



Matthias Hauck

**Polarisationsanalyse mit Hilfe
von Flüssigkristall
Phasenschiebern**

BACHELORARBEIT

**Polarisationsanalyse mit
Hilfe von Flüssigkristall
Phasenschiebern**

an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
in München

Vorgelegt am 19.05.2009
von Matthias Hauck

Betreuer: Witlef Wieczorek
Korrektor: Prof. Harald Weinfurter

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Motivation	1
2	Theorie	1
2.1	Polarisation	1
2.2	Flüssigkristall Phasenschieber	4
2.3	Zustands Tomographie	6
3	Experimenteller Aufbau	7
3.1	Lichtquellen	7
3.2	Polarisationsanalyse	8
4	Messergebnisse	10
4.1	Kalibration von Flüssigkristallphasenschiebern	10
4.2	Polarisationsanalyse mit Flüssigkristallphasenschiebern	16
4.3	Polarisationsanalyse mit $\lambda/2$ und $\lambda/4$ Wellenplättchen	17
4.4	Polarisationsanalyse mit einem Flüssigkristallphasenschieber und einem $\lambda/4$ Wellenplättchen	18
4.5	Polarisationsanalyse mit einem Flüssigkristallphasenschieber . . .	19
4.6	Vergleich der verschiedenen Polarisationsanalysen	20
4.7	Dekohärenzmessung	21
4.8	Reaktionszeit des Flüssigkristall Phasenschiebers	23
5	Zusammenfassung und Ausblick	24

Abbildungsverzeichnis

1	Verschiedene Polarisationen: links oben: lineare Polarisierung in V; rechts oben: lineare Polarisation in $+45^\circ$; unten links: elliptische Polarisation; unten rechts: zirkular Polarisation (aus [1]) . . .	2
2	Poincaré Kugel (links) mit Beispiel (rechts) (aus [2])	3
3	Phasen eines Flüssigkristalls: links: smektische Phase; mitte: nematische Phase; rechts: cholesterinische Phase (aus [4])	5
4	Aufbau eines LCR: geschmolzenes Quarz (Glass), Indium-Zinn Oxid Elektroden (ITO), Flüssigkristall (LC) (aus [5])	5
5	Funktionsweise eines LCRs (hier mit den Polarisatoren abgebildet) (aus [3])	6
6	Aufbau einer Polarisationsanalyse mit zwei LCRs, in den LCRs sind dick die optischen Achsen eingetragen, wobei die waagrechte Linie der H Polarisation und die diagonale Linie der $+$ Polarisation entspricht	9
7	Aufbau einer Polarisationsanalyse mit $\lambda/2$ & $\lambda/4$ Wellenplättchen	10
8	Aufbau einer Polarisationsanalyse mit einem LCR & einem $\lambda/4$ Wellenplättchen	11
9	Aufbau einer Polarisationsanalyse mit einem LCR, die verschiedenen optischen Achsen des LCRs sind dick eingezeichnet (waagrecht $\rightarrow H$ Polarisation, diagonal $\rightarrow +$ Polarisation	11
10	Spannungsscan (normierte Intensität als Funktion der Spannung): antiparallele Polarisatoren, eingezeichnet sind jeweils Maximum und Minimum als vertikale Linien	12
11	Spannungsscan (normierte Intensität als Funktion der Spannung): parallele Polarisatoren, eingezeichnet sind jeweils Maximum und Minimum als vertikale Linien	13
12	Die berechnete Umkehrfunktion zu den oben gezeigten Spannungsscans	14
13	Der Gradschan mit der oben gezeigten Fitfunktion liefert eine sehr gute Übereinstimmung mit der \sin^2 Kurve	15
14	Differenz des Gradschans und der \sin Kurve	15
15	Vergleich der einzelnen berechneten Fitfunktionen der LCRs	16
16	Dichtematrix eines L Zustandes, a. Realteil, b. Imaginärteil	17
17	Vergleich Zustands Tomographie der Polarisationsanalyse (2 LCRs) mit den theoretischen Werten	18
18	Vergleich der Zustands Tomographie der Polarisationsanalyse (2 Wellenplättchen) mit den theoretischen Werten	18
19	Vergleich der Zustands Tomographie der Polarisationsanalyse (ein LCR und ein $\lambda/4$ Wellenplättchen) mit den theoretischen Werten	19
20	Vergleich der Zustands Tomographie der Polarisationsanalyse mit einem LCR mit den theoretischen Werten	20
21	Dekohärenzanalyse: Realteil der Dichtematrix bei a. $p = 0$, b. $p = 0.3$, c. $p = 0.6$, d. $p = 0.8$	22

