.1.2) herauskürzt. Der Parameter a in diesem Fall gibt den maximal erreichbaren Polarisationsgrad an. Bei guter Justage befindet sich das Minimum der Intensität bei $\theta = 0^\circ$ oder $\theta = 90^\circ$ und da es sich um elliptisch polarisiertes Licht handelt, befindet sich das Maximum 90° davon entfernt. Da die Gleichung (4.1.2) symmetrisch unter Vertauschung von $I(0, U)$ und $I(\frac{\pi}{2}, U)$ ist, gilt sie für beide Fälle. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.1.3 zusehen.

	Estimate	Standard Error
ap	0.999883	0.000237553
cp	0.000246255	0.0000843874
γp	44.9976	22 547.9
wp	-0.0155001	9223.53



$P_{\max} = 0.999883, (U = 3189.37 \text{ V})$

	Estimate	Standard Error
an	0.999638	0.000237798
cn	0.000242183	0.0000952255
γ_n	45.0057	50349.6
wn	-0.0205842	7957.93



$P_{\max} = 0.999638$, ($U = -3243.00$ V)

Abbildung 4.1.3.: Polarisationsgrad gegenüber der an der KD*P-Pockelszelle angelegten Spannung.

4.1.2. Messzeitverlust mit KD*P

Der Wechsel zwischen links- und rechtszirkularer Polarisation führt zu einem Messzeitverlust, da in dieser Zeit der Polarisationsgrad nicht den gewünschten konstanten, maximalen Wert hat. Dieser Messzeitverlust hängt von der Schnelligkeit der Schalter, der Verzögerung der Elektronik und dem Verhalten des Kristalles ab. Da die verwendeten Schalter³ eine Anstiegszeit von der Größenordnung $\mathcal{O}(\text{ns})$ haben, sind die letzten beiden Punkte die dominierenden. In der Abbildung 4.1.4 sind die gemessene Intensität nach dem Analysator ($\theta = 0^\circ$), die am 1000:1-Spannungsteiler abgegriffene Spannung und die daraus berechnete Intensität gegenüber der Zeit aufgetragen. Berechnet wird die Intensität mit Gleichung (4.1.1) mit den vorher bestimmten Parametern. Es wird bei diesen Messungen über 100 Perioden gemittelt. Als Maß dafür wie groß der Messzeitverlust ist, wird die Zeit genommen, nach der die Intensität nach dem Umschalten auf 95 % ihres Endwertes gestiegen ist. In der ersten Messung in Abbildung 4.1.4 beträgt der Messzeitverlust $\approx 150 \mu\text{s}$, was in der Abbildung 4.1.4 mit einem gelben Balken verdeutlicht ist. Die Spannung am 1000:1-Spannungsteiler entspricht nicht der Spannung an der Pockelszelle, da diese sich wie ein Kondensator mit einer Kapazität von 6 pF verhält und somit erst über den Widerstand R_2 und die Drossel (siehe Schaltplan in Abbildung 4.1.5) aufgeladen werden muss.

³Hersteller: Behlke, Modell: HTS 81, $V_{o(\max)}$: 8000 V (DC), typische Anstiegszeit: < 10 ns

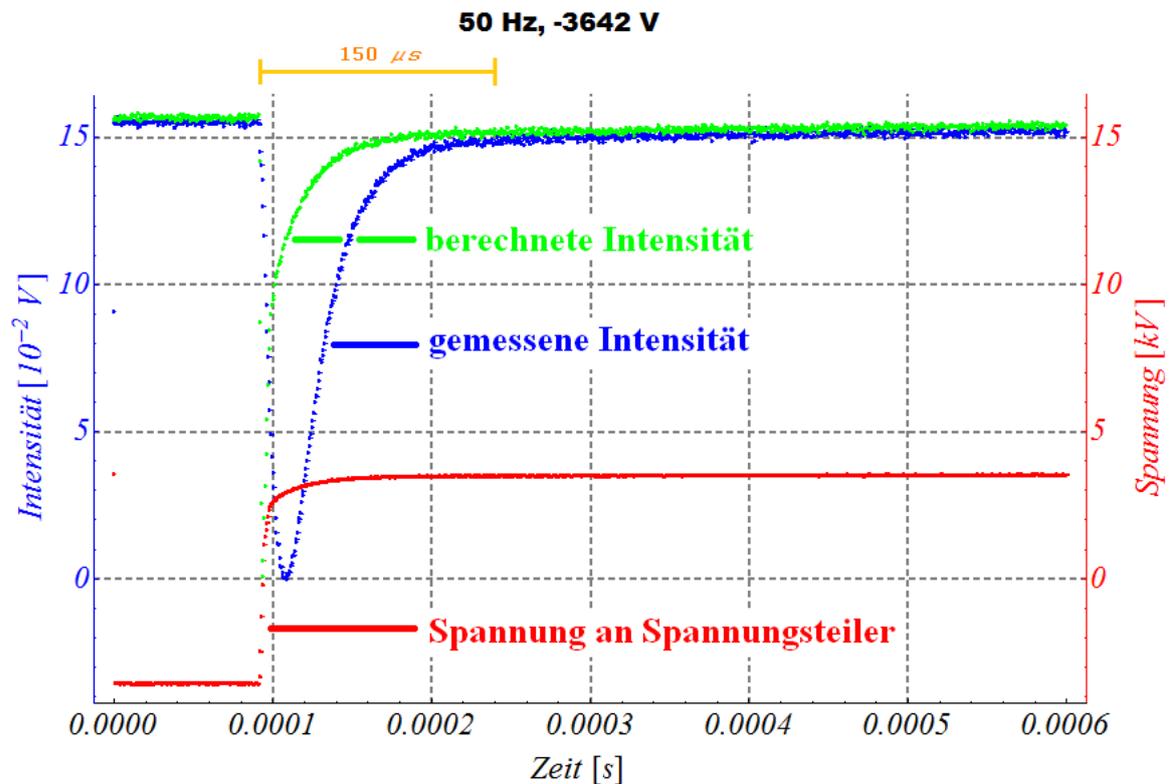


Abbildung 4.1.4.: Berechnete Intensität, gemessene Intensität und Spannung an der Pockelszelle aufgetragen gegenüber der Zeit.

Dies ist auch aus Abbildung 4.1.4 ersichtlich. Um die Anstiegszeit zu verkürzen, wird die Elektronik im HV-Schalter verändert. Der Schaltplan vom Ausgang des HV-Schalters ist in Abbildung 4.1.5 und der geöffnete Schaltkasten in Abbildung 4.1.6 dargestellt. Zuerst wird die Drossel, eine 100 mH-Spule, ausgebaut; weil dies aber nichts an der Anstiegszeit ändert, wird auch noch das HV-Kabel vom HV-Schalter zur Pockelszelle verkürzt (siehe Abbildung 3.0.1) und so die Kapazität verkleinert. Dadurch verkürzt sich die Anstiegszeit, da $\tau = R \cdot C$, auf $\approx 36 \mu s$, was in Abbildung 4.1.7 auch mit einem gelben Balken verdeutlicht wird. Doch kommt es hier zu Schwingungen durch den reziproken piezoelektrischen Effekt, wodurch sich der Messzeitverlust verlängert. Die Amplitude der Oszillation bei $36 \mu s$ beträgt 1% der Intensität. Nach $90 \mu s$ beträgt sie noch 0,5% und die Intensität ist auf etwa 97% angestiegen.

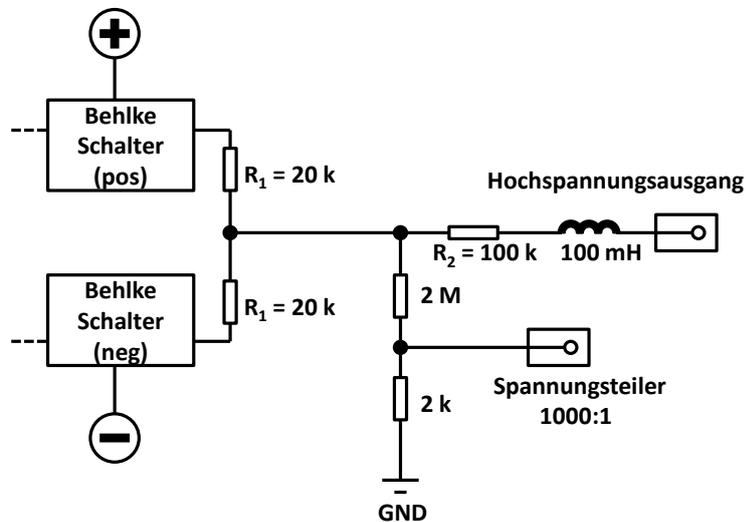


Abbildung 4.1.5.: Schaltplan vom Ausgang des HV-Schalters.

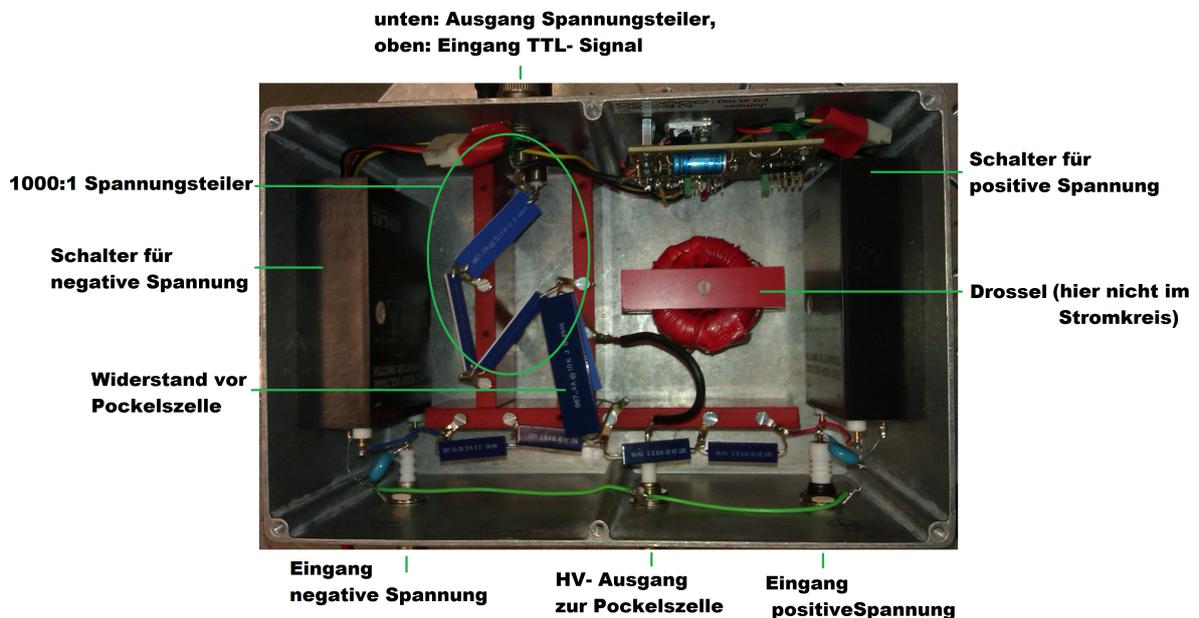


Abbildung 4.1.6.: Geöffneter Schaltkasten; Maße: $(22 \times 14,5 \times 10,5)\text{cm}^3$ (Länge×Breite×Tiefe).

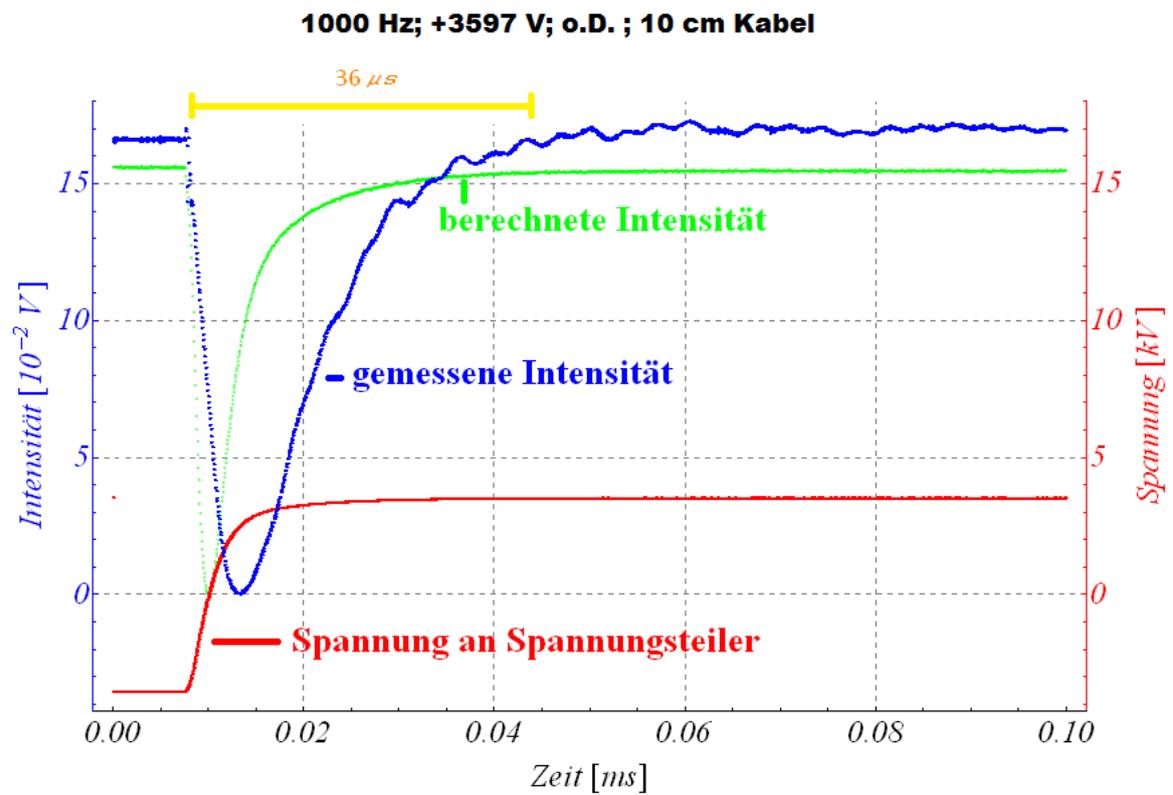


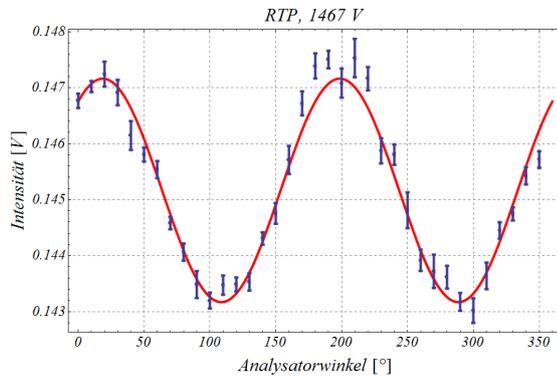
Abbildung 4.1.7.: Berechnete Intensität, gemessene Intensität und Spannung an der Pockelszelle gegenüber der Zeit; ohne Drossel (o.D.).

4.2. Messwerte mit RTP

Mit der RTP-Pockelszelle⁴ wird mit erhöhter Frequenz von 1000 Hz gemessen, ansonsten werden die Messungen analog zu denen mit KD*P durchgeführt. Außerdem muss die Pockelszelle, wie in Unterabschnitt 2.2.5 berechnet wurde, mit einer kleineren Spannung versorgt werden.

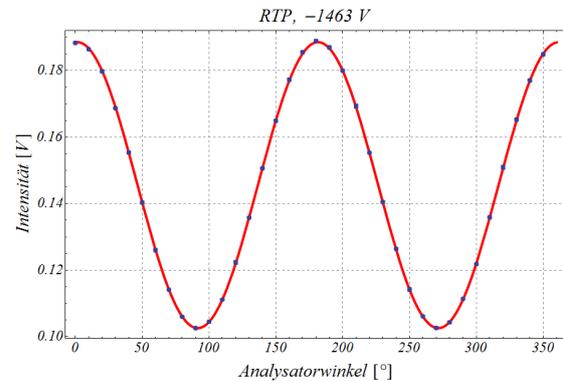
4.2.1. Polarisationsgrad mit RTP

	Estimate	Standard Error
ap	0.290335	0.0000866578
cUp	1.58208	0.000422216
γ_p	45.2257	0.0118861
wp	0.986715	0.000132651



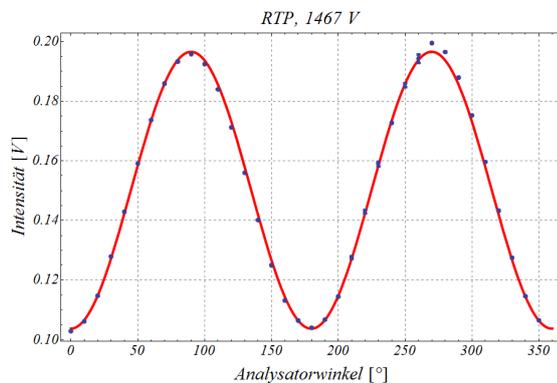
Polarisation : 0.999907 ± 0.000005

	Estimate	Standard Error
an	0.291141	0.0000614719
cUn	1.87029	0.000280667
γ_n	45.3801	0.00620801
wn	-0.127042	0.00141433



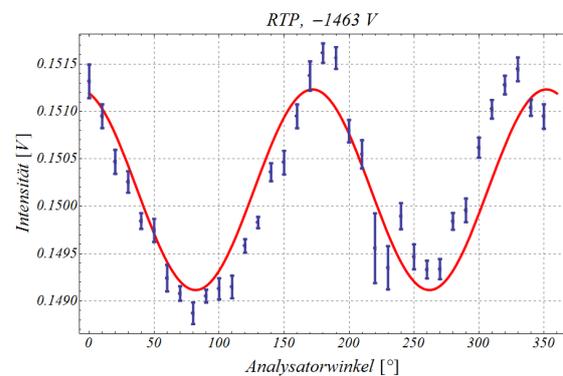
Polarisation : 0.956139 ± 0.000058

	Estimate	Standard Error
ap	0.300324	0.000444303
cUp	1.25657	0.00226663
γ_p	44.9976	0.0715343
wp	-0.202602	0.0320005



Polarisation : 0.951822 ± 0.000593

	Estimate	Standard Error
an	0.300347	0.00013381
cUn	1.57757	0.000621679
γ_n	44.9442	0.0174273
wn	-0.0122011	0.000117234



Polarisation : 0.999976 ± 0.000004

Abbildung 4.2.1.: Verschiedene Messungen mit RTP mit Anpassfunktion.

⁴Hersteller: LASER- COMPONENTS, Typ: Transversal, Wellenlänge: 0,4-3,0 μm , Apertur: 4 mm, Halbwellenspannung: 1-3 kV (1,06 μm), Zerstörschwelle: $>1 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$

In der Abbildung 4.2.1 sind verschiedene Messungen mit unterschiedlichen Spannungen zu sehen. Außerdem sind die Anpassfunktion (4.1.1) und die berechneten Parameter sowie der Polarisationsgrad zu sehen. Wie in Unterabschnitt 2.1.1 erklärt wird, kommt es durch

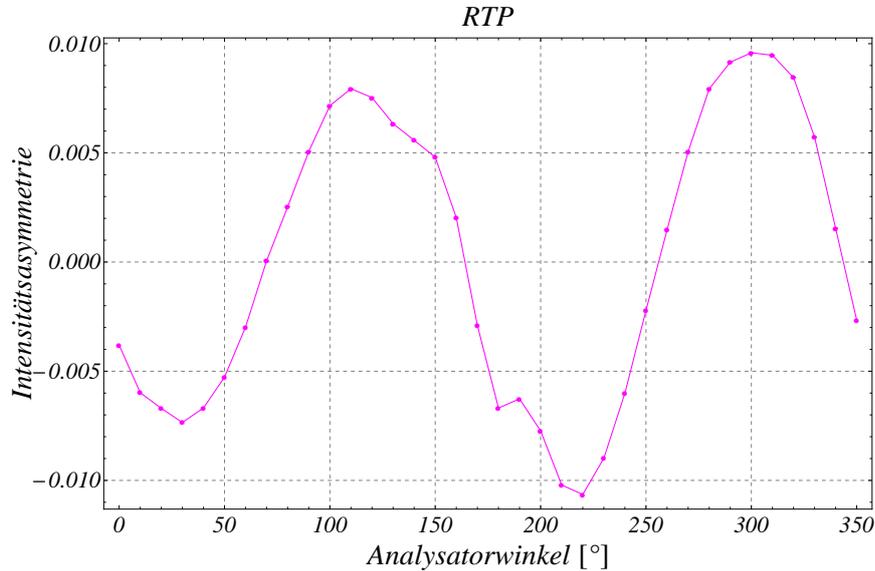


Abbildung 4.2.2.: Intensitätsasymmetrie gegenüber Analysatordrehwinkel.

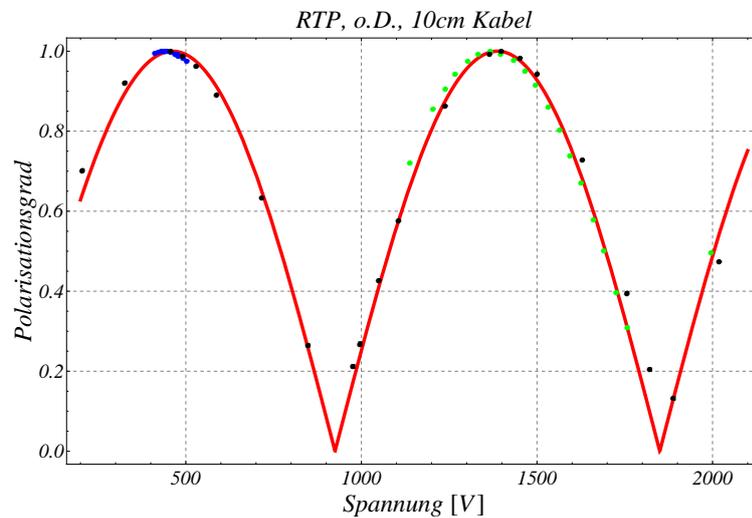
die unterschiedlichen elliptischen Polarisierungen des LASER-Strahls zu HKA. Aus den Messungen der Intensität gegenüber dem Analysatorwinkel wie in Abbildung 4.2.1 kann auch gleich die Intensitätsasymmetrie gegenüber dem Analysatorwinkel berechnet werden. Und zwar indem für jeden Analysatorwinkel

$$A_I = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad (4.2.1)$$

berechnet wird. Hierbei ist I_+ die Intensität bei positiver Spannung und I_- die Intensität bei negativer Spannung. In der Abbildung 4.2.2 ist dies für zwei Messungen (zweiter Messaufbau) mit positiver und negativer Spannung durchgeführt, wobei der Zirkularpolarisationsgrad sowohl für positive und negative angelegte Spannung 0,999 94 beträgt. Wie erwartet verschwindet die Intensitätsasymmetrie innerhalb einer Drehung um 360° viermal, da dort die Analysatorachse in Richtung des Schnittpunktes der Ellipsen zeigt. Denn ein Analysator lässt nur den Teil des Lichtes durch, dessen elektrische Felder entlang seiner Achse schwingen. Beim Schnittpunkt der Ellipsen sind diese Anteile gerade gleich groß. Dazu siehe auch Abbildung 2.1.3 in Unterabschnitt 2.1.1.