22	Dekohärenzmessung: Abnahme der Fidelity in Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit p	22
23	Reaktionszeit des Phasenschubes	23

Tabellenverzeichnis

1	Transmission bzw. Reflektion des PBS	8
2	Polarisationsanalyse mit 2 LCRs: optische Achse LCR1 $\parallel H$, optische Achse LCR2 $\parallel +$	9
3	Polarisationsanalyse mit $\lambda/2$ & $\lambda/4$ Wellenplättchen, die Position ist auf die H Polarisation bezogen	10
4	Polarisationsanalyse mit einem LCR und einem $\lambda/4$ Wellenplättchen, die Position ist auf die H Polarisation bezogen	11
5	Polarisationsanalyse mit einem LCR, die Position ist auf die H Polarisation bezogen	12
6	Dunkelzählraten der Detektorkanäle	16
7	Genauigkeiten der verschiedenen Messmethoden	20

1 Einführung und Motivation

Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau und die Charakterisierung einer Polarisationsanalyse mit Hilfe von Flüssigkristall Phasenschiebern (im Englischen Liquid Crystal Phase Retardern, durch LCR abgekürzt). Polarisationsanalysen werden in Experimenten benutzt, um den Polarisationszustand des Lichtes zu analysieren. In dem in dieser Arbeit gedachten Anwendungsbereich soll die Polarisation einzelner Photonen bestimmt werden, um verschränkte Zustände mit dieser Analyse charakterisieren zu können. Bisher wird die zu untersuchende Polarisation (die sogenannte Messbasis) mit Hilfe motorisierter Halb- und Viertelwellenplättchen eingestellt. Mit einem nachfolgenden polarisierenden Strahlteiler wird dann auf die zu analysierende Polarisation projiziert und mit Hilfe von Einzelphotonendetektoren die Zählraten jedes Projektors gemessen. Aus diesen Werten kann man den Polarisationszustand des Photons rekonstruieren, indem man für drei verschiedene Messbasen die Zählraten aufnimmt. Die Polarisationsanalyse mit LCRs verspricht motorisierte Komponenten zu ersetzen. Die zu untersuchende Polarisation wird mit Hilfe einer an dem LCR anliegenden Spannung (diese ändert die Doppelbrechung des LCRs, indem polarisierbare Moleküle ausgelenkt werden, ähnlich zu einem Handydisplay) eingestellt, bevor der polarisierende Strahlteiler die projektive Messung ausführt. Der LCR entspricht dabei einem Wellenplättchen, wo die Verzögerung variabel eingestellt werden kann. In dieser Arbeit sollen verschiedene Kombinationen aus einem oder mehreren LCRs und/oder $\lambda/4$ bzw. $\lambda/2$ Wellenplättchen zu einer Polarisationsanalyse aufgebaut werden. Dies beinhaltet sowohl den optischen Aufbau wie auch die experimentelle Computersteuerung. Desweiteren werden nach erfolgtem Aufbau verschiedene Eingangspolarisationen untersucht und die Polarisationsanalysen in Hinsicht auf ihre Genauigkeit verglichen.

2 Theorie

2.1 Polarisation

Eine wichtige Eigenschaft von Licht als elektromagnetische Welle ist seine Polarisation. Diese wird bestimmt durch die Ausrichtung des elektrischen Feldes im Bezug auf die Ausbreitungsrichtung des Lichtes: wenn das Licht z.B. sich entlang der y-Achse ausbreitet, und das elektrische Feld nur in der y-z Ebene oszilliert, dann handelt es sich um Licht, welches vertikal (V) polarisiert ist, bzw. wenn es nur in der x-y Ebene oszilliert um horizontal (H) polarisiertes Licht. Schwingt das Feld aber z.B. in der x-y und in der y-z Ebene mit gleicher Amplitude, handelt es sich um $+45^\circ$ (+ oder auch P) oder -45° (- oder auch M) polarisiertes Licht. Die dritte Möglichkeit der Polarisation ist rechts- oder linkspolarisiertes Licht (R, L) bzw. elliptisch polarisiertes Licht. Dabei oszillieren die elektrischen Felder in der x-y und y-z Ebene mit einer Phasendifferenz. Ist diese $\lambda/4$, handelt es sich um zirkular polarisiertes Licht. Blickt man ge-

gen die Ausbreitungsrichtung des Strahles, ist das Licht rechtszirkular (R) bzw. linkszirkular (L) polarisiert, wenn der Feldvektor im bzw. entgegen dem Uhrzeigersinn läuft. Bei einer Phasendifferenz ungleich $\lambda/4$, ist das Licht elliptisch polarisiert (siehe Abb. 1)[1].

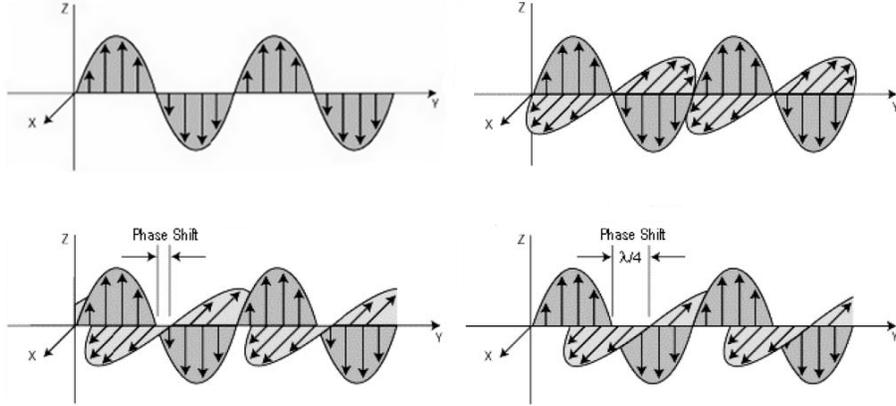


Abbildung 1: Verschiedene Polarisationen: links oben: lineare Polarisation in V; rechts oben: lineare Polarisation in $+45^\circ$; unten links: elliptische Polarisation; unten rechts: zirkular Polarisation (aus [1])

Da die drei Koordinatensysteme (also entweder (H, V), (+, -) oder auch (L, R) als Basiszustände) äquivalent sind, ist es egal, welches man wählt. In dieser Arbeit wird das Koordinatensystem (H,V) verwendet, damit ergeben sich die anderen Polarisationen zu:

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle \pm |V\rangle) \quad (1)$$

$$|L/R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle \pm i|V\rangle) \quad (2)$$

Die verschiedenen Polarisationsarten - (H, V), (+, -), (L, R) - sind jeweils untereinander orthogonal. Das zeigt sich, indem man z.B. einen Lichtstrahl mit Hilfe eines Polarisators in H Richtung polarisiert und danach auf einen Polarisator treffen lässt, der nur V polarisierte Photonen passieren lässt. Dabei wird kein Licht transmittiert.

Die zu diesen Basenpaaren gehörigen Messmatrizen sind die Pauli-Spinmatrizen:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

die zu den Eigenvektorkomplett (+, -), (L, R) und (H, V) der Paulimatrizen mit Eigenwert ± 1 gehören. Hier zeigt sich die oben genannte Orthogonalität in den orthogonalen Eigenvektoren aller Paulimatrizen.