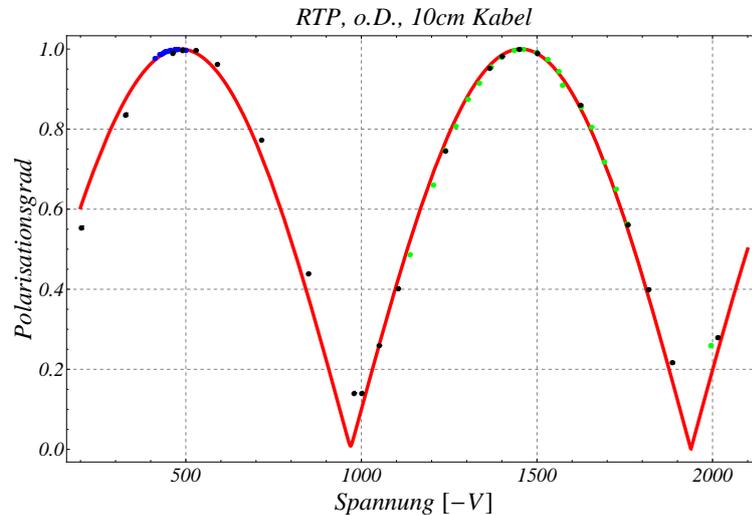
Wird nun auch für RTP der Polarisationsgrad der Zirkularpolarisation gegen die an der Pockelszelle angelegte Spannung aufgetragen, so ergeben sich die Graphen in Abbildung 4.2.3. Es sind drei verschiedene Messungen (grüne, blaue und schwarze Messpunkte)

	Estimate	Standard Error
ap	0.999999	0.000222385
cp	0.00169837	3.91045×10^{-6}
γp	45.0025	1430.38
wp	0.00366674	2555.5



$P_{\max} = 0.999999$, ($U = 462.44$ V)

	Estimate	Standard Error
an	1.	0.00058508
cn	0.00162076	5.02815×10^{-6}
γn	45.1022	247.493
wn	0.0396066	494.254



$P_{\max} = 1.000000$, ($U = -484.59$ V)

Abbildung 4.2.3.: Polarisationsgrad gegenüber der an der RTP-Pockelszelle angelegten Spannung; oben positive Spannung, unten negative Spannung.

zusammengefügt. Diese wurden zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit an verschiedenen Tagen aufgenommen. Es zeigt sich also, dass mit RTP hohe Polarisationsgrade von $> 0,9999$ bei niedrigerer Spannung von $\approx \pm 460$ V erreicht werden können.

4.2.2. Messzeitverlust mit RTP

Mit der RTP-Pockelszelle wird direkt ohne Drossel und mit verkürztem HV-Kabel gemessen. Außerdem werden auch drei Messungen durchgeführt, bei denen der Analysator jeweils um 45° gedreht wird. Dies dient dem Nachvollziehen und Überprüfen des Verlaufes der Intensität beim Umschalten der Hochspannung. Abbildung 4.2.4 zeigt die Messung.

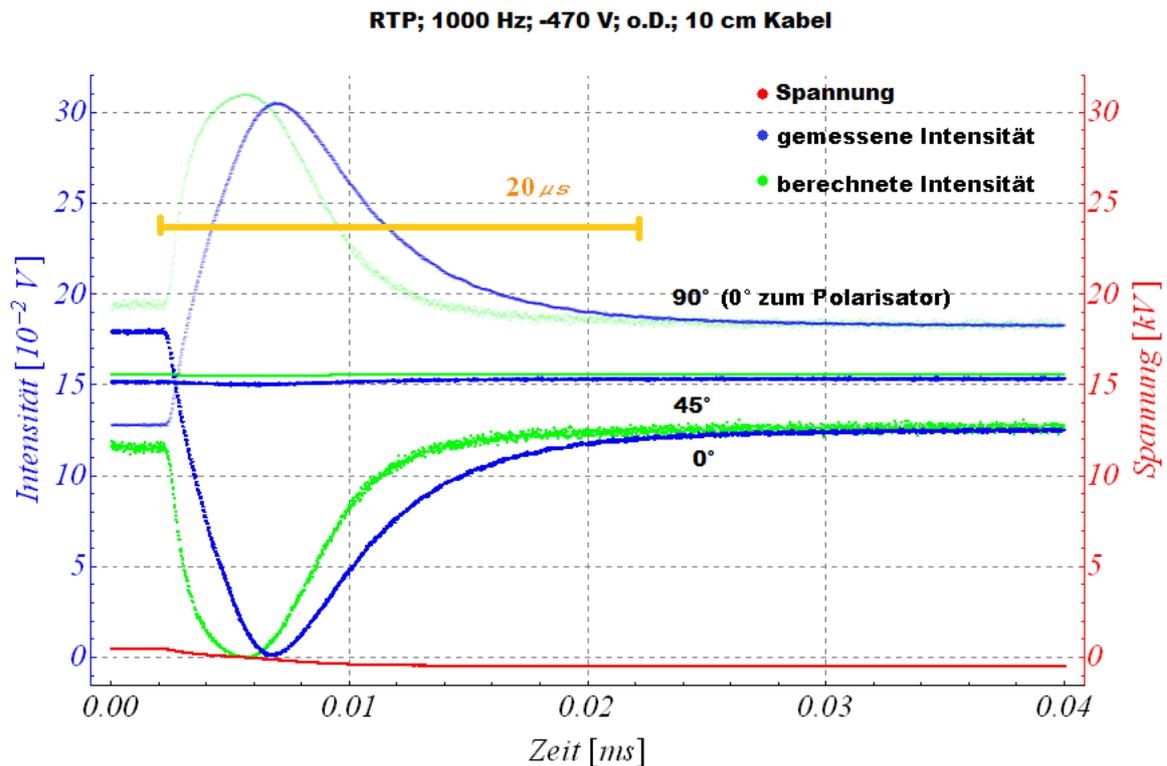


Abbildung 4.2.4.: Gemessene Intensität, anliegende Spannung und daraus berechnete Intensität gegenüber der Zeit; zwei Intensitätskurven, die gemessene und die berechnete, für drei Analysatorwinkel, dabei entspricht 0° der gekreuzten Stellung mit dem Polarisator.

Der Messzeitverlust kann hier mit $20\ \mu\text{s}$ angegeben werden, was auch hier mit einem gelben Balken veranschaulicht wird. Nach $30\ \mu\text{s}$ ist die Intensität auf 98% angestiegen. Hier ist zu beachten, dass der maximale Wert der Intensität für beide Spannungen unterschiedlich ist. Um ein noch schnelleres Umschalten von positiver zu negativer Spannung zu ermöglichen, wird der $100\ \text{k}\Omega$ -Widerstand (R_2) am Hochspannungsausgang durch einen $10\ \text{k}\Omega$ Widerstand ersetzt (siehe Abbildung 4.1.5), da für die Zeitkonstante $\tau = R \cdot C$ gilt. Das Resultat zeigt Abbildung 4.2.6.

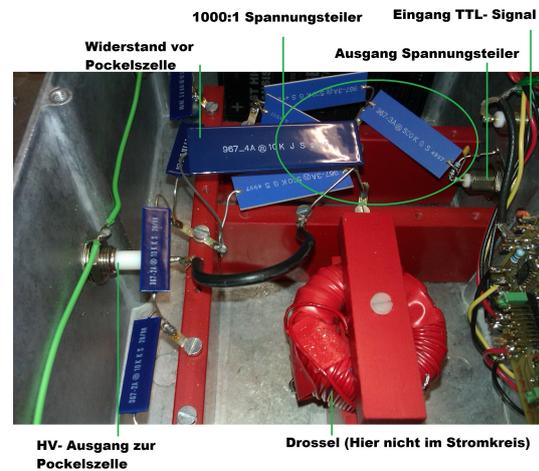


Abbildung 4.2.5.: Innere Ansicht des HV-Schaltkastens

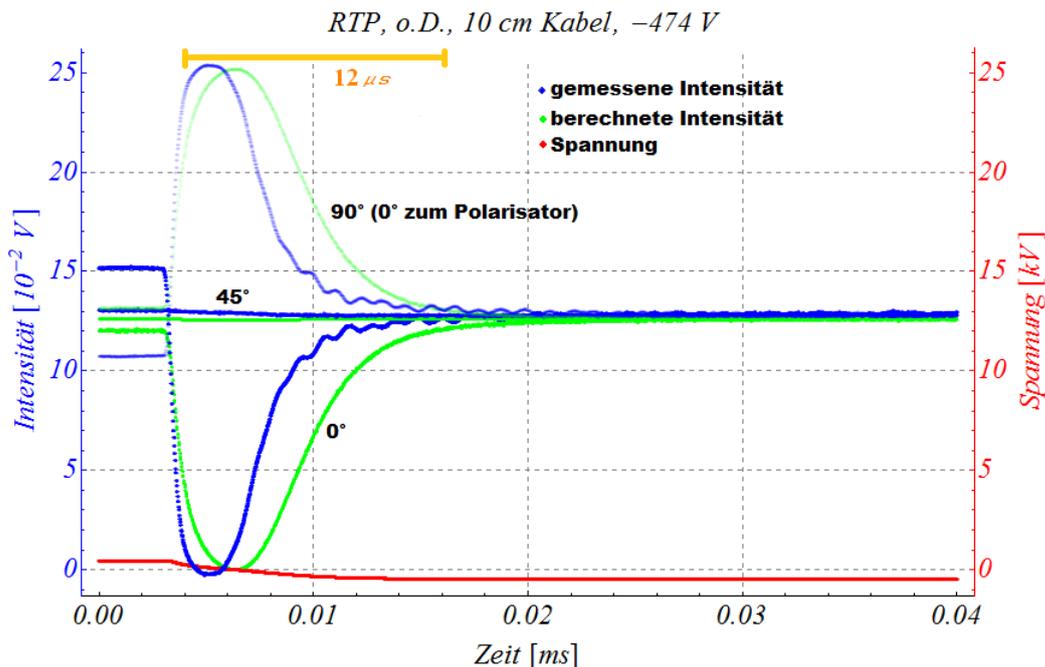


Abbildung 4.2.6.: Gemessene Intensität, anliegende Spannung und daraus berechnete Intensität gegenüber der Zeit; zwei Intensitätskurven, die gemessene und die berechnete, für drei Analysatorwinkel, dabei entspricht 0° der gekreuzten Stellung mit dem Polarisator.

Die Intensität ist nach etwa $12\ \mu\text{s}$ auf 95% angestiegen, aber die Amplitude der Schwingung beträgt $1,5\%$, wodurch sich der Messzeitverlust verlängert. Nach $20\ \mu\text{s}$ sind 96% der Intensität erreicht und die Amplitude der Oszillation ist auf $0,9\%$ gesunken. Dadurch, dass die Zeitkonstante des Aufladevorgangs der Pockelszelle verkürzt wird, entspricht der Zeitverlauf der Spannung am $1000:1$ -Spannungsteiler mehr dem Spannungsverlauf an der Pockelszelle bzw. die gemessene Intensität mehr der berechneten Intensität, als in Abbildung 4.1.4. In Abbildung 4.2.6 ist die Anstiegszeit der Spannung an der Pockelszelle sogar kleiner als die der Spannung am $1000:1$ -Spannungsteiler, was am langen BNC-Kabel von Teiler zum Oszilloskop liegt. Denn solche Kabel haben eine Kapazität von $100\ \text{pF}$ pro m.

5. Diskussion der Ergebnisse mit dem ersten Versuchsaufbau

5.1. Ergebnisse mit KD*P-Pockelszelle

5.1.1. Polarisationsgrad

Der maximale Polarisationsgrad P , der sich aus Abbildung 4.1.3 in Unterabschnitt 4.1.1 ablesen lässt, ist bei positiver Spannung

$$U = 3189,37 \text{ V} \quad (5.1.1)$$

$$P = 0,999\,883 \pm 0,000\,238 \quad (5.1.2)$$

und bei negativer Spannung

$$U = -3243,00 \text{ V} \quad (5.1.3)$$

$$P = 0,999\,638 \pm 0,000\,238 \quad (5.1.4)$$

Dieses Ergebnis stimmt mit denen aus [Aul07]

$$0,994 < |P_{\sigma\pm}| < 0,9999 \quad (5.1.5)$$

überein.

Die Beträge der Spannungen bei denen maximale Polarisation erreicht wird, sind wie erwartet fast identisch. Sie unterscheiden sich nur um 53,63 V, was 1,7% entspricht. Werden diese beiden Spannungen nun an die Pockelszelle gelegt, liegt im Mittel eine konstante Spannung an. Da diese aber klein ist und KD*P nicht so empfindlich wie andere elektrooptische Materialien auf eine konstante angelegte Spannung reagiert, ist es kein Problem, zwischen diesen beiden Spannungen hin und her zu schalten.

5.1.2. Messzeitverlust

Die am Oszilloskop gemessene Spannung verhält sich beim Ansteigen und Abfallen anders als die Spannung, die an der Pockelszelle anliegt, weil am 1000:1-Spannungsteiler, an dem die Spannung gemessen wird (vergleiche mit Abbildung 4.1.5 in Unterabschnitt 4.1.2) eine andere Kapazität, eine andere Induktivität und ein anderer Widerstand als am Hochspannungsausgang vorhanden sind. Nach einem Anstieg oder Abfall der Spannung ist das Verhältnis zwischen gemessener Spannung und an der Pockelszelle liegenden Spannung aber 1000:1. Dies zeigt sich auch in Abbildung 4.1.4, in der die gemessene Intensität und die aus der Spannung berechnete im konstanten Teil gut übereinstimmen, die berechnete Intensität aber schneller auf diesen Wert ansteigt. In Abbildung 4.1.7 stimmen die Intensitäten im konstanten Teil nicht überein, was an den verwendeten Anpassparametern liegen kann.

Allerdings konnte auch hier das Messergebnis aus [Har97] reproduziert werden, denn wie in Abbildung 4.1.7 zu sehen ist, fängt der KD*P-Kristall auf Grund des reziproken piezoelektrischen Effekts an zu schwingen. Aus diesem Grund lässt sich der KD*P-Kristall nicht für schnelle Wechsel zwischen den beiden Spannungen verwenden. Der Messzeitverlust verändert sich nicht, da in der Zeit, in der die Pockelszelle schwingt, auch der Polarisationsgrad oszilliert und somit nicht genutzt werden kann. Der Verlust der Messzeit hängt davon ab, ob und wie große Oszillationen der Intensität bzw. des Zirkularpolarisationsgrades toleriert werden. Ohne Oszillationen beträgt der Messzeitverlust 300 μ s pro Periode und somit 30 % bei einer Frequenz von 1000 Hz.

5.2. Ergebnisse mit RTP-Pockelszelle

5.2.1. Drift

Was als Erstes auffällt, ist, dass bei RTP die Intensität nach Umschalten der Spannung konstant ist, während bei KD*P eine langsame Drift zu beobachten ist. Dies ist in Abbildung 5.2.1 zu sehen.

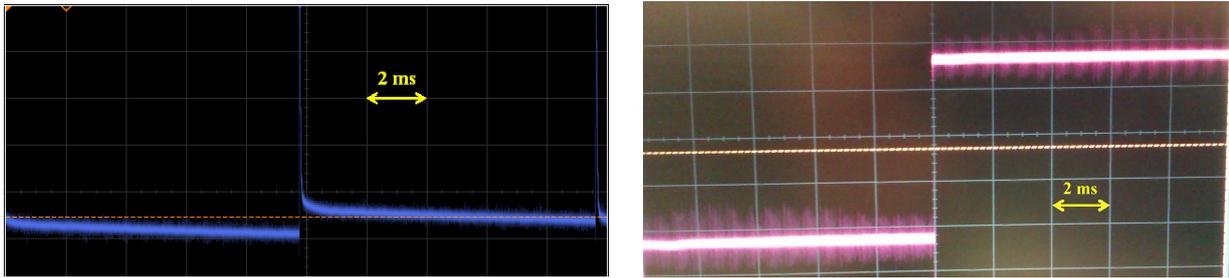


Abbildung 5.2.1.: Links: Intensität nach der KD*P-Pockelszelle während einer Periode bei einer Umschaltfrequenz von 50 Hz, bei der eine Drift zu erkennen ist; rechts: Intensität nach der RTP-Pockelszelle während einer Periode bei einer Umschaltfrequenz von 50 Hz.

5.2.2. Polarisationsgrad

Aus den drei Messungen, die in Abbildung 4.2.3 in Unterabschnitt 4.2.1 zu sehen sind, lässt sich ein maximaler Polarisationsgrad bei positiver angelegter Spannung von

$$U = 462,44 \text{ V} \quad (5.2.1)$$

$$P = 0,999\,999 \pm 0,000\,222 \quad (5.2.2)$$

und bei negativer Spannung von

$$U = -484,59 \text{ V} \quad (5.2.3)$$

$$P = 1,000\,000 \pm 0,000\,585 \quad (5.2.4)$$

ablesen. Das erste Maximum entspricht einem Phasenvorschub von $\frac{\pi}{2}$ und das zweite einem Phasenvorschub von $2\pi + \frac{\pi}{2}$. Danach lässt sich mit RTP ein höherer Polarisationsgrad als mit KD*P erreichen und insbesondere können kleinere Spannungen verwendet werden. Außerdem liegen die ermittelten $\frac{\lambda}{4}$ -Spannungen nahe an den theoretisch bestimmten Werten in Tabelle 2.2.3 in Unterabschnitt 2.2.5. Es kann aber nicht explizit gesagt werden, ob die Strahlachse entlang der x_1 - oder der x_2 -Kristallachse verläuft (siehe Bild 2.2.1 in Unterabschnitt 2.2.3).

Die kleinsten Spannungen, bei denen dieser Grad erreicht wird, liegen betragsmäßig 22,15 V auseinander, was 4,6% bzw. 4,8% entspricht. Auf Grund der Tatsache, dass vom Hersteller nicht empfohlen wird eine effektive Gleichspannung an die RTP-Pockelszelle anzulegen, sollte nicht zwischen beiden Spannungen umgeschaltet werden. Für die Messungen werden Spannungen angelegt, die sich betragsmäßig maximal um 4 V, also 1,2%, unterscheiden und die die RTP-Pockelszelle nicht zerstören. Dies liegt an der Genauigkeit mit der die

Spannungen an den beiden Netzteilen, die den HV-Schalter mit positiver und negativer Spannung versorgen, eingestellt werden kann. Es kann also an dieser Stelle gesagt werden, dass über mehrere Stunden eine effektive Gleichspannung von 4 V angelegt werden kann, ohne die RTP-Pockelszelle zu zerstören. Deshalb muss für einen maximalen Polarisationsgrad, der für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht den gleichen Wert besitzt, eine Spannung zwischen den eigentlichen $\frac{\lambda}{4}$ -Spannungen genommen werden. Dadurch verringert sich der Polarisationsgrad, der maximal genutzt werden kann. Insbesondere da die Krümmung der Kurve bei RTP stärker als bei KD*P ist, ist dieser Umstand ein Nachteil. Vergleiche hierzu Abbildung 4.1.3 mit Abbildung 4.2.3.

5.2.3. Messzeitverlust

Wie in Abbildung 4.2.4 in Unterabschnitt 4.2.2 zu erkennen ist, zeigt sich bei RTP ein schnelleres Umschalten ohne Oszillationen der Rechts- und Links-Zirkularpolarisation unter selben Bedingungen wie bei KD*P in Abbildung 4.1.7. Außerdem zeigen die drei Kurven für die verschiedenen Analysatorstellungen den erwarteten Verlauf. Bei 0° , was mit dem Polarisator gekreuzter Stellung entspricht, wird bei positiver Spannung die Intensität entsprechend der kürzeren oder längeren Halbachse der Ellipse, die der \vec{E} -Vektor nach der Pockelszelle beschreibt, gemessen. Bei 90° wird entsprechend die Intensität der anderen Halbachse gemessen. Beim Nulldurchgang der Spannung, bei dem kein Phasenvorschub durch die Pockelszelle entsteht und somit danach linear polarisiertes Licht entlang der Polarisatorachse vorhanden ist, ist die Intensität bei 0° Analysatorstellung Null und bei 90° maximal. Bei 45° Stellung nimmt die Intensität durchweg die Hälfte des maximalen Wertes an. Dass die gemessene Intensität und die berechnete Intensität bei konstanter positiver Spannung nicht übereinstimmen, liegt daran, dass sie mit den Anpassparametern aus einer „Intensität-gegenüber-Analysator-Messung“ mit negativer Spannung berechnet wurde. Die Abweichung kommt daher, dass bei positiver Spannung die Ellipse um 90° gedreht ist. Mit der Messung mit einem kleineren Vorwiderstand wird gezeigt, dass die Anstiegszeit noch weiter verkleinert werden kann, wie in Abbildung 4.2.6 gezeigt ist. Allerdings sind auch hier Schwingungen zu sehen. Deshalb verkürzt sich der Messzeitverlust ohne Oszillationen auf $\approx 20 \mu\text{s}$. Dies ist ein Faktor 7,5 kleiner als bei KD*P. Da aber die Frequenz um einen Faktor 20 steigt, sollte der Messzeitverlust auch um einen Faktor 20 kleiner sein. Um diese Eigenschaften auch in der Umgebung zu untersuchen, in der die Pockelszelle dann später von Nutzen sein soll, wird sie unter einer Quelle für polarisierte Elektronen der PKA2 (Polarisierte-Elektronen-Kanone 2) eingebaut.

6. Zweiter Messaufbau - Unter PKA2-Quelle

Nach den ersten Untersuchungen auf dem optischen Tisch wird die Pockelszelle unter einer Quelle für polarisierte Elektronen (PKA2), wie sie auch bei MAMI verwendet wird und bei MESA verwendet werden soll, eingebaut. Um den Einfluss der Orientierung der Pockelszelle auf den maximal erreichbaren Polarisationsgrad quantitativ besser untersuchen zu können und auch um die Justage besser durchführen zu können, wurde außerdem eine elektrisch ansteuerbare Halterung für die Pockelszelle entworfen und gebaut. Die Halterung besteht aus zwei Translationstischen¹ und drei Rotationstischen², die so miteinander verbunden sind, dass die Pockelszelle in zwei Richtungen senkrecht zur Strahlachse verschoben und um diese, sowie die Strahlachse rotiert werden kann. In Abbildung 6.0.1 ist die Halterung der Pockelszelle, wie sie mit einem CAD-Programm³ erstellt wurde, zu sehen. Die Halterung wurde so entworfen, dass sich die drei Rotationsachsen in der Mitte der Pockelszelle schneiden. Eine weitere Ansicht befindet sich im Anhang in Abschnitt A.2 in Abbildung A.2.1. Bei der Konstruktion der Halterung und der Auswahl der Rotations- und Translationstische musste darauf geachtet werden, dass in Strahlrichtung (z -Richtung) wenig Platz vorhanden ist. Dadurch mussten kompaktere Lösungen wie zum Beispiel Geräte, die alle Bewegungsfreiheitsgrade bewegen können, verworfen werden. Siehe hierzu auch Abbildung 6.0.3. Deshalb In dem LabVIEW-Programm, das für die Justage geschrieben wurde, ist der Rotationsbereich der beiden Rotationstische, die um die x - und die y -Achse drehen, auf $\pm 10^\circ$ eingeschränkt, da es sonst zur Kollision von Teilen der Halterung kommt. In der nächsten Abbildung 6.0.2 ist der Messaufbau unter der PKA2 skizziert. Im Prinzip ist es zunächst einmal derselbe Aufbau wie auf dem optischen Tisch. Zusätzlich wird eine Irisblende eingebaut, um den Strahldurchmesser vor der Pockelszelle zu verkleinern. Hinzu kommt noch das Fernrohr⁴, das im Elektronenstrahlbetrieb dazu dient, den LASER-Fleck

¹Hersteller: Thorlabs, Modell: MTS25/M-Z8, Absolute Genauigkeit: 145 μm , Fahrweite: 25 mm

²Für Rotation um Strahlachse: Hersteller: Thorlabs, Modell: PRM1/MZ8, kleinste Schrittweite: 25''

Für Rotation um x - und y - Achse: Hersteller: Thorlabs, Modell: CR1/M-Z7, kleinste Schrittweite: 2,16''

³Programmhersteller: Autodesk, Programm: Autodesk Inventor Professional 2011

⁴Das Fernrohr besteht aus zwei Linsen mit jeweils einer Brennweite von 120 mm und -30 mm.

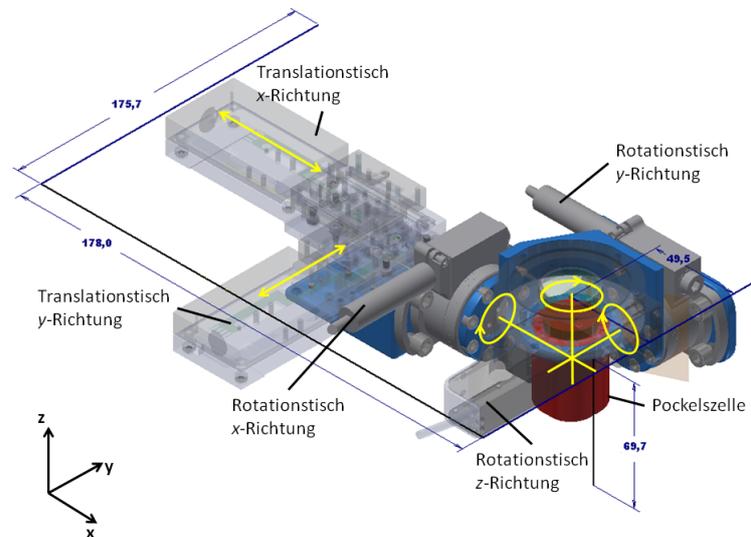


Abbildung 6.0.1.: Halterung der Pockelszelle; In grau sind die Dreh- und Translations-tische, in blau die Adapter für die Tische und in rot die Pockelszelle dargestellt.

auf die ca. 1,80 m entfernte Halbleiterkathode zu fokussieren. Ein Foto von der eingebauten Halterung mit Pockelszelle ist in 6.0.3 abgebildet⁵. Der Hochspannungsschutz der Pockelszelle wurde entfernt. Zur Sicherung gegen die Hochspannung wird die Apparatur komplett eingehaust. Um den Strahlfleck zu untersuchen wird der LASER-Strahl mit Hilfe eines Metallspiegels auf eine CCD-Kamera⁶ umgelenkt, da kein Platz vorhanden ist, um die Kamera direkt im Strahlengang zu positionieren. Dies ist in Abbildung 6.0.4 dargestellt. Außerdem ist es möglich, den Analysator vor der Kamera in den oder aus dem Strahlengang zu bewegen. Da mit der Kamera untersucht wird, wie der Strahlfleck auf der Kathode aussieht und wie sich deren Analysierstärke auf eine Asymmetrie auswirkt, ist der Weg des Lichts vom Ende des Fernrohrs zur Kamera gleich dem Weg zur Kathode. Im Anschluss an diese Messung werden der Analysator und die Photodiode ausgebaut und der LASER-Strahl mit Hilfe einer Kamera und des Fernrohrs auf die Kathode fokussiert. Der erzeugte Elektronenstrahl wird mittels Wedlern⁷, Quadrupolmagneten⁸, Solenoiden⁹ und α -Magneten¹⁰ zu

⁵Weitere Fotos befinden sich im Anhang.

⁶Hersteller: Vision Components, Modell: VC4067, Sensor: 2/3" CCD Sensor, Auflösung: 1280 x 1024 Pixel, Pixelgröße: $\approx 6,4 \mu\text{m}^2$

⁷Wedler sind Korrekturspulen, die den Elektronenstrahl horizontal oder vertikal ablenken können. Damit kann der Elektronenstrahl mittig in das Strahlrohr gelegt werden.

⁸Quadrupolmagnete dienen zur Fokussierung des Elektronenstrahls.

⁹Solenoiden dienen zur Fokussierung des Elektronenstrahls.

¹⁰ α -Magnete lenken den Elektronenstrahl um 270° ab. Dies ist nötig, da aus Platzgründen die Elektronenkanone nicht in der Strahlachse aufgebaut werden kann. Eine Ablenkung um 90° ist elektronenoptisch ungünstiger.

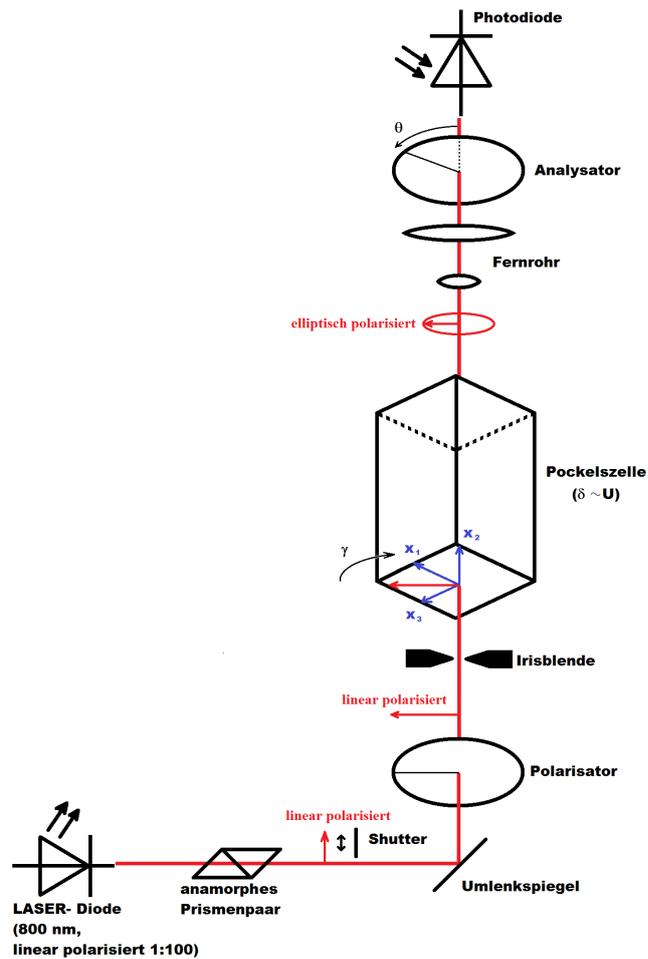


Abbildung 6.0.2.: Nicht maßstabsgetreue Skizze des Aufbaus unter der PKA2.

dem Scanner 10^{11} , mit dem ein Leuchtschirm in den Strahlengang gefahren werden kann, gelenkt und fokussiert. Die Elektronen, die auf den Schirm treffen, regen das Material zum Leuchten an und dieses Licht wird durch ein Vakuumfenster mit derselben CCD-Kamera wie im vorigen Versuchsaufbau beobachtet. Ein dreidimensionales Modell der PKA2 ist in Abbildung A.2.3 zu sehen.

¹¹Motor mit dem verschiedenen Schirme zu Diagnose Zwecken in den Strahlengang gefahren werden können.

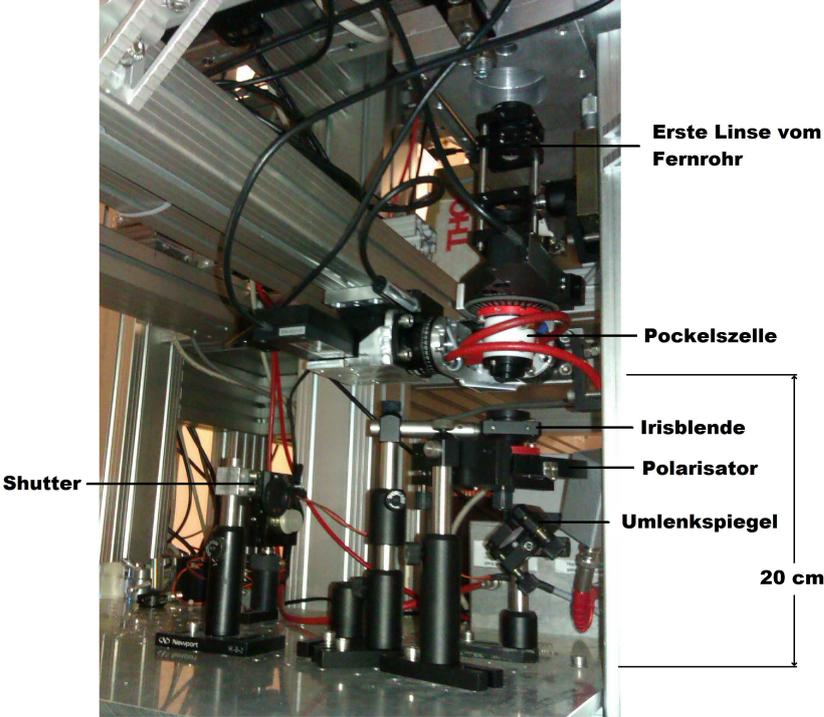


Abbildung 6.0.3.: Aufbau unter der PKA2- Quelle.

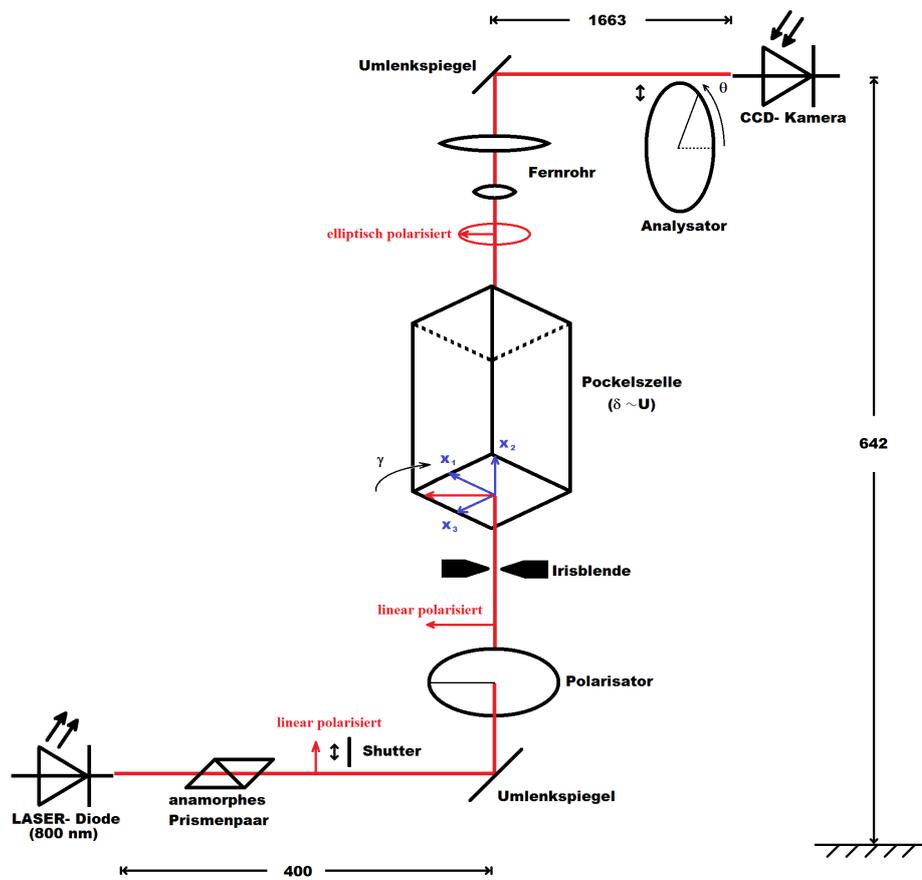


Abbildung 6.0.4.: Nicht maßstabgetreue Skizze des Aufbaus unter der PKA2 mit Umlenkung der Strahls auf eine CCD- Kamera; Maße in mm.

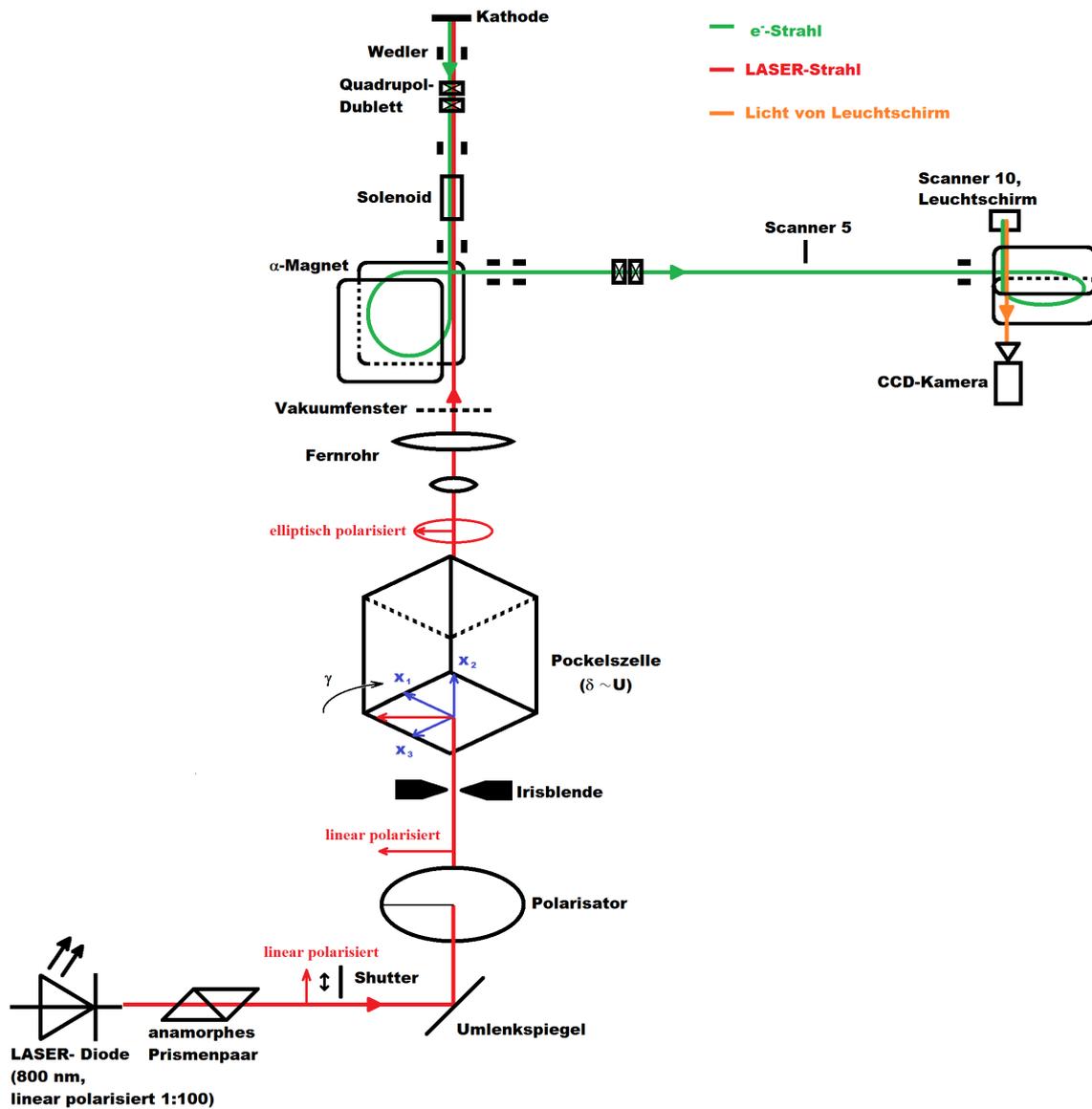


Abbildung 6.0.5.: Skizze von LASER-System und Strahlführung mit den Elektronenoptischen Elementen der PKA2

7. Messungen und Messwerte mit zweitem Messaufbau

Vor den Messungen in diesem Kapitel wurde das defekte HV-Kabel, das vom HV-Schalter zur Pockelszelle verlief, ausgetauscht. Die Buchse des HV-Kabels war locker, wodurch an der Pockelszelle eine nicht definierte Spannung angelegen hat. Leider ist dies nicht sofort aufgefallen und es wurden einige Messungen in dieser Konfiguration durchgeführt. Dadurch haben sich, wie in dem nächsten Kapitel beschrieben wird, die elektro-optischen Eigenschaften der RTP-Pockelszelle verändert. Zunächst werden wie im Kapitel 4 der Polarisationsgrad und der Messzeitverlust untersucht, denn durch zusätzliche optische Elemente könnte sich der Polarisationsgrad der Zirkularpolarisation verringern. Desweiteren kann in diesem Kapitel mit Hilfe der Translations- und Rotationstische untersucht werden, wie der Polarisationsgrad quantitativ von den fünf Bewegungsfreiheitsgraden der Pockelszelle abhängt. Mit dem Einsatz einer CCD-Kamera kann auch der Strahlfleck des LASER hinter der Pockelszelle auf Schwerpunktsschwankungen und Intensitätsasymmetrien untersucht werden. Danach wird mit dem LASER-Strahl ein Elektronenstrahl produziert, der dann auch mit Hilfe einer CCD-Kamera auf Schwerpunktsschwankungen und Intensitätsasymmetrien untersucht werden kann. Als Letztes kann untersucht werden, wie gut sich die auftretenden Intensitätsasymmetrien mit Hilfe einer $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte unterdrücken lassen.

7.1. Polarisationsgrad

7.1.1. Justage mit Translations- und Rotationstischen

Es wird nun versucht die Pockelszelle mittels der Translations- und Rotationstische zu justieren. Es soll der praktische Nutzen der elektrisch ansteuerbaren Halterung der Pockelszelle untersucht werden. Denn bisher musste die Pockelszelle von Hand justiert werden, sodass dies während des Strahlbetriebs von MAMI gar nicht möglich war. Außerdem ist die Pockelszelle nicht sehr zugänglich, wenn sie unter der Elektronenquelle eingebaut ist.

Dazu wurde auch ein LabVIEW-Programm geschrieben. Bei einem Durchlauf des Programmes fährt ein ausgewählter Tisch in diskreten Schritten von einer linken Grenze zu einer rechten Grenze (in mm oder $^{\circ}$) und misst jeweils die Intensität. Es wird die Stelle der minimalen oder maximalen Intensität ermittelt. Der Tisch fährt an diese Stelle und misst zur Überprüfung die Intensität noch einmal.

Auf dem optischen Tisch hat sich gezeigt, dass die Justage mit der RTP-Pockelszelle schwieriger ist, da sie eine kleinere freie Apertur von 4 mm besitzt im Gegensatz zur freien Apertur von 8 mm der KD*P-Pockelszelle. Dadurch wird vom Strahl der LASER-Diode, der recht groß ist, ein größerer Teil abgeschnitten, wenn die Pockelszelle gekippt wird und die Intensität sinkt. Deshalb ist die Justage wie in Abschnitt 3.1 beschrieben schwierig. Zuerst wird die Pockelszelle nach Augenmaß justiert und dann versucht mit den Rotations- und Translationstischen zu optimieren. Zuerst wird die Rotation um die Strahlachse untersucht. Abbildung 7.1.1 zeigt, wie die Intensität von dem Drehwinkel der Pockelszelle um die Strahlachse abhängt, wobei Polarisator und Analysator gekreuzt sind. Hier soll erwähnt sein, dass in den nächsten Abbildungen der rote Datenpunkt gemessen wird nachdem der entsprechende Tisch zum Minimum oder Maximum gefahren ist, welches vorher ermittelt wurde. Die Abhängigkeit entspricht nicht dem erwarteten Verlauf, der im Anhang

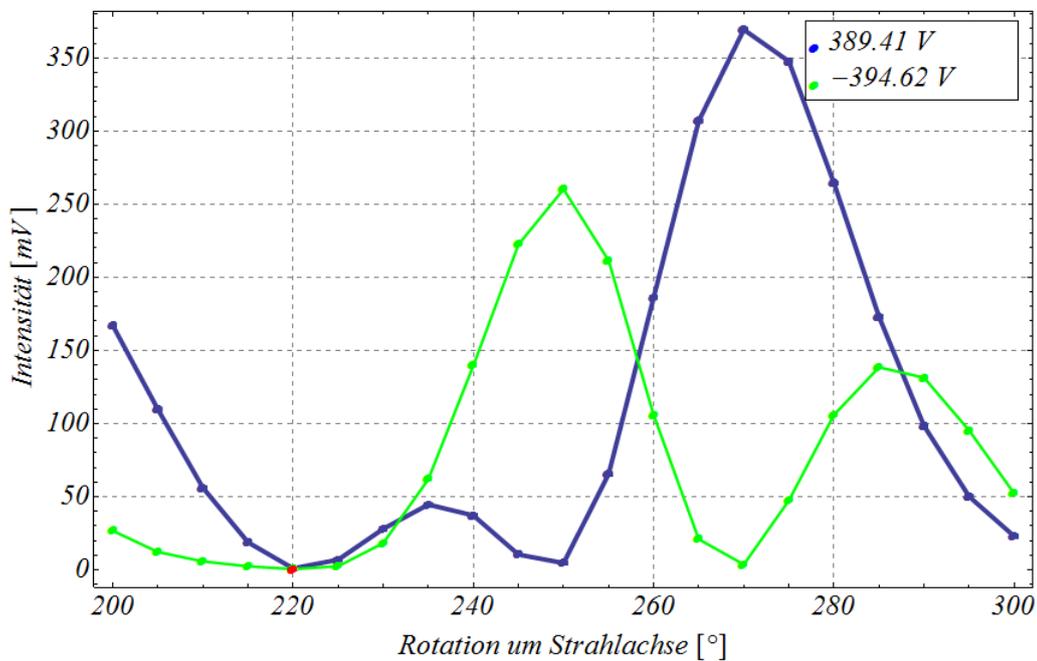


Abbildung 7.1.1.: Intensität gegenüber Rotation um Strahlachse mit zum Polarisator senkrechten Analysator.

in Abbildung A.1.2 zu sehen ist. Dann wird die Schrittweite und der zu untersuchen-

de Winkelbereich verkleinert, somit das Minimum genauer bestimmt und die Pockelszelle entsprechend fixiert (siehe Abbildung 7.1.2). Danach werden die anderen beiden Winkel

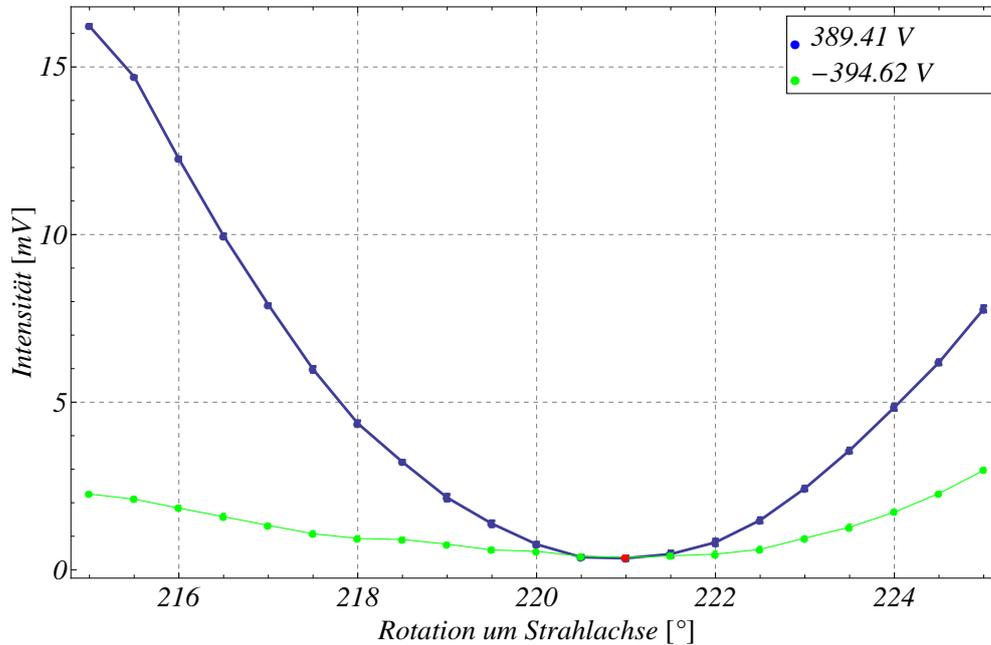
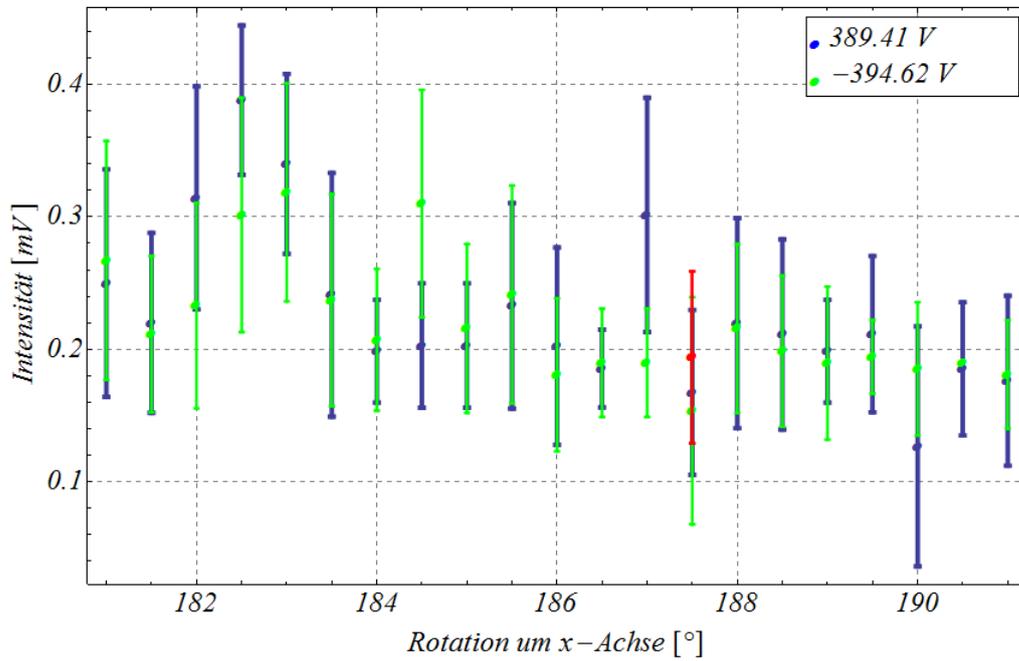