Es gibt verschiedene Instrumente, mit denen man die Polarisation transformieren kann, vor allem die oben erwähnten Polarisatoren. Ein anderes wichtiges Bauteil ist ein polarisierender Strahlteiler: dabei wird der einfallende Strahl aufgespalten in einen H-polarisierten Strahl, der transmittiert wird, und einen V-polarisierten Strahl, der unter einem Winkel von 90° reflektiert wird. Damit man die verschiedenen Polarisationsbasen ineinander überführen kann, werden sogenannte $\lambda/4$ bzw. $\lambda/2$ Wellenplättchen benutzt. Hierbei werden Materialien verwendet, die in den räumlichen Richtungen verschiedene Brechungsindizes haben, d.h. doppelbrechend sind. Damit ist es z.B. mit einem $\lambda/4$ Plättchen möglich, linear polarisiertes Licht ((H, V) , $(+, -)$) und zirkular bzw. elliptisch polarisiertes Licht ineinander umzuwandeln, was man auch sehr gut in Abb. 1 erkennen kann: wenn man die Polarisationen oben rechts und unten rechts betrachtet, sieht man, dass ein Phasenschub von $\lambda/4$ des Elektrischen Feldes in der y - z Ebene das obere Bild ($+$ Polarisation) in das untere Bild (L Polarisation) transformiert. Genau diese Transformation macht das $\lambda/4$ Wellenplättchen. Eine anschaulichere Beschreibung dieses Vorganges liefert die Poincaré Kugel [2]: Um zu bestimmen, welche Auswirkungen ein Phasenschub durch einen Phasen-

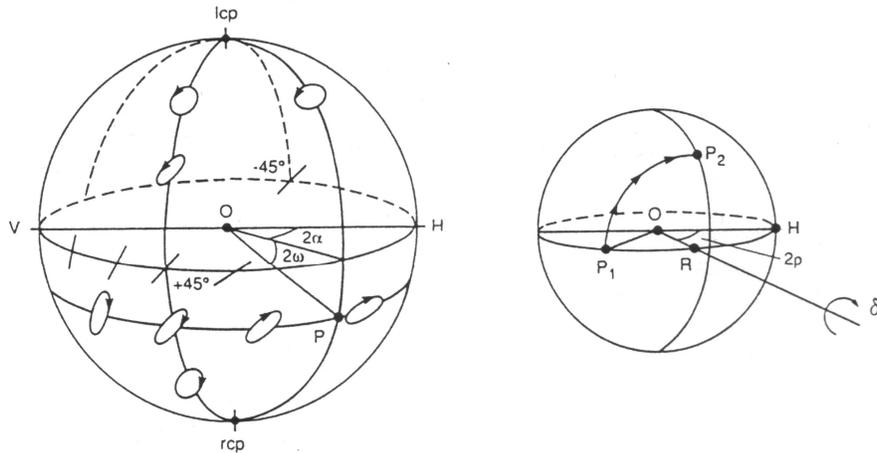


Abbildung 2: Poincaré Kugel (links) mit Beispiel (rechts) (aus [2])

schieber hat, kann man folgendermaßen vorgehen (siehe Abb. 2 rechts):

1. Suche den Punkt P_1 auf der Kugel, der der eingehenden Polarisation entspricht.
2. Markiere den Punkt R , der dem Phasenschieber entspricht. Dieser Punkt liegt in der $H, +, V, -$ Ebene der Kugel und beschreibt die Lage der optischen Achse des Phasenschiebers gegenüber den Polarisationszuständen, welche man als Basen für das verwendete Koordinatensystem definiert. Dieser Winkel ist in der Poincaré Kugel als 2ρ bezeichnet.

3. Drehe die Kugel um den Winkel δ im Uhrzeigersinn um die Achse vom Mittelpunkt der Sphäre zum Punkt R. Im Uhrzeigersinn ist durch die Sicht eines Beobachters definiert, der in einem großen Abstand entlang der 0-R Achse auf die Kugel schaut.
4. Suche die neue Position des Punktes P_1 auf der Kugel, welche nun P_2 genannt wird.
5. Die neue Polarisationsrichtung wird durch den Punkt P_2 auf der ursprünglichen Kugel beschrieben.