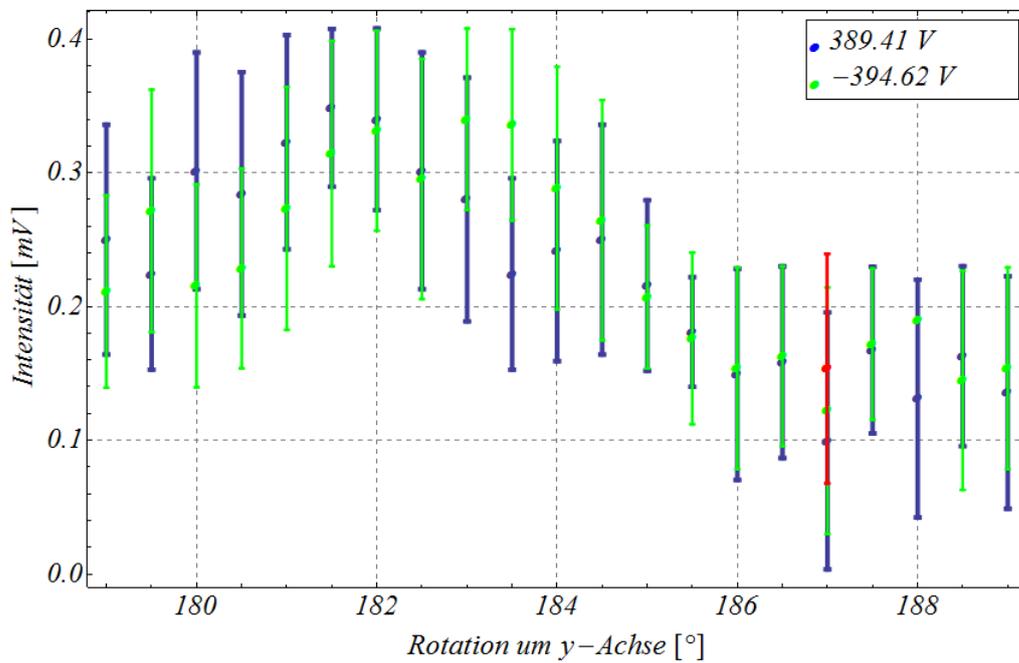
Abbildung 7.1.2.: Intensität gegenüber Rotation um Strahlachse mit zum Polarisator senkrechten Analysator.

optimiert. Allerdings ist, wie Abbildungen 7.1.3a und 7.1.3b zeigen, kein eindeutiges Minimum zu erkennen. Deshalb wird die Pockelszelle noch einmal bezüglich der Rotation und der Translation um die x - und y -Achse justiert, indem der Analysator parallel zum Polarisator angeordnet wird und das Maximum der Intensität gesucht wird. Die Ergebnisse der Rotation um die x -Achse sind in den Abbildungen 7.1.4a und 7.1.4b zu sehen. Bei der Rotation um die x - und y -Achse mit parallelen Polarisator und Analysator wird erwartet, dass die Intensität zunächst sehr schnell ansteigt, wenn der LASER-Strahl den Rand der Öffnung der Pockelszelle passiert, und dann langsam bis zur optimalen Position der Pockelszelle. Dann schwingt das elektrische Feld genau entlang einer Kristallachse, daher auch kein Phasenvorschub zwischen Anteilen des elektrischen Feldes und somit entsteht kein elliptisch polarisiertes Licht, sodass die maximale Intensität hinter dem Analysator gemessen werden kann. Bei weiterer Rotation sinkt die Intensität dann wieder zunächst langsam und dann schnell, durch zusätzliche Polarisations-Effekte und da immer mehr vom LASER-Strahl abgeschnitten wird, bis der LASER-Strahl nicht mehr die Pockelszelle passiert. Die Messwerte bestätigen die Erwartung. Die Diskrepanz zwischen den beiden Werten an der Stelle des Maximums könnte von Erschütterungen durch Pumpen an der PKA2 oder Personen verursacht sein. Die Ergebnisse der Translation entlang der x -Achse

sind in den Abbildungen 7.1.5a und 7.1.5b zu sehen. Für das Verhalten wird erwartet, dass die Intensität außerhalb der freien Apertur verschwindet und dass sie, wenn der LASER-Strahl die Pockelszelle passiert, maximal und konstant ist. Außer dem Minimum im Plateau entsprechen die Messwerte den Erwartungen bei einer freien Apertur von 4 mm. Das Minimum könnte von einer Verunreinigung herrühren. Danach wird noch einmal die Rotation um die Strahlachse mit gekreuztem Polarisator und Analysator untersucht, und wie in Abbildung 7.1.6a zu sehen ist, entspricht der Verlauf mehr den Erwartungen, was vermutlich an der besseren Ausrichtung der Pockelszelle liegt. Der Winkel beim dem das Minimum zu finden ist unterscheidet sich hier von Abbildung 7.1.2, da die Ansteuersoftware der Rotationstische nicht den aktuellen Winkel speichert, wenn ihr Netzgerät ausgeschaltet wird. Danach wird die Pockelszelle auf $\gamma = 45^\circ$ eingestellt, da als Nächstes untersucht wird, wie der Polarisationsgrad von der angelegten Spannung der Pockelszelle abhängt.

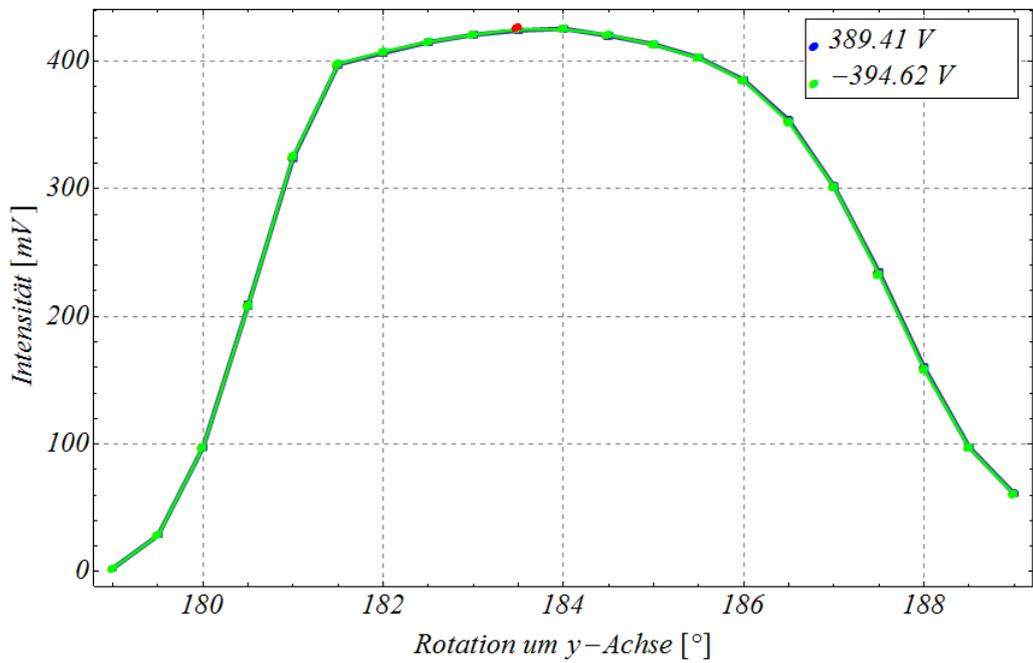


(a)

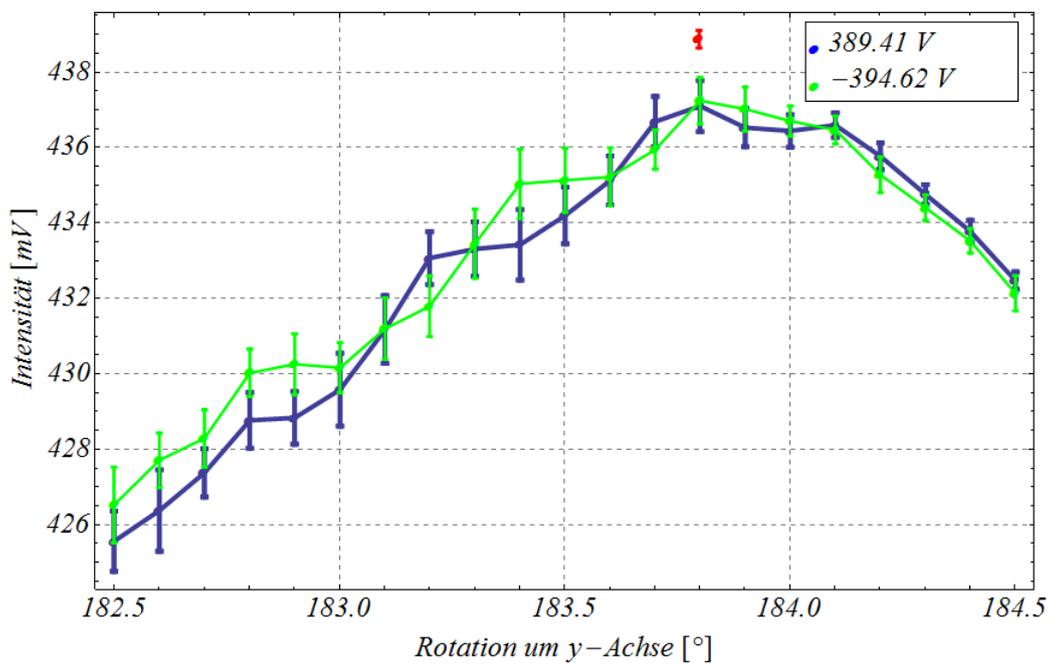


(b)

Abbildung 7.1.3.: Intensität in Abhängigkeit von der Rotation um die x - und die y -Achse mit gegenüber dem Polarisator gekreuztem Analysator und $\gamma = 0^\circ$ (Suche nach Minimum).

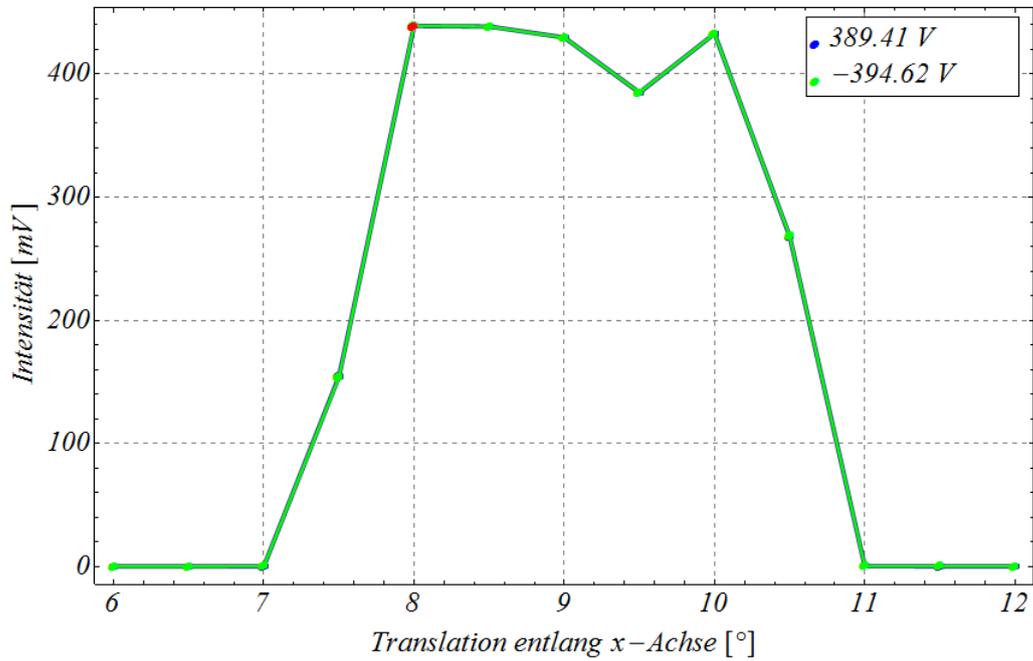


(a)

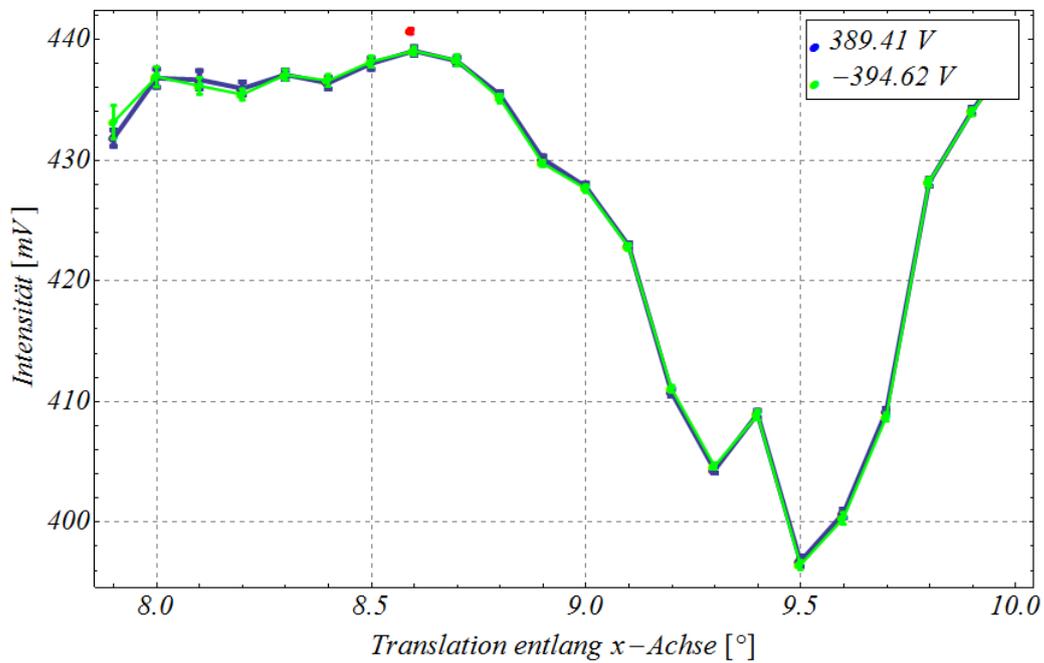


(b)

Abbildung 7.1.4.: Intensität in Abhängigkeit von der Rotation um die y -Achse mit zum Polarisator parallelem Analysator und $\gamma = 0^\circ$ (Suche nach Maximum).

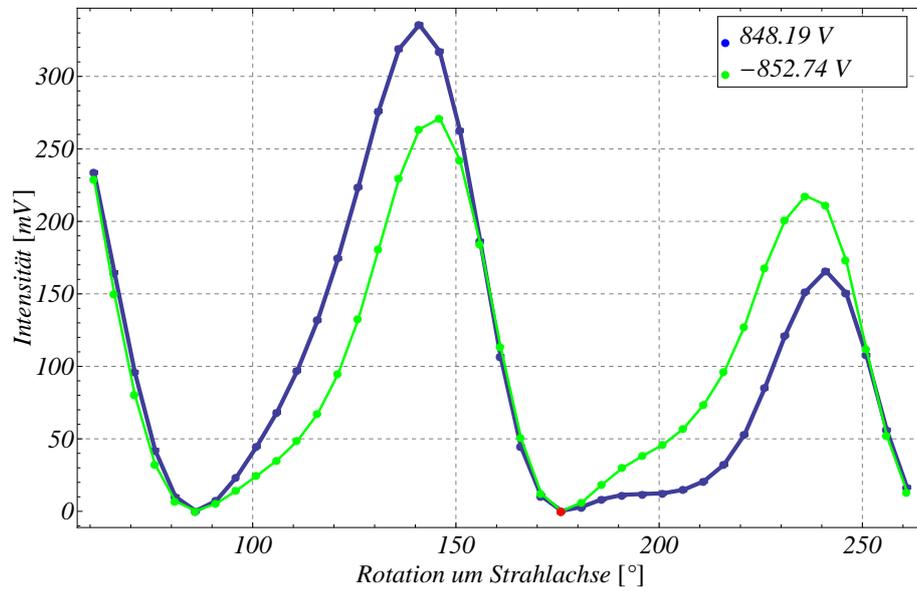


(a)

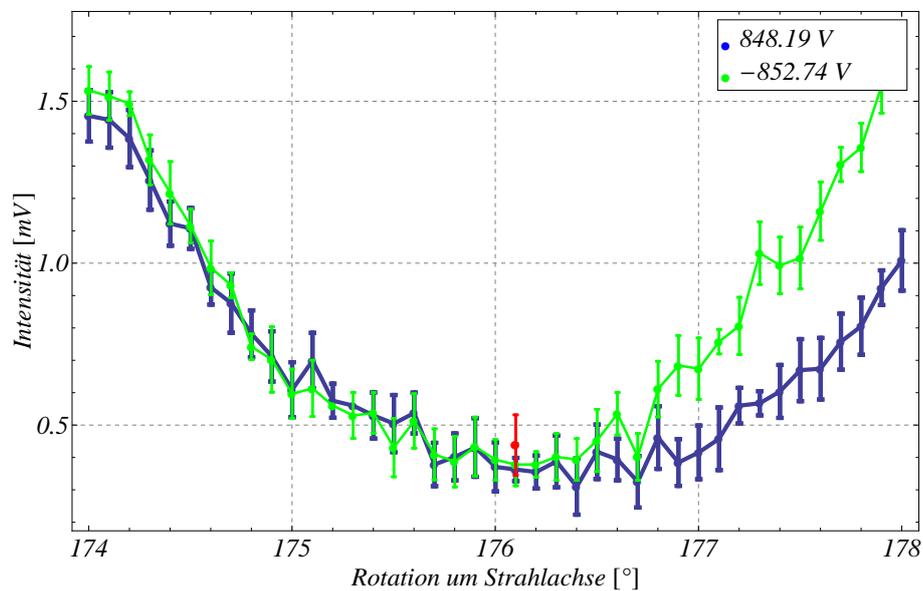


(b)

Abbildung 7.1.5.: Intensität in Abhängigkeit von der Translation entlang der x -Achse mit zum Polarisator parallelem Analysator und $\gamma = 0^\circ$ (Suche nach Maximum).



(a)



(b)

Abbildung 7.1.6.: Intensität gegenüber der Rotation um die Strahlachse mit zum Polarisator senkrechtem Analysator.

7.1.2. Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der angelegten Spannung

Es sollen nun die Ergebnisse aus Unterabschnitt 4.2.1 reproduziert werden. Wie in 7.1.9 zu sehen ist, verhält sich aber die Pockelszelle, als würde an ihr ein Offset von ca. ± 400 V bzw. ca. $\pm \frac{\pi}{2}$ anliegen. Eine Erklärung hierfür ist, dass durch das defekte HV-Kabel über einen längeren Zeitraum nur eine der beiden Spannungen an der Pockelszelle angelegen hat und sich der Kristall dadurch permanent so verändert hat, als würde die Spannung die ganze Zeit anliegen. Denn vor diesen Messungen wurde die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von den Bewegungsfreiheitsgraden der Pockelszelle bei den in Kapitel 4.2.1 bestimmten $\frac{\lambda}{4}$ -Spannungen von ≈ 470 V untersucht. Ein weiteres Indiz für eine Verschiebung der $\frac{\lambda}{4}$ -Spannungen ist, dass die Ellipsen für $\pm U$ um 90° gedreht sind, denn das wird, wie die rote Linie in Abbildung 7.1.7 darstellt, bei solch einem Offset erwartet. Wie aus

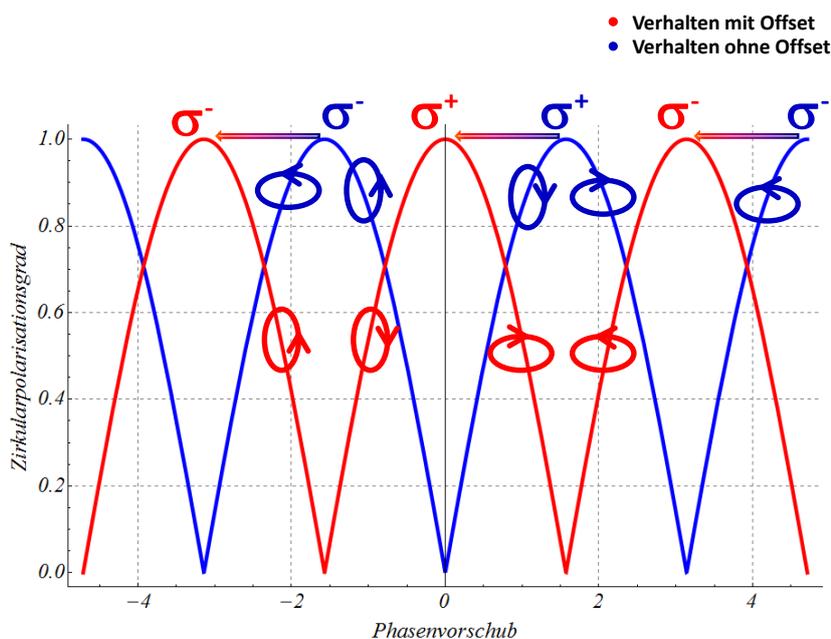


Abbildung 7.1.7.: Verhalten des Zirkularpolarisationsgrades ohne Offset und mit einem Offset von $\frac{\pi}{2}$. Ohne Offset ist die Orientierung der Ellipse für $\pm U$ die gleiche. Bei einem Offset sind sie um 90° gegeneinander verdreht.

der Abbildung 7.1.7 zu entnehmen ist, entsteht mit dem Offset ein Problem. Wie zu sehen ist, kann mit betragsmäßig gleichen positiven und negativen Spannungen kein Umschalten mehr zwischen links und rechtszirkular polarisiertem LASER-Strahl realisiert werden. Es könnte nun versucht werden, mit dem Anlegen einer Gleichspannung den Effekt wieder umzukehren. Da dies aber zu weiteren undefinierten Effekten führen könnte, soll im Folgenden

unter Berücksichtigung des neuen elektro-optischen Verhaltens der Pockelszelle gemessen werden. Um zu überprüfen, ob sich das Verhalten der RTP-Pockelszelle, wie in Abbildung 7.1.7 gezeigt ist, verändert hat, wird gemessen, ob bei ± 900 V die selbe Zirkularpolarisation vorherrscht. Dazu wird nach der Pockelszelle eine $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte¹ in den Strahlengang gebracht. Diese erzeugt einen zusätzlichen Phasenvorschub von $\frac{\pi}{2}$, sodass aus links- und rechtszirkular polarisiertem Licht jeweils linear polarisiertes Licht wird, dessen elektrische Felder entlang um 90° gedrehter Richtungen oszillieren. Wie in Abbildung 7.1.8 zu sehen ist, ist das Licht für 915 V und -905 V gleich linear polarisiert und somit das Licht auch vor der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte gleich zirkularpolarisiert. Damit entsteht ein zusätzliches Problem bezüglich der Messung von HKA, die in den letzten beiden Unterabschnitten untersucht werden sollen, denn um eine andere Zirkularpolarisation zu erhalten muss nun eine betragsmäßig andere Spannung eingestellt werden. In diesem Fall für linkszirkular polarisiertes Licht $\approx \pm 900$ V und für rechtszirkular polarisiertes Licht $\approx \pm 1800$ V. Nach

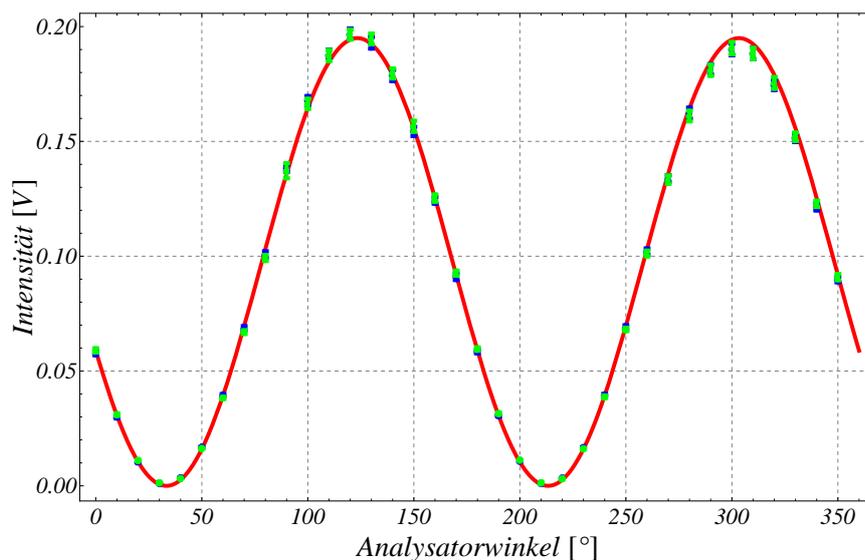
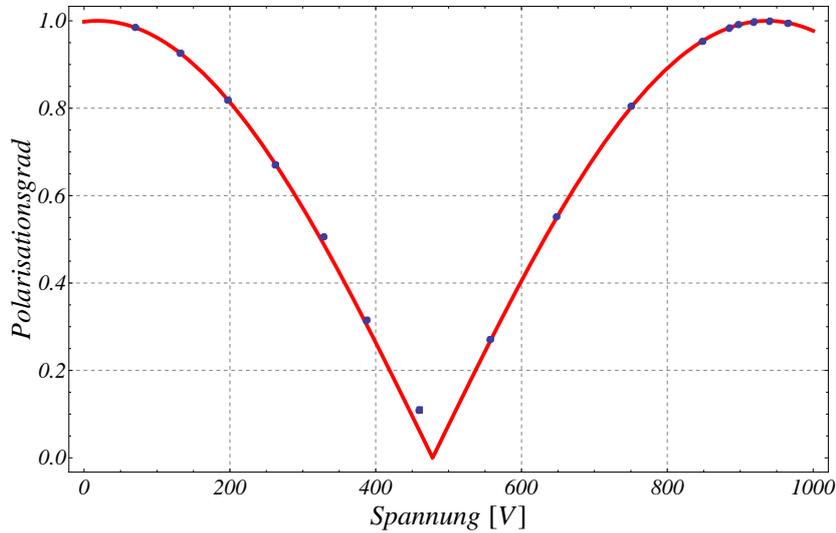


Abbildung 7.1.8.: Intensität gegenüber Analysatordrehwinkel mit eingebauter $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte für 915 V (blaue Messpunkte) und -905 V (grüne Messpunkte).

dieser Messung wird die positive Spannung ungefähr auf den Mittelwert der Beträge der ermittelten $\frac{\lambda}{4}$ -Spannungen plus 5 V und die negative Spannung auf den Mittelwert minus 5 V eingestellt. In den vorigen Messungen hat sich gezeigt, dass die Pockelszelle bei einer Differenz der Spannungsbeträge von 10 V nicht zerstört wird. Danach wird versucht mit erneuter Rotation und Translation der Pockelszelle den Polarisationsgrad zu verbessern. Da nicht zwischen links und rechtszirkular polarisiertem Strahl umgeschaltet werden kann,

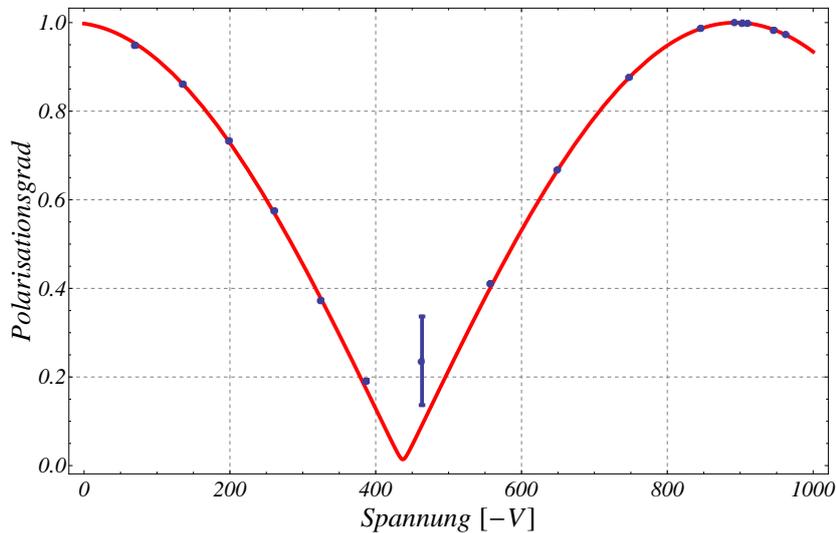
¹Hersteller: Bernhard Halle & Nachf., achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte für 600 - 1200 nm

	Estimate	Standard Error
ap	0.999983	0.0000730402
cp	0.00341995	0.000100439
γp	45.0099	1411.56
wp	0.00904544	206.248
offp	478.051	0.787622



$P_{\max} = 0.999983$, ($U = 937.36 \text{ V}$)

	Estimate	Standard Error
an	0.999952	0.0000431334
cn	0.00343971	0.0000476799
γn	44.8561	155.803
wn	0.400423	3.67851
offn	437.203	0.528755



$P_{\max} = 0.999952$, ($U = -893.85 \text{ V}$)

Abbildung 7.1.9.: Polarisationsgrad gegenüber der an der RTP-Pockelszelle angelegten Spannung; oben positive Spannung und unten negative Spannung. Aus noch nicht geklärten Gründen verhält sich die Pockelszelle, als würde an ihr ein Offset von ca. $\pm 400 \text{ V}$ anliegen.

soll zumindest das prinzipielle Verhalten der Pockelszelle untersucht werden, wenn sie mit zwei Spannungen betrieben wird, die sich nur etwa um 10 V unterscheiden. Denn die $\frac{\lambda}{4}$ -Spannungen liegen auch ohne Offset nicht exakt bei den betragsmäßig gleichen Spannungen und es können auch nicht die betragsmäßig gleichen Spannungen angelegt werden.

7.1.3. Polarisationsgrad in Abhängigkeit der Bewegungsfreiheitsgrade

Ziel ist es, für beide Spannungen einen maximalen Polarisationsgrad zu erhalten. Es soll aber noch einmal darauf hingewiesen werden, dass für beide Spannungen die selbe Zirkularpolarisation vorliegt. Zuerst wird auch hier die Rotation um die Strahlachse untersucht. In Abbildung 7.1.10 sind die Messwerte mit der Anpassfunktion $ap \cdot \sin(2(\gamma + 45^\circ - cp))$ auf Grund von Gleichung (2.1.19) angepasst. In den Abbildungen 7.1.11, 7.1.12 und 7.1.13 sind die analogen Messungen bei Rotation um die x -Achse, um die y -Achse und bei Translation entlang der y -Achse zu sehen.

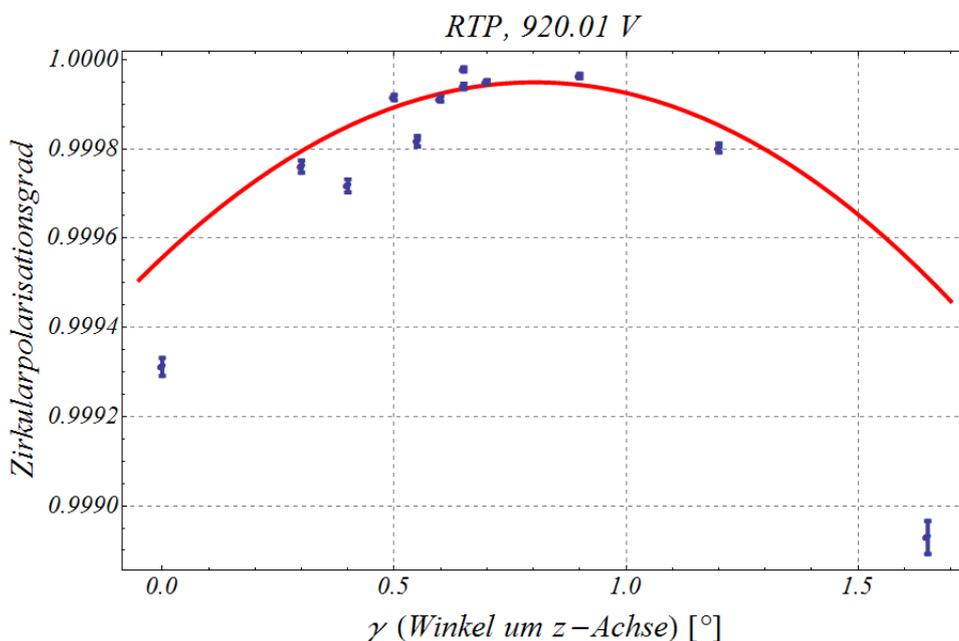


Abbildung 7.1.10.: Polarisationsgrad gegenüber Rotation um Strahlachse; 0° entspricht dabei dem Minimum, das mit dem Messprogramm gefunden wurde, plus 45° (siehe Abbildung 7.1.6b).

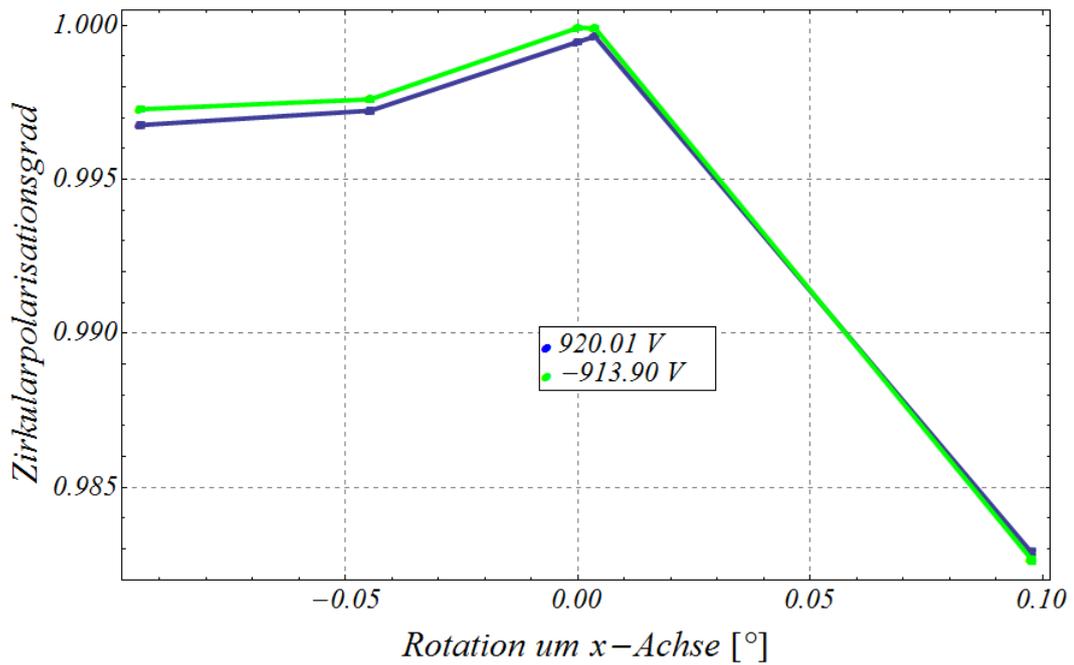


Abbildung 7.1.11.: Polarisationsgrad gegenüber Rotation um x -Achse; 0° entspricht dabei dem Maximum, das mit dem Messprogramm gefunden wurde (siehe Abbildung).

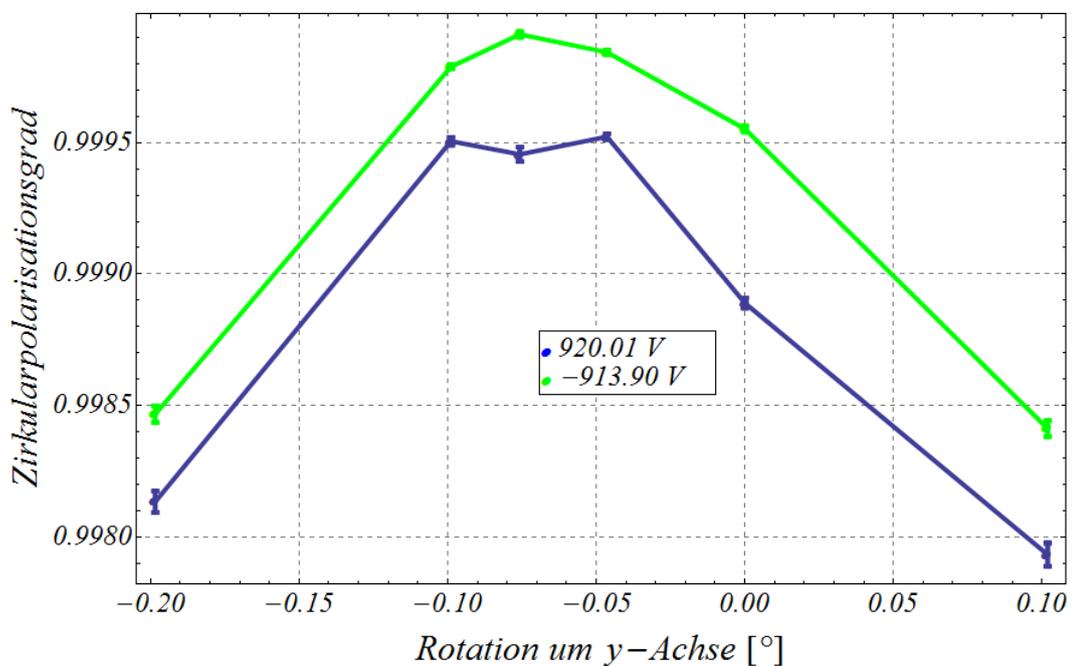


Abbildung 7.1.12.: Polarisationsgrad gegenüber Rotation um y -Achse; 0° entspricht dabei dem Maximum, das mit dem Messprogramm gefunden wurde (siehe Abbildung 7.1.4b).

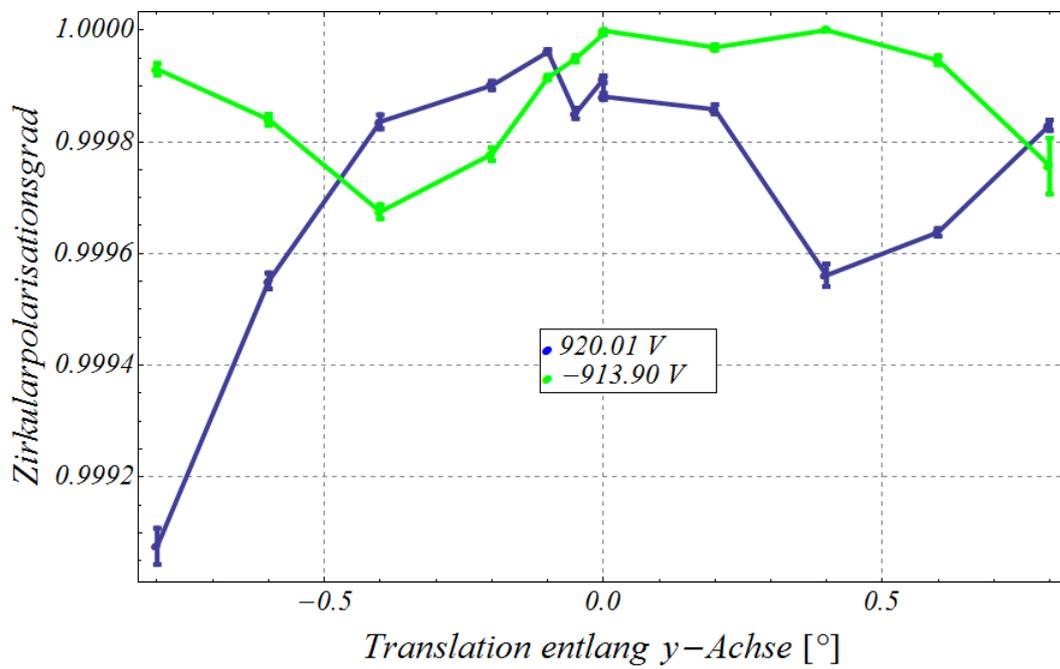


Abbildung 7.1.13.: Polarisationsgrad gegenüber Translation entlang y -Achse; 0 mm entspricht dabei der Einstellung, die mit der Justage gefunden wurde.

7.2. Messzeitverlust

Auf Grund des Einbaus der Pockelszelle unter der PKA2 muss das HV-Kabel vom Schalter zur Pockelszelle wieder um einen Faktor von ungefähr Zehn verlängert werden, wodurch sich die Kapazität erhöht und somit die Aufladezeit der Pockelszelle verlängert. Um dem entgegenzuwirken, wird der Widerstand R_2 (siehe Schaltplan in Abbildung 4.1.5) am Hochspannungsausgang auf $1\text{ k}\Omega$ verkleinert. Bei der Messung, die in Abbildung 7.2.1 zu sehen ist, sind der Polarisator und der Analysator gekreuzt. Der Messzeitverlust beträgt

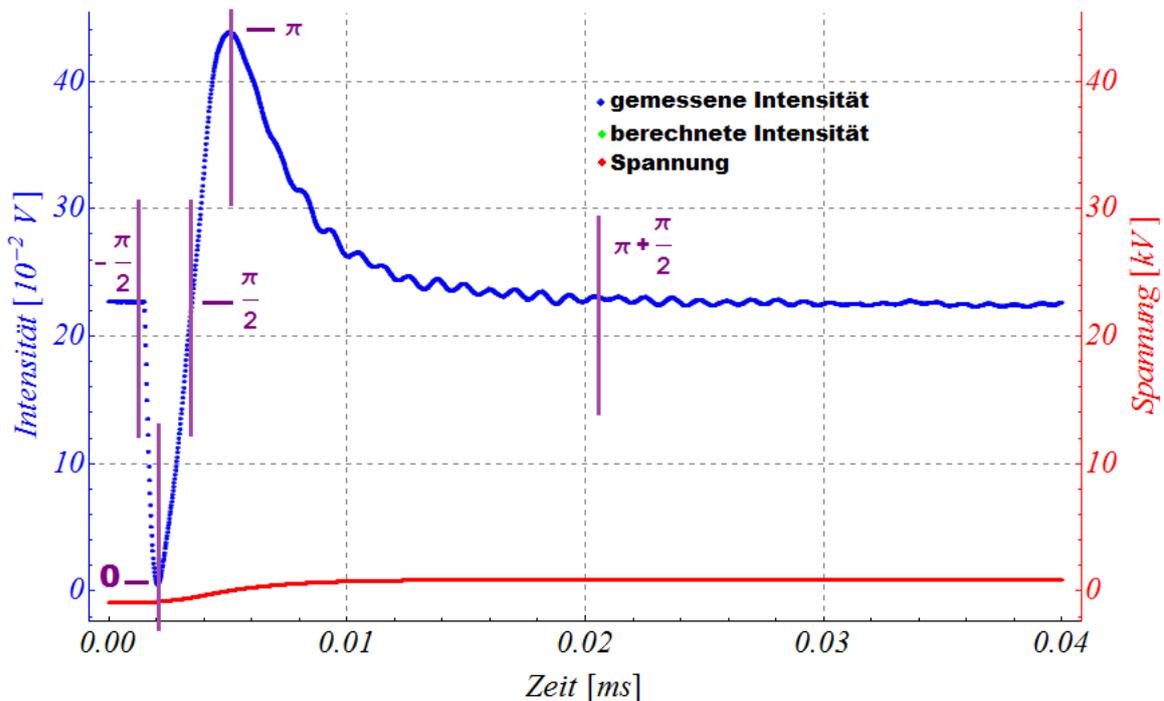


Abbildung 7.2.1.: Anstiegsverhalten der Intensität hinter der RTP-Pockelszelle. In der Abbildung ist der Phasenvorschub für ausgewählte Stellen zu sehen.

$13\text{ }\mu\text{s}$, wobei auch hier die Amplitude der Oszillation ungefähr $1,5\%$ beträgt und ist somit vergleichbar mit dem in Abbildung 4.2.6 in Unterabschnitt 4.2.2. Aus dem Verhalten der Intensität gegenüber der Zeit lässt sich schließen, dass der Offset einer positiven angelegten Spannung von $\approx 477\text{ V}$ entspricht. Zur Erklärung sind in Abbildung 7.2.1 die Phasenbeziehungen zwischen den Komponenten des elektrischen Feldes, die entlang der zur Strahlachse senkrechten Kristallachsen schwingen, eingezeichnet. Insbesondere ist bei 0 V der Phasenvorschub $\frac{\pi}{2}$. Um den Messzeitverlust weiter zu verringern wird zuerst der

Widerstand R_2 ausgebaut. Als nächstes werden beide Widerstände R_1 , die aus zwei $10\text{ k}\Omega$ -Widerständen bestehen, halbiert, indem einer der beiden $10\text{ k}\Omega$ -Widerständen ausgebaut wird und danach noch einmal halbiert, indem der zweite $10\text{ k}\Omega$ -Widerstand parallel zum ersten geschaltet wird. Die drei Messungen sind in Abbildung 7.2.2 zu sehen. Durch verklei-

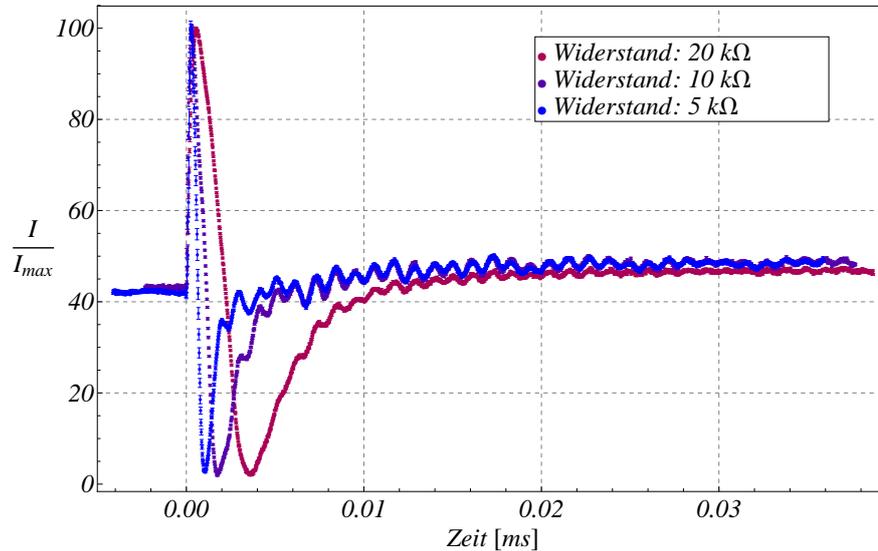


Abbildung 7.2.2.: Anstiegsverhalten der Intensität hinter der RTP-Pockelszelle beim Umschalten von negativer zu positiver Spannung für verschiedene Werte des Widerstandes R_1 (siehe Schaltplan in Abbildung 4.1.5).

ner des Widerstandes R_1 , kann der Messzeitverlust bzw. die Anstiegszeit verkürzt werden. Allerdings zeigt sich, dass mit dem Senken der Anstiegszeit die Amplitude der Oszillationen zunimmt. Mit $R_1 = 5\text{ k}\Omega$ beträgt der Messzeitverlust nur noch ca. $6\text{ }\mu\text{s}$, aber die Amplitude der Oszillation beträgt 5% .

7.3. Strahlprofil, Strahlschwerpunkt und Intensitätsasymmetrien

In den nächsten beiden Unterabschnitten werden das Strahlprofil und der Strahlschwerpunkt im Hinblick auf Asymmetrien und Verschiebungen untersucht. Zuerst wird der LASER-Strahl und danach der Elektronenstrahl untersucht.

7.3.1. LASER-Strahl

Es wird mit dem in Abbildung 6.0.4 skizzierten Aufbau das Verhalten des Strahlflecks untersucht. Ab diesem Zeitpunkt wurde mit einer neuen LASER-Diode gemessen. Die Kennlinie dieser LASER-Diode ist im Anhang in Abbildung A.3.2 zu sehen. In dem nachstehenden Bild 7.3.1 ist der LASER-Strahlfleck gezeigt, wobei das gelbe Kreuz den Schwerpunkt und der grüne Punkt den Ort der maximalen Intensität markieren. Der Bereich innerhalb der gelben Pixel zeichnet sich durch Intensitäten größer als 5% der maximalen Intensität aus. Die Belichtungszeit der Kamera beträgt 2 ms und es werden 100 Bilder aufgenommen, so dass insgesamt über 200 Perioden gemittelt wird. Die positive Spannung ist auf 919,56 V und die negative Spannung auf 913,84 V eingestellt. Außerdem wird die LASER-Diode mit einem Strom von 40 mA betrieben. Zunächst wird ohne Analysator im Strahlengang gemessen. Besonders interessant ist der Vergleich der Schwerpunkte bei positiver und bei negativer Spannung. Diese sind in den Abbildungen 7.3.2 und 7.3.3 zu sehen. Dabei entsprechen die Intensitäten den Werten entlang der gelben Linien, die den Schwerpunkt markieren. Das graue „Filling“ der Messdaten markiert 5% der maximalen Intensität.