Als Beispiel betrachten wir jeweils ein $\lambda/4$ und ein $\lambda/2$ Wellenplättchen. Orientiert man die Achse des $\lambda/4$ Plättchen parallel zur H Achse, dann bewirkt dieser Aufbau, das eingestrahlichtes, z.B. in + Richtung polarisiertes Licht nach dem Plättchen nur eine L Polarisation aufweist:

1. + Polarisation ist (wenn man die Kugel von der 0-H Achse betrachtet) links.
2. Das Wellenplättchen ist parallel zur H-Achse justiert, d.h. wir drehen um die 0-H Achse, von der wir die Kugel betrachten.
3. Ein $\lambda/4$ Wellenplättchen entspricht einer Drehung um $\delta = 90^\circ$, d.h. die Anfangspolarisation + liegt nun oben.
4. Bei der ursprünglichen Kugel liegt die L Polarisation oben, d.h. der ausgehende Strahl ist linkszirkular polarisiert.

Die Wirkung eines $\lambda/2$ Wellenplättchens kann genauso bestimmt werden, nur hier wird die Kugel bei Schritt 3 um den Winkel $\delta = 180^\circ$ gedreht.

2.2 Flüssigkristall Phasenschieber

Flüssigkristalle sind schon länger bekannt (wurden um 1888 das erste mal beobachtet, der Begriff Flüssigkristall wurde 1889 von Otto Lehmann eingeführt), und werden schon seit längerem in der Industrie für verschiedenste Displays, Monitore oder sonstige Anzeigegeräte benutzt [3]. In letzter Zeit finden sie aber auch immer mehr Anwendung im Bereich der optischen Präzisionsmessungen. Die besonderen Eigenschaften von Flüssigkristallen folgen aus ihren langgestreckten Molekülen meist aromatischer Verbindungen. Bei Flüssigkristallen gibt es viele verschiedene Phasen (hier im Sinne der Thermodynamik), die drei wichtigsten Phasen sind die smektische Phase, die nematische Phase und die cholesterinische Phase (siehe Abb. 3). In den verwendeten Flüssigkristall Phasenschiebern (im Englischen Liquid Crystal Phase Retarder, abgekürzt als LCR) wird die nematische Phase verwendet, dies bedeutet, dass die Längsachsen der Moleküle innerhalb größerer oder kleinerer Gebiete parallel gerichtet sind. Die Moleküle können jedoch in Richtung dieser Achsen beliebig verschoben und

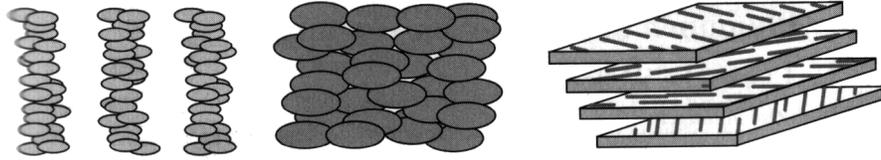


Abbildung 3: Phasen eines Flüssigkristalls: links: smektische Phase; mitte: nematische Phase; rechts: cholesterinische Phase (aus [4])

um diese Achse gegeneinander verdreht sein. Um die Moleküle im Flüssigkristall auszurichten, benötigt man zwei Elektroden, die ober- und unterhalb des Flüssigkristalles angebracht sind, Abb. 4 zeigt den Aufbau der von uns verwendeten LCRs von der Firma Meadowlark. Die Grenzflächen sind aus durch-