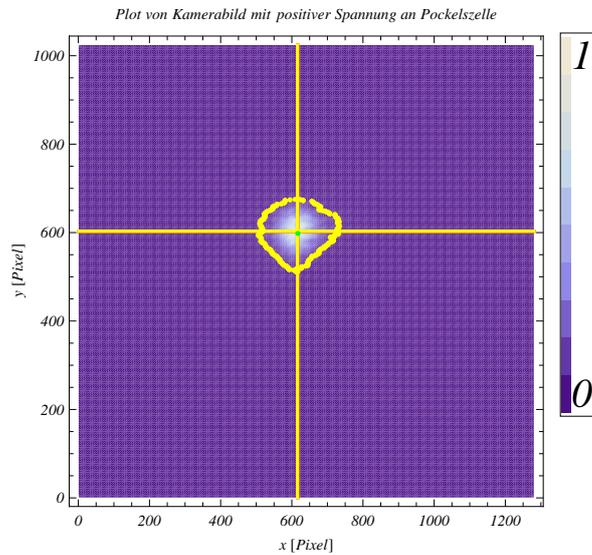


Abbildung 7.3.1.: LASER- Fleck bei positiver Spannung ohne Analysator im Strahlengang, dabei markiert das gelbe Kreuz den Schwerpunkt und der grüne Punkt die Stelle der maximalen Intensität. Die gelben Pixel begrenzen den Bereich, in dem die Intensität größer als 5% der maximalen Intensität ist.

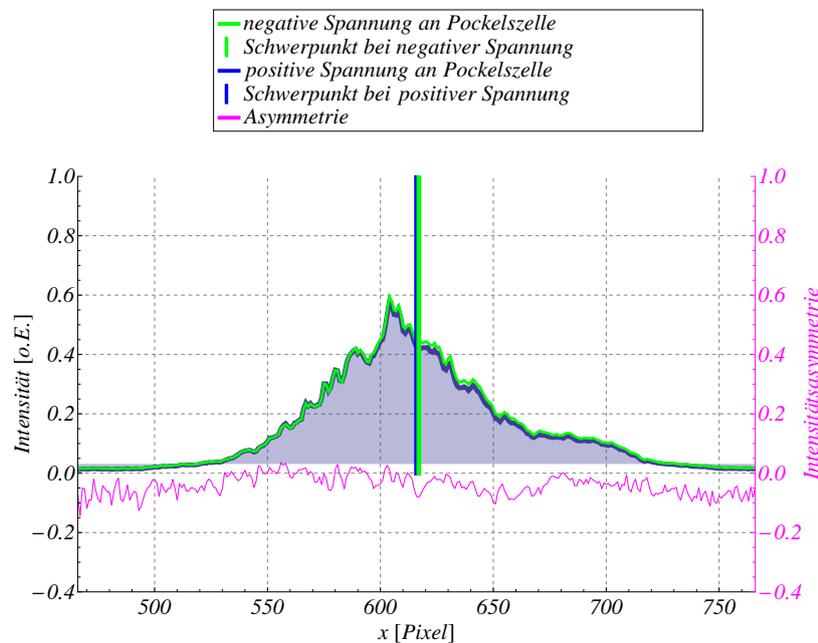


Abbildung 7.3.2.: Intensität gegenüber der x -Position auf der CCD-Kamera mit fester y -Position durch den Schwerpunkt des Strahlflecks.

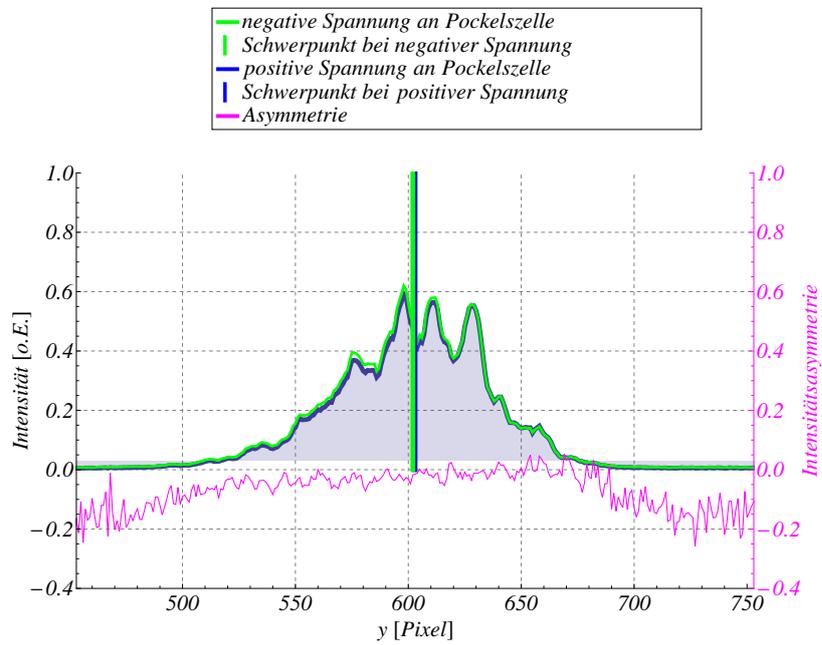


Abbildung 7.3.3.: Intensität gegenüber der y -Position auf der CCD-Kamera mit fester x -Position durch den Schwerpunkt des Strahlflecks.

Danach wird der Analysator in den Strahlengang montiert und erneut mit der Kamera gemessen. In Abbildung 7.3.4 markiert das rote Kreuz den Schwerpunkt ohne Analysator im Strahlengang. Zum Vergleich der Schwerpunkte bei positiver und negativer Spannung

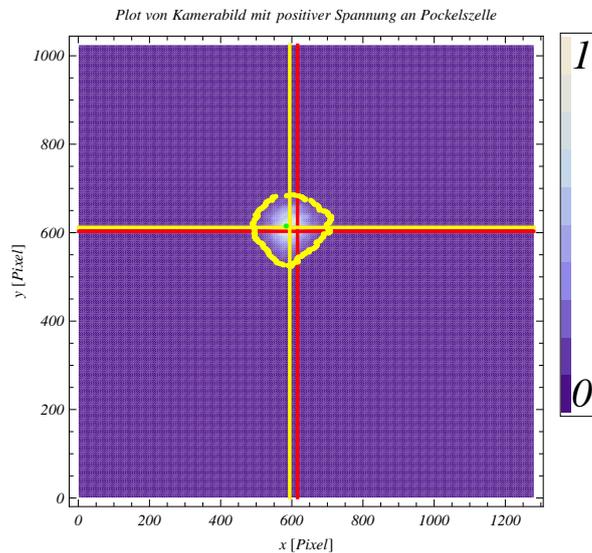


Abbildung 7.3.4.: LASER-Fleck bei positiver Spannung mit Analysator im Strahlengang, dabei markiert das gelbe Kreuz den Schwerpunkt und der grüne Punkt die Stelle der maximalen Intensität. Die gelben Pixel begrenzen den Bereich, in dem die Intensität größer als 5% der maximalen Intensität ist. Das rote Kreuz markiert den Schwerpunkt ohne Analysator.

mit Analysator können Abbildung 7.3.5 und Abbildung 7.3.6 herangezogen werden. Das Strahlprofil entspricht nicht einem Gaußprofil, sondern enthält Maxima und Minima. Diese sind mit Beugungseffekten des LASER-Strahls an den optischen Elementen zu erklären. Außerdem ist ersichtlich, dass die orts aufgelöste Intensitätsasymmetrie Schwankungen im Prozentbereich vorzuweisen hat. An Orten mit hoher Strahlintensität der beiden Strahlen ist die Intensitätsasymmetrie im Mittel eine Größenordnung kleiner als im Halo des Strahls, wo sie bis zu 30% betragen kann. Auffällig ist, dass die Amplitude der Schwankungen der Intensitätsasymmetrie in y -Richtung im Kern des Strahlflecks mit dem Einbauen des Analysators kleiner wird. Gut ersichtlich ist, dass mit einer Verschiebung des Schwerpunktes der zu untersuchenden Strahlflecke die Intensitätsasymmetrie eine Drift in Abhängigkeit vom Ort zu verzeichnen hat. Wird über die Intensitätsasymmetrie der einzelnen Pixel summiert, trägt die Verschiebung des Schwerpunktes nicht zur Gesamtasymmetrie bei. Die Effekte in diesem Unterabschnitt hängen nicht von der Helizität ab, da bei beiden Spannungen linkszirkular polarisiertes Licht erzeugt wird. Vielmehr hängen die Effekte von den unterschiedlichen Werten der Polarisationsgrade ab. Wie in Tabelle 7.3.1 zu sehen

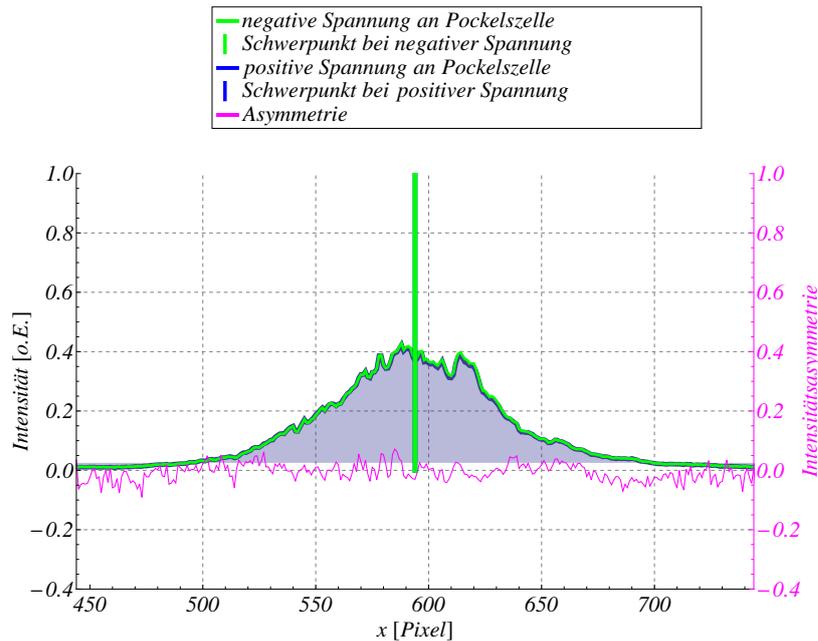


Abbildung 7.3.5.: Intensität gegenüber der x -Position auf der CCD-Kamera mit fester y -Position durch den Schwerpunkt des Strahlflecks.

ist, nimmt die Gesamtasymmetrie des Strahlflecks mit Einbau des Analysators um einen Faktor vier ab. Der Schwerpunkt nach Einbau des Analysators verschiebt sich für beide Spannungen um 22–23 Pixel in x -Richtung und 9 Pixel in y -Richtung, was daran liegt, dass der Analysator am selben MayTec²-Profil wie die Kamera befestigt wird und dieses beim Einbauen seine Position verändert hat. In diesem Unterabschnitt wird nicht untersucht, inwieweit helizitätskorrelierte Asymmetrien eine Rolle spielen, da hier die Auswertung der

²Die Firma MayTec Aluminium Systemtechnik GmbH stellt Aluminium-Profile für jegliche Anwendungen her.

Analysator	U_+ [V]	U_- [V]	A_I	ΔS^\pm [Pixel; Pixel]	$\Delta S_{\text{ohne, mit}}^+$ [Pixel; Pixel]	$\Delta S_{\text{ohne, mit}}^-$ [Pixel; Pixel]
ohne	919,56	913,84	-0,027 45	-1; 1		
mit	919,56	913,84	-0,007 61	0; 1	22; -9	23; -9

Tabelle 7.3.1.: A_I ist die aufsummierte Intensitätsasymmetrie für Intensitäten größer als 5% der maximalen Intensität. ΔS_\pm ist die Verschiebung des Schwerpunktes bei positiver und negativer Spannung. $\Delta S_{\text{ohne, mit}}^+$ ist die Verschiebung des Schwerpunktes ohne und mit Analysator jeweils für positive Spannung und $\Delta S_{\text{ohne, mit}}^-$ ist die Verschiebung des Schwerpunktes ohne und mit Analysator jeweils für negative Spannung.

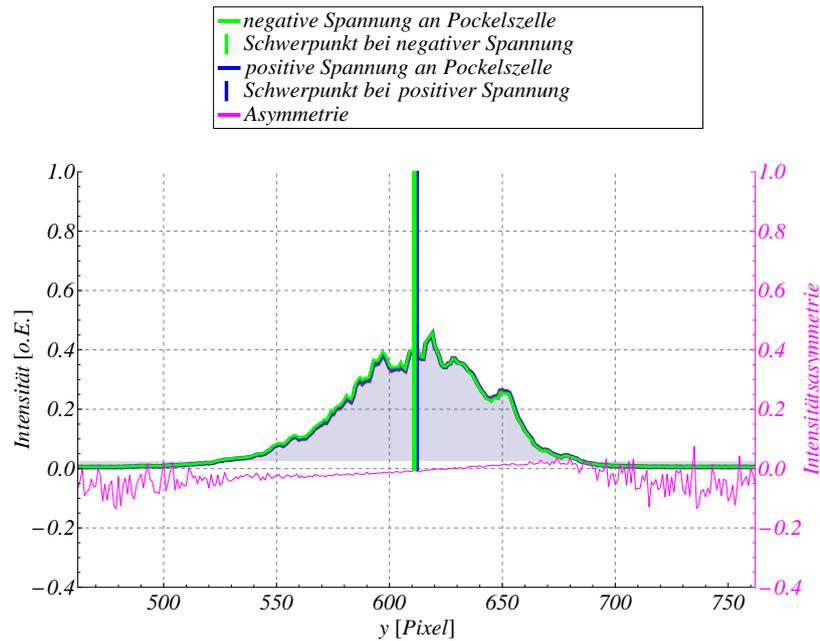


Abbildung 7.3.6.: Intensität gegenüber der y -Position auf der CCD-Kamera mit fester x -Position durch den Schwerpunkt des Strahlflecks.

Kamerabilder und der Umgang mit der Kamera im Vordergrund standen und es erst später klar war, dass für betragsmäßig gleiche Spannungen auch dieselbe Zirkularpolarisation vorliegt. Dies wird im nächsten Unterabschnitt nachgeholt.

7.3.2. Elektronenstrahl

Nun wird der Strahlfleck des erzeugten Elektronenstrahls auf dem Leuchtschirm von Scanner 10 untersucht. Die Abhängigkeit des Elektronenstroms der Kathode von der LASER-Leistung ist im Anhang in Abschnitt A.4 in Abbildung A.4.1 zu sehen. Die LASER-Diode soll nur dann mit Strom versorgt werden, wenn an der Pockelszelle der Umschaltvorgang von negativer bzw. positiver zu positiver bzw. negativer Spannung zu Ende ist und somit konstante, maximale Zirkularpolarisation erzeugt wird. Dazu wird der HV-Schalter der Pockelszelle und der LASER-Dioden-Treiber mit einem Pulsgenerator betrieben. Eine Skizze der Signale des Pulsgenerators für den HV-Schalters und den LASER-Dioden-Treiber ist in Abbildung zu sehen. Die LASER-Diode wird in der zweiten Hälfte der Periode nicht mit Strom versorgt, sodass für Messungen bei beiden Spannungen das Signal für den HV-Schalter von „active high“ auf „active low“ umgeschaltet werden musste. Um zu untersu-

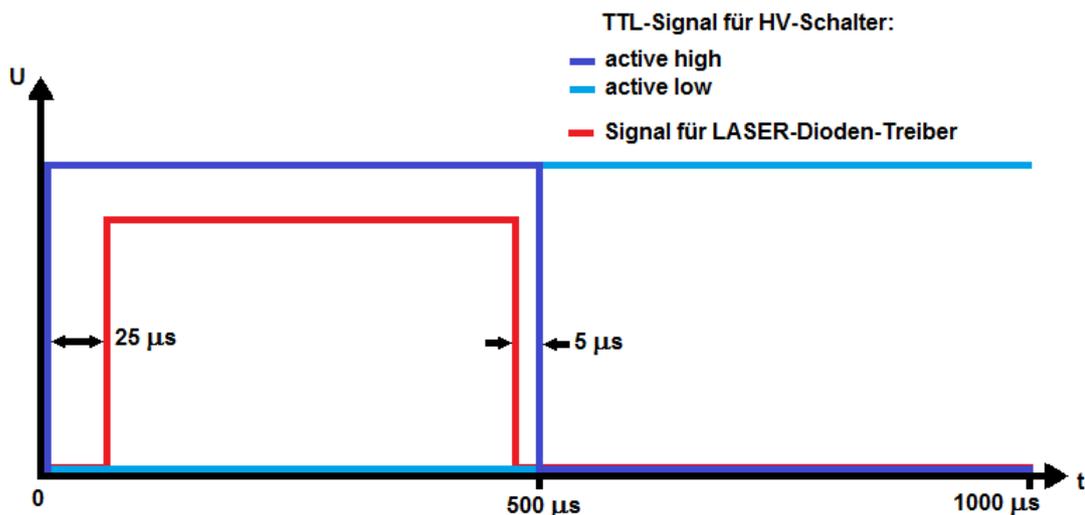


Abbildung 7.3.7.: Skizze der Signale des Pulsgenerators für den HV-Schalter und den LASER-Dioden-Treiber.

chen, wie groß die Schwankungen des Elektronenstrahlflecks durch äußere Einflüsse wie thermische Effekte und das Vibrieren der Pumpen sind, werden mit einer Belichtungszeit von 1 ms 500 Bilder aufgenommen und für jedes Bild der Schwerpunkt berechnet. Das Resultat ist in Abbildung 7.3.8 zu sehen. Zur Untersuchung mit rechtszirkular polarisiertem LASER-Strahl wurde die Pockelszelle mit $\approx \pm 1800$ V betrieben und somit ein Polarisationsgrad von 0,999748 für positive Spannung und ein Polarisationsgrad von 0,999428 für negative Spannung erreicht. Der Grad des linkszirkular polarisiertem Lichts ist für positive Spannung 0,999654 und für negative Spannung 0,999623. Es wird jeweils einmal mit LASER-Dioden-Strom $I_{LD} = 40$ mA, einer Belichtungszeit von 500 ms und 10 Bildern

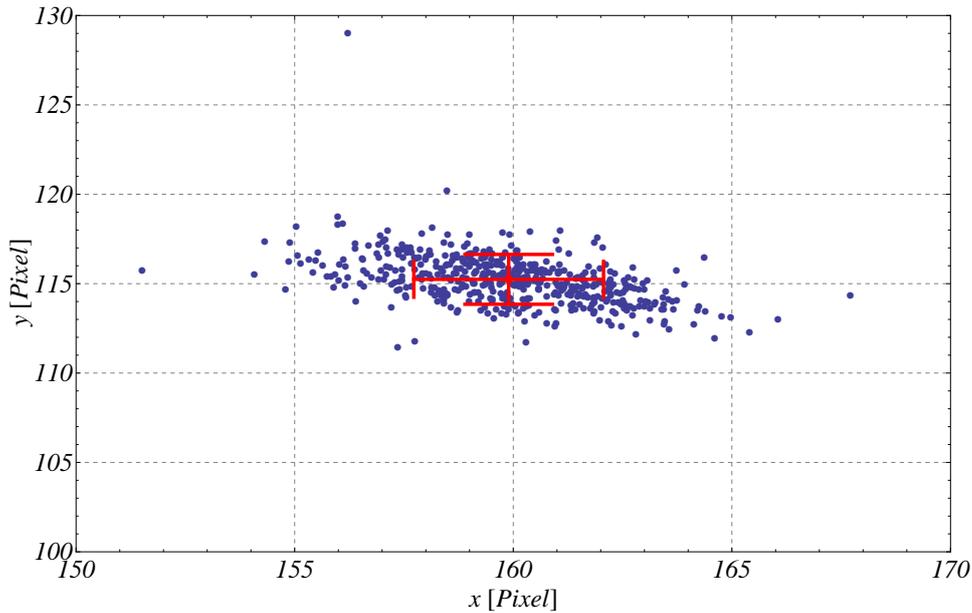


Abbildung 7.3.8.: Schwerpunkte von 500 Messungen mit einer Belichtungszeit von 1 ms bei konstanter Pockelszellenspannung (0 V) und konstantem LASER-Diodenstrom (58 mA), rot ist der Mittelwert mit den Standardabweichungen $\sigma_x = 2.17$, $\sigma_y = 1.39$

(5000 Perioden) gemessen, mit $I_{LD} = 48$ mA, einer Belichtungszeit von 200 ms und 10 Bildern (2000 Perioden) gemessen und mit $I_{LD} = 54$ mA, einer Belichtungszeit von 50 ms und 20 Bilder (1000 Perioden) gemessen. Es ist aus Tabelle 7.3.2 ersichtlich, dass eine Verschiebung des Schwerpunktes in x -Richtung für verschiedene LASER-Diodenströme vorliegt. Die Verschiebung in y -Richtung kann durch äußere Einflüsse, wie in Abbildung 7.3.8 zu sehen ist, erklärt werden. Auch unter Berücksichtigung dieser Verschiebung ergibt sich eine helizitätskorrelierte Verschiebung des Schwerpunktes um ≈ 18 Pixel in x -Richtung und ≈ 4 Pixel in y -Richtung. Außerdem ergeben sich HKA, die mit dem Erhöhen der LASER-Leistung ansteigen. In Abbildung 7.3.9 ist der Elektronenstrahlfleck auf dem Schirm zu sehen mit $I_{LD} = 40$ mA und rechtszirkular polarisiertem LASER-Strahl. In den nächsten beiden Abbildungen 7.3.10 und 7.3.11 sind die Intensität entlang der x -Richtung durch den Schwerpunkt mit festem y -Wert und umgekehrt aufgetragen. In Abbildung 7.3.12 wird noch deutlicher, dass sich das Strahlprofil bei rechts- und linkszirkular polarisiertem LASER-Strahl deutlich unterscheidet. Dies liegt daran, dass die schon nicht gut preparierte Kathode, mit hoher LASER-Intensität bestrahlt wurde und so die Quantenausbeute von 0,4% direkt nach der Preparation noch weiter gesunken ist. Vergleiche hierzu auch Abbildung A.4.2 und A.4.1 im Abschnitt A.4. MessungVFDirekt nach der Preparation sah das Strahlprofil des Elektronenstrahls gaußförmig aus (siehe Abbildung 7.3.13). Hier wurde

I_{LD} [mA]	U	A_I	$\Delta S^{\sigma^+, \sigma^-}$ [Pixel; Pixel]	$\Delta S_{40}^{\sigma^+}$ [Pixel; Pixel]	$\Delta S_{40}^{\sigma^-}$ [Pixel; Pixel]
40	positiv	-0,015 79	18; 4		
40	negativ	-0,012 56	18; 4	-1; -1	-1; -1
48	positiv	-0,040 71	18; 4	4; 0	3; 0
48	negativ	-0,043 83	18; 4	3; 0	2; 0
54	positiv	-0,101 15	17; 3	7; 1	5; 0
54	negativ	-0,074 24	19; 3	4; 1	4; 1

Tabelle 7.3.2.: I_{LD} ist der LASER-Diodenstrom und A_I ist die aufsummierte Intensitätsasymmetrie für Intensitäten größer als 5% der maximalen Intensität. $\Delta S^{\sigma^+, \sigma^-}$ ist die Verschiebung des Schwerpunktes bei rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht. $\Delta S_{40}^{\sigma^+}$ ist die Verschiebung des Schwerpunktes im Bezug auf den Schwerpunkt bei $I_{LD} = 40$ mA, positiver Spannung und rechtszirkular polarisiertem Licht und $\Delta S_{40}^{\sigma^-}$ ist die Verschiebung des Schwerpunktes im Bezug auf den Schwerpunkt bei $I_{LD} = 40$ mA, positiver Spannung und linkszirkular polarisiertem Licht.

aber noch nicht mit rechtszirkular polarisiertem Lichtstrahl gemessen.

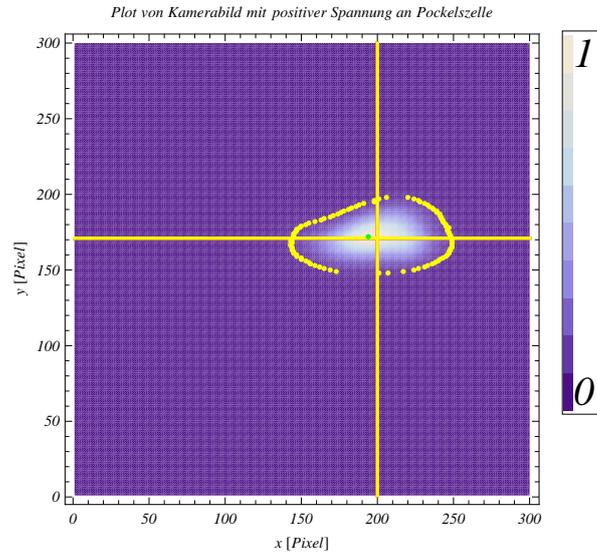


Abbildung 7.3.9.: Elektronenstrahlfleck bei $I_{LD} = 40$ mA und rechtszirkular polarisiertem LASER-Strahl, dabei markiert das gelbe Kreuz den Schwerpunkt und der grüne Punkt die Stelle der maximalen Intensität. Die gelben Pixel begrenzen den Bereich in dem die Intensität größer als 5% der maximalen Intensität ist.

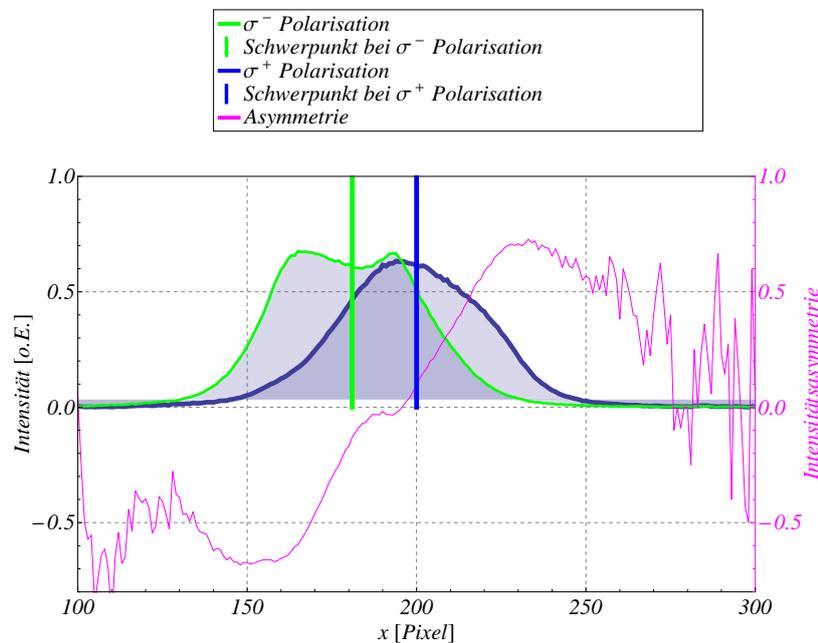


Abbildung 7.3.10.: Intensität gegenüber der x -Position auf der CCD-Kamera mit fester y -Position durch den Schwerpunkt des Elektronenstrahlflecks bei positiver Spannung und $I_{LD} = 40$ mA.

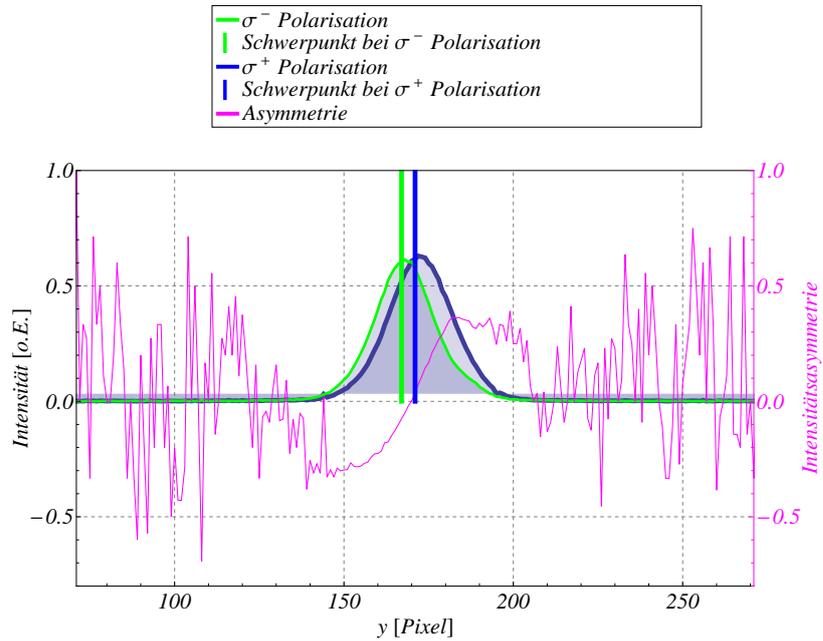


Abbildung 7.3.11.: Intensität gegenüber der y -Position auf der CCD-Kamera mit fester x -Position durch den Schwerpunkt des Elektronenstrahlflecks bei positiver Spannung und $I_{LD} = 40$ mA.

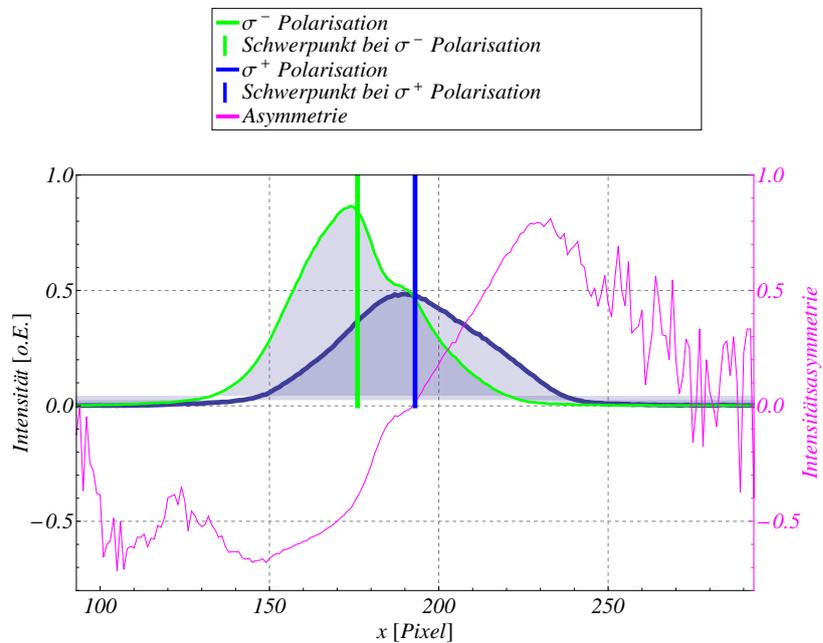


Abbildung 7.3.12.: Intensität gegenüber der y -Position auf der CCD-Kamera mit fester x -Position durch den Schwerpunkt des Elektronenstrahlflecks bei positiver Spannung und $I_{LD} = 54$ mA.

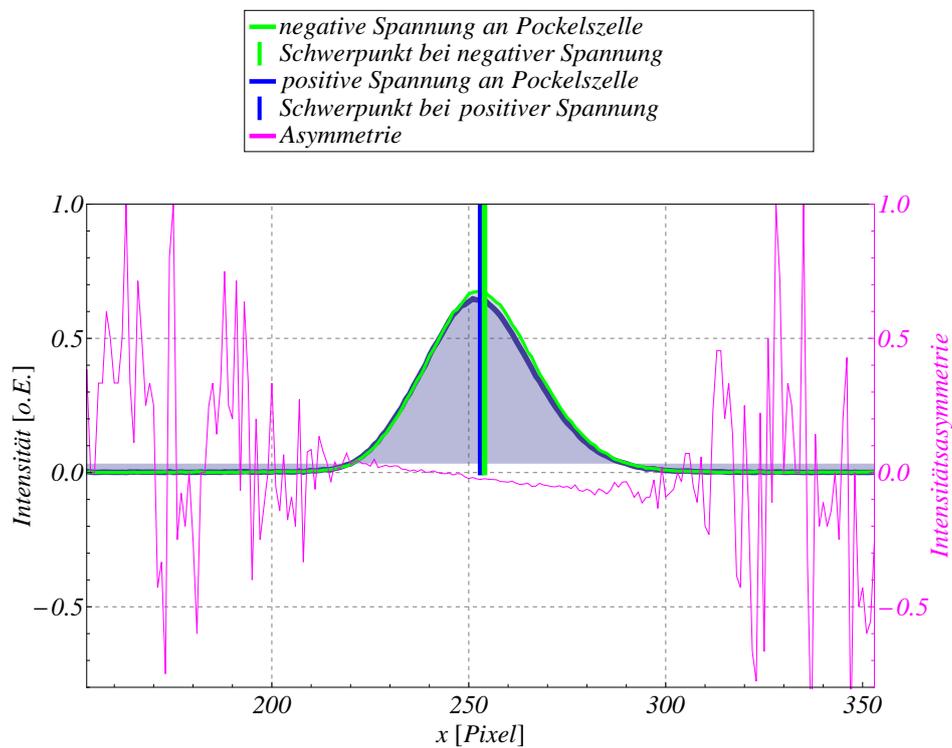


Abbildung 7.3.13.: Intensität gegenüber der x -Position auf der CCD-Kamera mit fester y -Position durch den Schwerpunkt des Elektronenstrahlflecks mit linkspolarisiertem LASER-Strahl.

8. Diskussion der Ergebnisse mit dem zweiten Versuchsaufbau

8.1. Polarisationsgrad

8.1.1. Justage mit Translations- und Rotationstischen

Bei der Justage bezüglich der Rotation um die Strahlachse ist es möglich, ein Minimum mit gegenüber dem Polarisator gekreuztem Analysator zu finden, wie in Abbildung 7.1.2 zu sehen ist. Bei der Rotation um die x - und y -Achse und der Translation entlang der x - und y -Achse werden bessere Ergebnisse erzielt, wenn der Analysator parallel zum Polarisator ausgerichtet wird und ein Maximum der Intensität eingestellt wird (siehe Unterabschnitt 7.1.1). Die endgültige Position der Pockelszelle sollte aber mit Hilfe von Messungen des Zirkularpolarisationsgrades gegenüber den Bewegungsfreiheitsgraden ermittelt werden. Denn wie in Unterabschnitt 7.1.3 zu sehen ist, stimmen die Position der Pockelszelle nach Justage und die Position der Pockelszelle, bei der Licht mit maximalem Zirkularpolarisationsgrad transmittiert wird, nicht exakt überein. Außerdem kommt hinzu, dass die Intensität, nachdem der jeweilige Tisch das gefundene Maximum oder Minimum angefahren ist, sich von der zuvor gemessenen unterscheidet (siehe Abbildungen in Unterabschnitt 7.1.1). Diese Schwankungen sind verantwortlich dafür, dass so nicht die perfekte Position der Pockelszelle gefunden werden kann.

8.1.2. Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der angelegten Spannung

Aus Abbildung 7.1.9 ist zu entnehmen, dass unter der PKA2 folgende maximale Polarisationsgrade für positive Spannung von

$$U = 937,21 \text{ V} \quad (8.1.1)$$

$$P = 0,999\,988 \pm 0,000\,083 \quad (8.1.2)$$

und bei negativer Spannung von

$$U = -893,85 \text{ V} \quad (8.1.3)$$

$$P = 0,999\,952 \pm 0,000\,043 \quad (8.1.4)$$

angenommen werden. Der maximal erreichbare Polarisationsgrad ist mit den Ergebnissen

$$U = 462,44 \text{ V} \quad (8.1.5)$$

$$P = 0,999\,999 \pm 0,000\,222 \quad (8.1.6)$$

$$U = -484,59 \text{ V} \quad (8.1.7)$$

$$P = 1,000\,000 \pm 0,000\,585 \quad (8.1.8)$$

auf dem optischen Tisch verträglich. Die zusätzlichen optischen Elemente beeinflussen den maximalen Polarisationsgrad nicht merklich. Die Spannungen liegen betragsmäßig 43,36 V auseinander. Dies liegt aber am Offset der Spannung, denn ohne den Offset würden die Maxima bei

$$U \approx 459,73 \text{ V} \text{ und } U \approx -456,66 \text{ V} \quad (8.1.9)$$

liegen und sind somit betragsmäßig nur etwa 3 V auseinander. Der Offset beeinflusst den maximal erreichbaren Zirkularpolarisationsgrad aber nicht. Dennoch ist die Pockelszelle in diesem Zustand nicht zum schnellen Umschalten zwischen links- und rechtszirkular polarisiertem Licht geeignet, da bei betragsmäßig gleichen Spannungen dieselbe Zirkularpolarisation vorliegt.

8.1.3. Polarisationsgrad in Abhängigkeit der Bewegungsfreiheitsgrade

Es zeigt sich, dass der Polarisationsgrad der Zirkularpolarisation stark von einer Rotation um die x -Achse oder y -Achse abhängt. Dies ist in den Abbildungen 7.1.11 und 7.1.12 zu sehen. Bei einer Translation der Pockelszelle dagegen sinkt der Grad der Zirkularpolarisation, wie aus Abbildung 7.1.13 zu entnehmen ist, nicht so stark. Dies wird auch erwartet, da für die Polarisation nur der Phasenvorschub der auf die Kristallachsen projizierten Anteile des elektrischen Feldes eine Rolle spielt und diese sich mit einer Translation nicht ändern. Eine Abweichung der Orientierung bezüglich der Strahlachse von $\gamma = \frac{\pi}{4}$, die in Abbildung 7.1.10 aufgetragen ist, wirkt sich stärker aus und nimmt näherungsweise den theoretischen

Verlauf an (siehe Gleichung 2.1.19 in Unterabschnitt 2.1.2). Es muss also bei der Justage vor allem auf die richtige Positionierung bezüglich der Rotation um die z -, x - und y -Achse geachtet werden. Es zeigt sich, dass für einen guten Grad an Zirkularpolarisation die Justage allein nicht ausreicht. Ein nachträgliches Messen des Polarisationsgrades und eventuelles Nachkorrigieren der Justage ist unabdingbar. So ist es aber möglich, einen Polarisationsgrad > 0.9999 einzustellen. In diesem Fall betrug der Grad der Zirkularpolarisation nach den Messungen in Unterabschnitt 7.1.2

$$U = 919,43 \text{ V} \quad (8.1.10)$$

$$P = 0,998\,112 \pm 0,000\,029 \quad (8.1.11)$$

$$U = -910,33 \text{ V} \quad (8.1.12)$$

$$P = 0,998\,316 \pm 0,000\,025, \quad (8.1.13)$$

denn es wurde für beide Polaritäten betragsmäßig fast gleiche Spannung angelegt, um die Pockelszelle nicht weiter zu beschädigen oder zu verändern. Mit den Messungen in Unterkapitel 7.1.3 konnte das ganze folgendermaßen verbessert werden:

$$U = 920,01 \text{ V} \quad (8.1.14)$$

$$P = 0,999\,959 \pm 0,000\,005 \quad (8.1.15)$$

$$U = -913,71 \text{ V} \quad (8.1.16)$$

$$P = 0,999\,892 \pm 0,000\,006. \quad (8.1.17)$$

8.2. Messzeitverlust

Wie schon beim ersten Messaufbau auf dem optischen Tisch in Kapitel 3 zeigen sich hier Oszillationen in der Intensität nach der Pockelszelle (vergleiche hierzu Abbildung 7.2.1 in Abschnitt 7.2 und Abbildung 4.2.6 in Unterabschnitt 4.2.2). Der Messzeitverlust wird gegenüber dem ersten Messaufbau zunächst größer, da für den Einbau der Pockelszelle unter der PKA2 ein längeres HV-Kabel verwendet werden musste. Der dadurch entstehende Messzeitverlust konnte mit einem kleineren Widerstand vor der Pockelszelle kompensiert werden und sogar verkleinert werden. Wie in Abbildung 7.2.2 in Abschnitt 7.2 zu sehen ist, kann der Messzeitverlust mit einem Widerstand zwischen Schalter und Pockelszelle von

5 k Ω auf etwa 6 μ s reduziert werden, wenn die Oszillationen der Intensität nicht berücksichtigt werden. Jedoch kommt es zu Oszillationen der Intensität, wodurch der Messzeitverlust weiterhin $\approx 20 \mu$ s pro halber Periode beträgt. Das entspricht 4% der Messzeit bei 1000 Hz.

8.3. Strahlprofil, Strahlschwerpunkt und Intensitätsasymmetrie

Beim Vergleich des Strahlprofil des LASER-Strahls und des Elektronenstrahls fällt auf, dass beim Elektronenstrahl keine Maxima und Minima von der Größenordnung wie beim LASER-Strahl zu erkennen sind. In Abbildung 7.3.10 in Unterabschnitt 7.3.2 ist ein Minimum im Elektronenstrahlprofil zu erkennen. Die Strahldurchmesser sind vergleichbar. Der Unterschied liegt am Wegunterschied zwischen dem Weg zur Kamera (siehe Abbildung 6.0.4), mit der der LASER-Strahl untersucht wird, und dem Weg zur Kathode und der daraus resultierenden unterschiedlichen Fokussierung. Die Schwankungen der Intensitätsasymmetrie im Halo des Elektronenstrahls sind deutlich größer als die des LASER-Strahls. Aus Tabelle 7.3.2 in Unterabschnitt 7.3.2 ist ersichtlich, dass eine helizitätskorrelierte Verschiebung des Schwerpunktes von ≈ 18 Pixel in x -Richtung und ≈ 4 Pixel in y -Richtung gemessen werden kann. Dies entspricht, bei einer Pixelgröße von $\approx 6,4 \mu$ m, $\approx 115,2 \mu$ m in x -Richtung und $\approx 25,6 \mu$ m in y -Richtung. Insbesondere da die Verschiebung für verschiedene LASER-Intensitäten, Spannungspolaritäten und Strahlprofile konstant bleibt. Qualitativ kann festgehalten werden, dass die Intensitätsasymmetrien bei unterschiedlichen Zirkularpolarisationen deutlich größer sind als bei Messungen mit gleicher Zirkularpolarisation. Die Gesamtintensitätsasymmetrie setzt sich aus mehreren Teilen zusammen. Ein Teil wird durch Helizitätswechsel verursacht, ein zweiter Teil hängt vom Unterschied der Polarisationsgrade ab. Hinzu kommt ein Teil, der durch unterschiedliche Strahlprofile entsteht bzw. von der Oberfläche der Kathode abhängig ist, und ein Teil, der von der Intensität des LASER-Strahls abhängt. Inwieweit die einzelnen Teile abhängig voneinander sind und wie viel sie relativ zueinander beitragen, wird hier nicht bestimmt.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Es kann gezeigt werden, dass KD*P-Pockelszellen nicht für den Betrieb mit hohen Frequenzen, insbesondere mit 1000 Hz, geeignet sind, da der Messzeitverlust von 20-30% durch den Umschaltvorgang zu groß ist. Mit der zu untersuchenden RTP-Pockelszelle kann der Messzeitverlust bei einer Frequenz von 1000 Hz auf etwa 4% reduziert werden. Um dies weiter zu verbessern, muss die RTP-Pockelszelle mit anderer Elektronik betrieben werden und es muss untersucht werden, was der Grund für die Oszillationen der Intensität ist und wie diese unterdrückt werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit RTP ein hoher Zirkularpolarisationsgrad von $> 0,9999$ erreicht und das bei einer viel kleineren $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung von ≈ 460 V. Der Zirkularpolarisationsgrad hängt stark von der Rotation der Pockelszelle um die drei Raumachsen ab und weniger von der Translation entlang der zwei Achsen, die senkrecht zur Strahlachse sind. Um die Justage der Pockelszelle zu verbessern, sollte das Programm zur Steuerung der Rotations- und Translationstische überarbeitet werden. Insbesondere könnte die Messung der Zirkularpolarisation mit berücksichtigt werden.

Im Hinblick auf eine konstante, maximale Zirkularpolarisation ist bei dem Material RTP ein Vorteil, dass nach dem Umschaltvorgang keine langsame Drift der transmittierten Intensität zu verzeichnen ist.

Bei der Untersuchung des Elektronenstrahls, der mit dem zirkular polarisiertem LASER-Licht erzeugt wird, zeigt sich eine Erhöhung der Intensitätsasymmetrie mit Erhöhung der LASER-Leistung und mit Wechsel der Zirkularpolarisation. Außerdem kann eine helizitätskorrelierte Verschiebung des Schwerpunktes des Strahlflecks nachgewiesen werden. Leider konnten diese Messungen aus Zeitgründen nicht weiter vertieft werden. Außerdem kommt hinzu, dass die Pockelszelle sich nun so verhält, als würde an ihr ein Spannungsoffset anliegen. In diesem Zustand ist die Pockelszelle nicht zum Umschalten zwischen den Helizitätszuständen geeignet. Es dürfen RTP-Pockelszellen also nicht über einen längeren Zeitraum mit DC-Spannung betrieben werden. Dieser Effekt sollte auch noch genauer untersucht werden, da nie betragsmäßig die gleiche Spannung an der Pockelszelle angelegt werden kann und somit immer im Mittel eine DC-Spannung anliegt. Zu untersuchen wäre, ob diese mittlere DC-Spannung ausreicht, die $\frac{\lambda}{4}$ -Spannung zu verschieben, und inwiefern

der Zirkularpolarisationsgrad davon betroffen ist.

A. Anhang

A.1. Ergänzungen zu den Grundlagen

Wie in Abbildung A.1.1 zu sehen ist, sorgt eine Abweichung von γ von 45° nicht nur für einen niedrigeren Zirkularpolarisationsgrad, sondern auch die Maxima und Minima verschieben sich bzw. die Ellipsen werden gedreht. Deshalb besteht auch eine große Korrelation zwischen γ und einem Offset vom Analysatorwinkel (Parameter w in Gleichung (4.1.1) in Unterabschnitt 4.1.1). In Abbildung A.1.2 zeigt sich, dass das Minimum der Intensität,

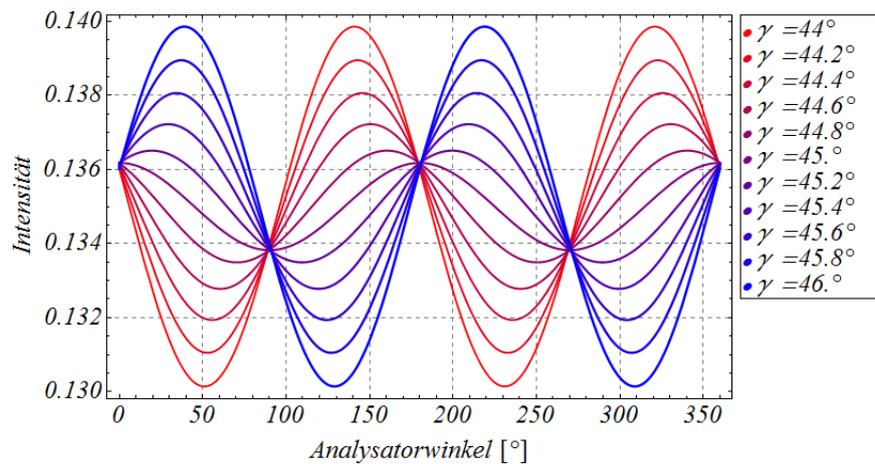


Abbildung A.1.1.: Intensität in Abhängigkeit vom Analysatorwinkel und Drehwinkel um die Strahlachse.

das sich für bestimmte Winkel γ bezüglich der Strahlachse und mit um 90° gegenüber dem Polarisator gedrehten Analysator ergibt, unabhängig vom Phasenvorschub ist. Analog ist das Maximum für parallelen Analysator und Polarisator nicht vom Phasenvorschub abhängig.

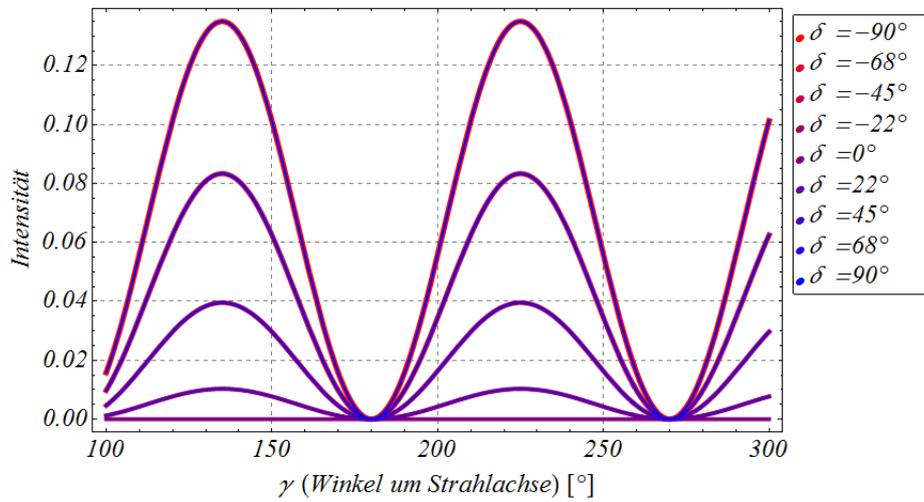


Abbildung A.1.2.: Intensität in Abhängigkeit vom Drehwinkel um die Strahlachse und vom Phasenvorschub.