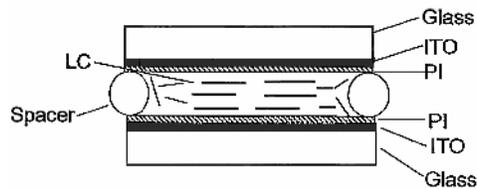


Abbildung 4: Aufbau eines LCR: geschmolzenes Quarz (Glass), Indium-Zinn Oxid Elektroden (ITO), Flüssigkristall (LC) (aus [5])

sichtigem Glas (bei unserem LCR zwischen 0.7mm und 1.1mm dick), in den meisten Fällen wird Borosilikatglas oder geschmolzenem Quarz verwendet, um Verunreinigungen zu vermeiden. An diese Schicht schließen sich Elektroden an, welche aus Indium-Zinn Oxid gefertigt sind. Der eigentliche Flüssigkristall ist nach Herstellerangaben $\approx 5\mu\text{m}$ dick [5].

Über eine Rechtecksspannung (die Amplitude liegt bei den von uns verwendeten LCRs zwischen 0 und 10 Volt) werden die Moleküle ausgerichtet und dadurch die Phasenverschiebung definiert. Damit lassen sich die zwei Winkel einstellen, welche die Transformation auf der Poincaré Kugel beschreiben (Abb. 5):

- Die Ausrichtung der optischen Achse des LCRs in Relation zu einer von außen ausgezeichneten Achse φ (in unserem Fall der H Polarisationsrichtung) lässt sich durch eine Drehung des LCRs bewerkstelligen.
- Die Drehung der Poincaré Kugel um den Winkel δ um diese Achse wird bestimmt durch die Ausrichtung der Moleküle ϕ , sie wird durch die von außen angelegte Spannung festgelegt.

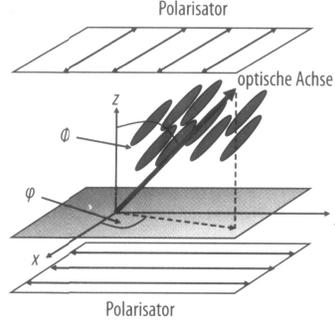


Abbildung 5: Funktionsweise eines LCRs (hier mit den Polarisatoren abgebildet) (aus [3])

2.3 Zustands Tomographie

Um die Güte der Polarisationsanalyse zu beurteilen, wird eine sogenannte Zustands Tomographie durchgeführt (siehe [6]). Dabei wird die Dichtematrix des anfänglichen Quantenzustands bestimmt. Die betrachteten Polarisationszustände sind Zweizustandssysteme, sogenannte Qubits. Die Qubits der Polarisation sind folgendermaßen definiert:

$$|\psi\rangle = \cos\theta|H\rangle + e^{i\phi}\sin\theta|V\rangle \quad (4)$$

(bis auf eine globale Phase)

Dieses Zweizustandssystem ist äquivalent zu einem Spinsystem für Spin 1/2 Teilchen. Deshalb kann die Dichtematrix ρ der Polarisation als Linearkombination der Einheitsmatrix $\mathbb{1}$ und den drei Pauli-Spinmatrizen σ_x , σ_y und σ_z dargestellt werden als:

$$\rho = \frac{1}{2}(\mathbb{1} + c_1\sigma_x + c_2\sigma_y + c_3\sigma_z) \quad (5)$$

Dabei sind die Koeffizienten $c_i = \text{Tr}(\sigma_i\rho)$. Berechnet man diese z.B. in der $|H\rangle, |V\rangle$ Basis ergibt sich:

$$c_z = \langle H|\sigma_z\rho|H\rangle + \langle V|\sigma_z\rho|V\rangle \quad (6)$$

Mit

$$\sigma_z = |H\rangle\langle H| - |V\rangle\langle V| \quad (7)$$

ergibt sich daraus:

$$c_z = \langle H|H\rangle\langle H|\rho|H\rangle - \langle V|V\rangle\langle V|\rho|V\rangle = \langle H|\rho|H\rangle - \langle V|\rho|V\rangle \quad (8)$$

Analog verfährt man für c_x und c_y . Daraus wird die Dichtematrix berechnet. Die erhaltenen experimentellen Dichtematrizen werden dann mit ihren theoretischen Werten verglichen.