A.2. Zusätzliche Photos von dem zweiten Aufbau unter der PKA2

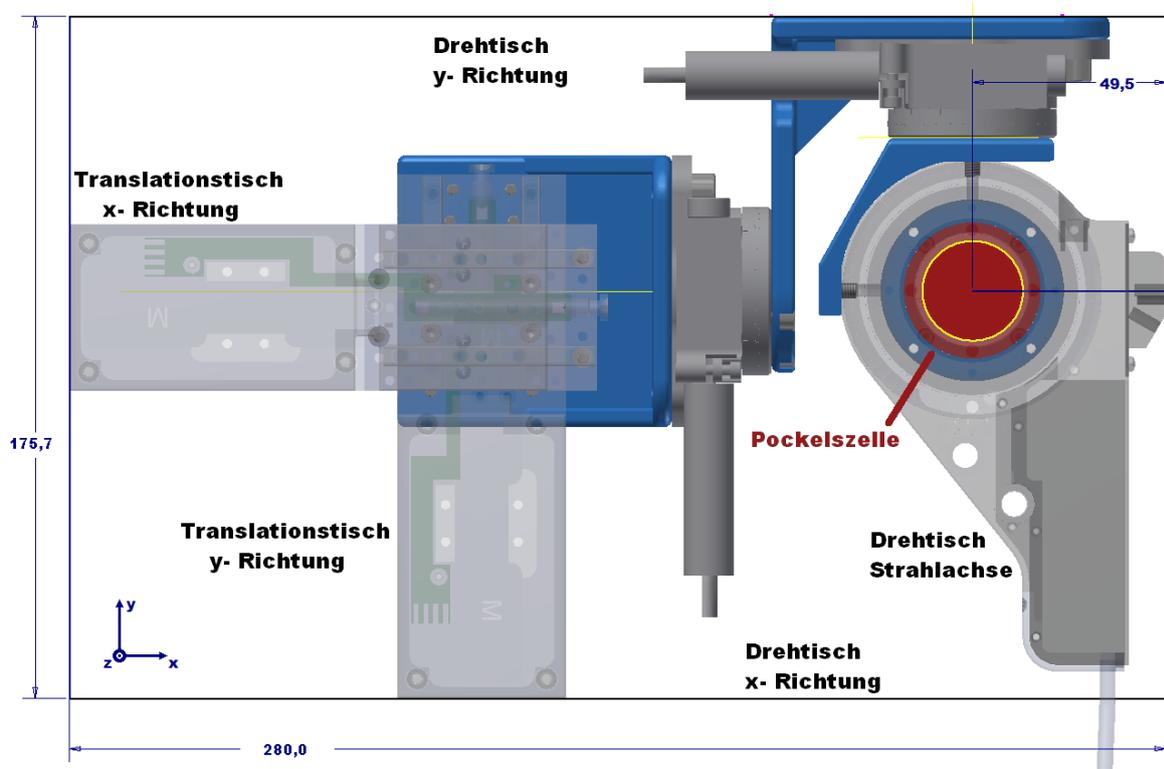


Abbildung A.2.1.: Halterung der Pockelszelle; In grau sind die Dreh- und Translations-tische, in blau die Adapter für die Tische und in rot die Pockelszelle dargestellt.

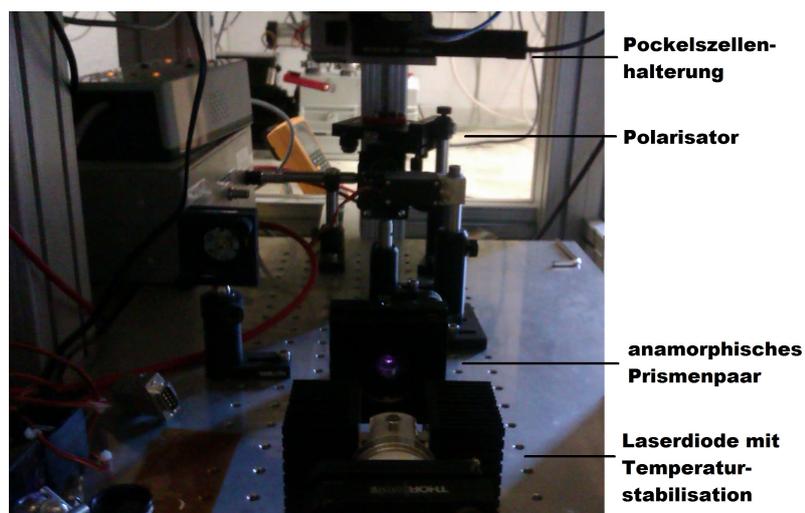


Abbildung A.2.2.: Aufbau unter der PKA2- Quelle.

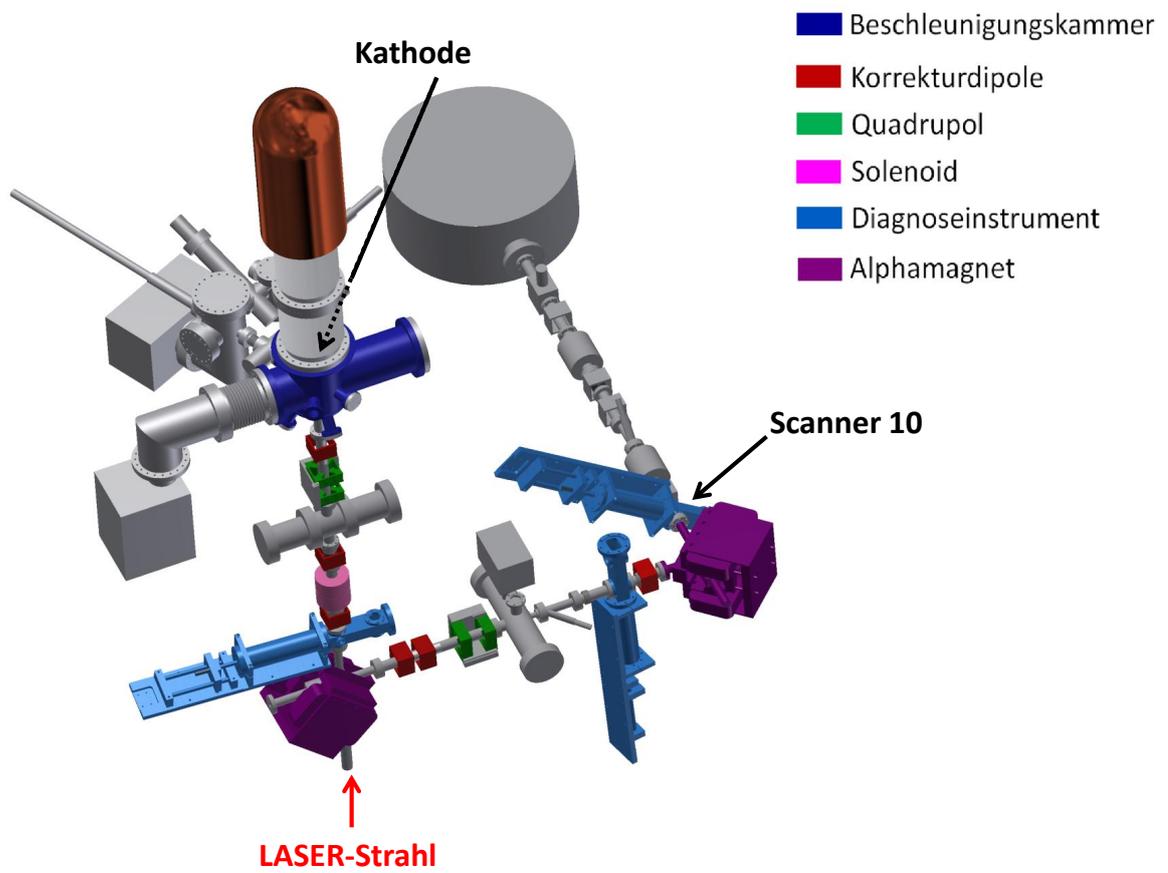


Abbildung A.2.3.: Dreidimensionales CAD-Modell von PKA2.

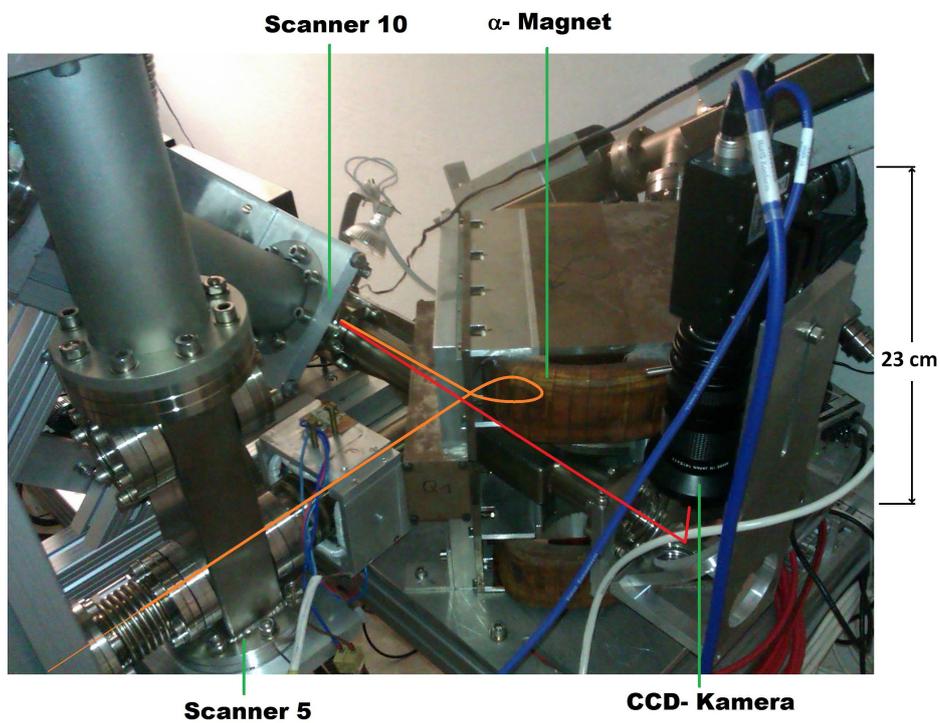


Abbildung A.2.4.: Die orangefarbene Linie deutet den Weg der Elektronen zum Scanner 10 durch den α -Magneten an und den Weg der dort erzeugten Photonen zur CCD-Kamera deutet die rote Linie an.

A.3. Kennlinien der LASER-Dioden

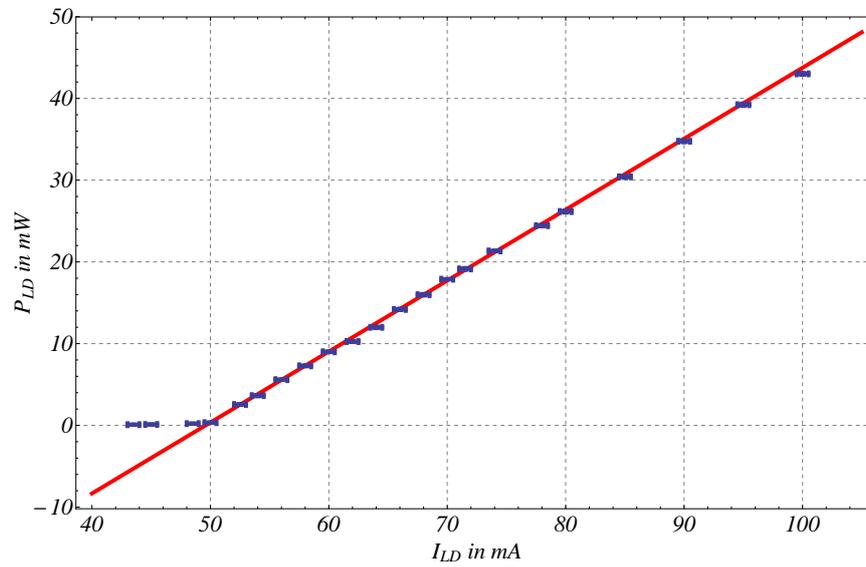


Abbildung A.3.1.: Leistungs-Strom-Kennlinie der zuerst verwendeten LASER-Diode.

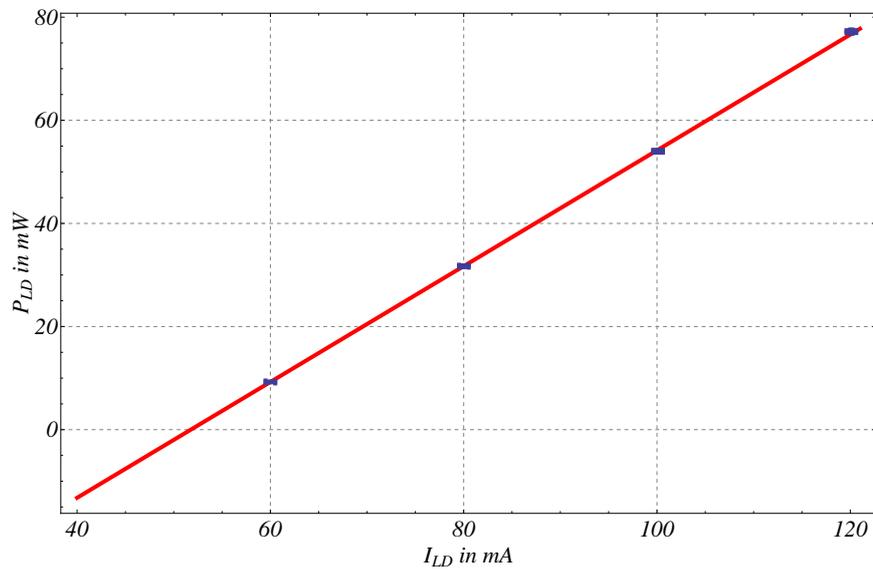


Abbildung A.3.2.: Leistungs-Strom-Kennlinie der zuletzt verwendeten LASER-Diode.

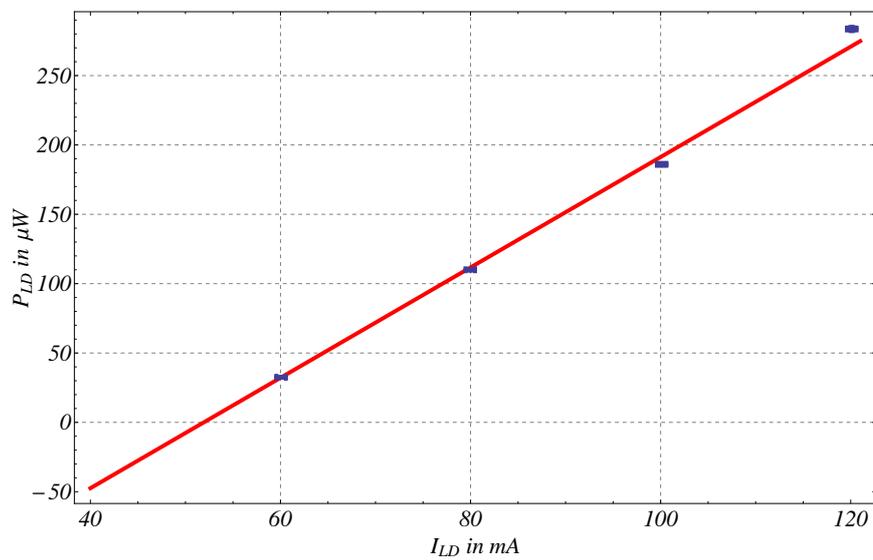


Abbildung A.3.3.: Leistungs-Strom-Kennlinie der zuletzt verwendeten LASER-Diode, wobei die hier aufgetragene Leistung vor dem Vakuumfenster und mit einem 100-fach-Abschwächer gemessen wird.

A.4. Abhängigkeit des Elektronenstroms der Kathode von LASER-Leistung

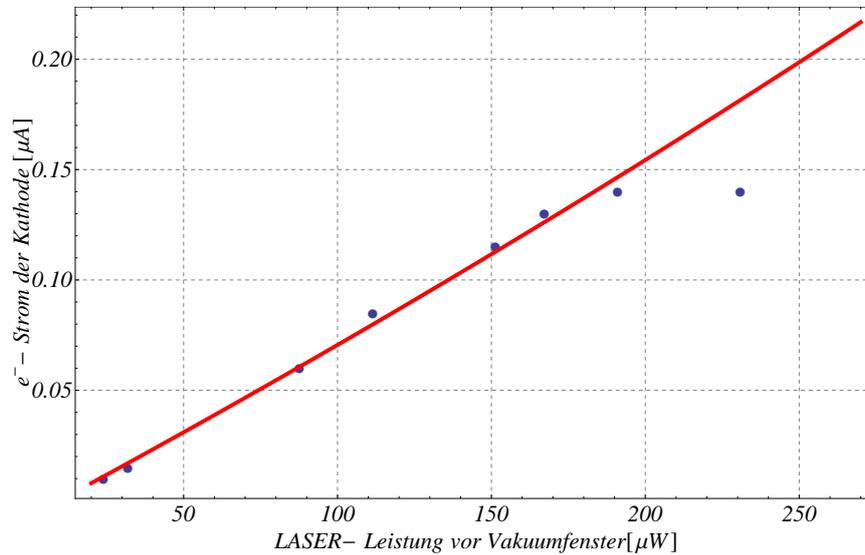


Abbildung A.4.1.: Elektronenstrom der Kathode in Abhängigkeit von der LASER-Leistung, wobei die hier aufgetragene Leistung vor dem Vakuumfenster und mit einem 100-fach-Abschwächer gemessen wird. Die Messwerte wurden vor den Messungen in Unterabschnitt 7.3.2 aufgenommen. Die rote Linie ist eine Anpassfunktion der Form $e^{a \cdot x} + b$, für die Datenpunkte ausschließlich den letzten Datenpunkt.

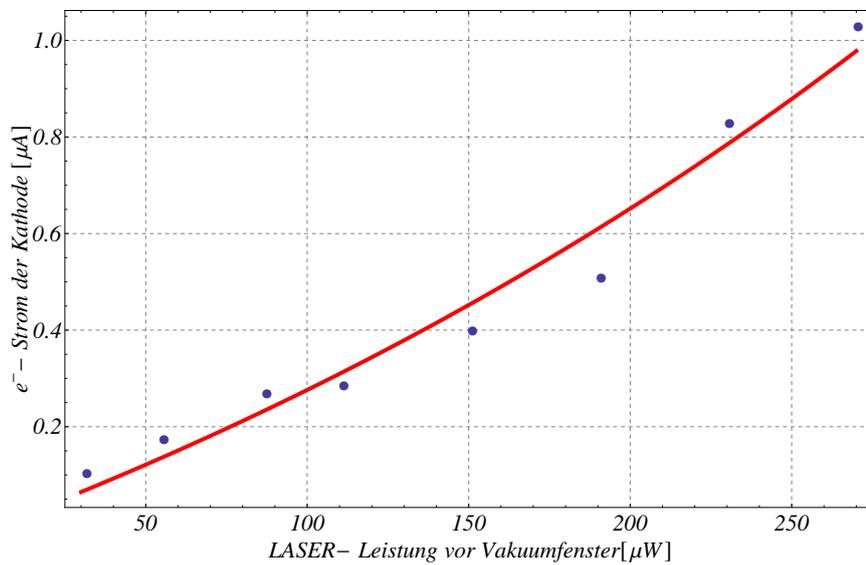


Abbildung A.4.2.: Elektronenstrom der Kathode in Abhängigkeit von der LASER-Leistung, wobei die hier aufgetragene Leistung vor dem Vakuumfenster und mit einem 100-fach Abschwächer gemessen wird. Die Messwerte wurden direkt nach der Preparation der Kathode aufgenommen. Die rote Linie ist eine Anpassfunktion der Form $e^{a \cdot x} + b$.

Literaturverzeichnis

- [Aul07] KURT AULENBACHER: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Shaker, 2007
- [Har97] PETER HARTMANN: *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*. Shaker, 1997
- [KLR90] DAVID S. KLIGER, JAMES W. LEWIS UND E. CORAL RANDAL: *Polarized Light in Optics and Spectroscopy*. Academic Press, Inc., 1990
- [Kle11] TILLMANN KLEINER: *Aufbau und Charakterisierung einer Pockelszelle zur Erzeugung kurzer Lichtpulse*. Stuttgart, Universität Stuttgart, Bachelorarbeit, 15. Dezember 2011
- [MMV11] JACQUES MANGIN, GABRIEL MENNERAT UND PHILIPPE VILLEVAL: Thermal expansion, normalized thermo-optic-coefficients, and condition for second harmonic generation of a Nd:YAG laser with wide temperature bandwidth in RbTiOPO₄. In: *Journal of the Optical Society of America B* Vol. 28 (2011), April, Nr. 4
- [CSZ+07] J.J. CARVAJAL, P. SEGONDS, J. ZACCARO, B. BOULANGER, F. DIAZ UND M. AGUILO: Structural and optical properties of RbTiOPO₄:Nb crystals. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* Vol. 19 (2007), März
- [Nik05] DAVID N. NIKOGOSYAN: *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*. Springer, 2005
- [CDE+07] JULIAN CHRISTOU, WOLFGANG J. DUSCHL, ANDREAS ECKART, STEFAN KRÜCKEBERG UND THOMAS RIMMELE *Electro-optics for high power operation ... of Enhanced/Advanced LIGO*. 2007
- [Las] LASERTEC: *RTP crystals for Qswitch*. <http://www.lcoptical.com/RTP/RTP.html>
- [Koe06] WALTER KOECHNER: *Solid-State Laser Engineering*. Springer, 2006

- [Mue2010] CHRIS MUELLER: *The Electro- Optic Effect*. Reading Notes[2], University of Florida, 27 March, 2010
- [Cim2012]
- [Rie2011] ERIC J. RIEHN: *Photokathoden mit internem DBR-Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Dissertation, Juli 2011
- [Sie1986] ANTHONY E. SIEGMAN: *Lasers*. University Science Books, 1986
- [Kit2006] CHARLES KITTEL: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 2006
- [Pas2006] KENT PASCHKE: *Controlling Helicity-Correlated Asymmetries in a Polarized Electron Beam*. Milos, PAVI, 2006
- [Hum2004] T. B. HUMENSKY, R. ALLY, A. BRACHMANN, M. J. BROWNE, G. D. CATES, J. CLENDENIN, J. DELAMARE, J. FRISCH, T. GALETTO, E. W. HUGHES, K. S. KUMAR, P. MASTROMARINO, J. SODJA, P. A. SOUDER, J. TURNER, M. WOODS: *SLAC's polarized electron source laser system and minimization of electron beam helicity correlations for the E-158 parity violation experiment*. Nuclear Instruments and Method in Physics Research A 521, 2006
- [BLo2012] V. BLOBEL, E. LOHRMANN: *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Hamburg, 2012, Onlineausgabe
- [RTA] M. ROTH, M. TSEITLIN, N. ANGERT: *Oxide Crystals for Electro-optic Q-switching*. Glass Physics and Chemistry, Vol. 31, No. 1, 2005
- [Mair1996] R. A. MAIR: *A polarized photoluminescence study of strained layer GaAs Photocathodes*. Dissertation, University of Wisconsin, 1996 (siehe auch: SLAC-report-488)
- [Ger2001] C. GERTHSEN, H. VOGEL: *Gerthsen Physik*. Springer, 2001

Danksagung

Ich möchte Kurt Aulenbacher danken für die Ermöglichung dieser Diplomarbeit, sowie dem Rat, den er jederzeit zu geben wusste. Außerdem möchte ich meinem Betreuer Alexander Igor danken, der mir wirklich sehr viel geholfen hat und sehr viel Zeit für mich geopfert hat. Als nächstes möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe B2 danken, für die schönen Ablenkungen während dieser Zeit. Als letztes möchte ich meiner Frau danken die den Umzug in eine neue Wohnung gegen Ende meiner Arbeit fast allein gestemmt hat und danach auch gut für mich gesorgt hat.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

(Christoph Matejcek)

Mainz, Oktober 2013