Die Einträge $\langle H|\rho|H\rangle$ & $\langle V|\rho|V\rangle$, bzw. für die anderen Paulimatrizen $\langle +|\rho|+\rangle$ & $\langle -|\rho|-\rangle$ oder $\langle L|\rho|L\rangle$ & $\langle R|\rho|R\rangle$ können aus den normierten Zählraten der Messungen bestimmt werden, d.h. von den detektierten Raten (Counts) werden die Dunkelzählraten (Darkcounts) abgezogen, das Ergebnis wird mit der relativen Detektoreffizienz η multipliziert.

Die Fehler dieser normierten Zählraten ergeben sich mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung der Fehler der einzelnen Zählraten. Der Fehler einer Funktion mit mehreren Variablen ergibt sich aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung gemäß:

$$\Delta f(x_1, x_2, \dots) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \Delta x_2\right)^2 + \dots} \quad (9)$$

Auf unsere Zählraten FC (final counts) bezogen, ergibt sich:

$$\Delta \text{FC} = \sqrt{(\eta \Delta \text{Counts})^2 + (\eta \Delta \text{Darkcounts})^2 + (\text{Counts} - \text{Darkcounts})^2 \Delta \eta^2} \quad (10)$$

Hierbei ist η die relative Detektoreffizienz, also der Unterschied der Zählraten der Detektoren bei jeweils gleicher eingestrahelter Intensität. Der Fehler in den Counts bzw. Darkcounts ergeben sich aus $\Delta \text{Counts} = \sqrt{\text{Counts}}$ bzw. $\Delta \text{Darkcounts} = \sqrt{\text{Darkcounts}}$ aufgrund der Poisson-Statistik.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Lichtquellen

Während der Arbeit wurden drei Laser verwendet:

1. Laserdiode bei einer Wellenlänge von $\approx 782,3nm$ und einer Leistung von $\approx 9,75mW$.
2. Ein gepulster Femtosekundenlaser, bei einer Wellenlänge von $\approx 780.64nm$. Die Pulslänge beträgt $130fs$, die Leistung liegt bei $2.1W$. Die Repetitionsrate liegt bei 81 MHz .
3. Ein Frequenzkammlaser mit einer Kammbreite von $2 - 5\text{ MHz}$, 100 MHz Repetitionsfrequenz und einem Wellenlängenmaximum bei $\approx 782nm$. Dieser Laser ist auf einen Wasserstoff Maser stabilisiert.

Die Faser mit dem eingekoppelten Laserlicht wird durch einen Faserstrahlteiler geteilt, und einer der Arme dann in sogenannte Batears geklemmt. Mit diesen Batears kann man durch eine Drehung der Faser die Polarisation des Strahles drehen. Bei den beiden gepulsten Lasern wird im Anschluß zu den Batears ein $3nm$ Interferenzfilter verwendet, um eine möglichst gut definierte Wellenlänge zu benutzen, da deren Spektren bei dem Wellenlängenmaximum von $\approx 780nm$ eine Breite von $\approx 10nm$ aufweisen. Außerdem benutzen wir bei diesen Lasern noch verschiedene Filter, um die Intensität auf eine Zählrate von $\approx 100000 \frac{\text{Counts}}{s}$ abzuschwächen, damit die verwendeten Detektoren nicht gesättigt werden.

Ein weiterer Grund für die starke Abschwächung ist der, dass das vorher kohärente Laserlicht, welches einer Poissonstatistik genügt, soweit abgeschwächt wird, dass man von einer Pseudoeinzelphotonenquelle sprechen kann. Mit einer Abschätzung kann man die Größenordnung abwägen, bei dem gepulsten Femtosekundenlaser pro Laserpuls nur ein Photon zu sehen:

$$|\text{Quelle}\rangle \propto |vacuum\rangle + \alpha |1 \text{ Photon}\rangle + \mathcal{O}(\alpha^2), \quad \alpha \ll 1 \quad (11)$$

Damit kann man die Wahrscheinlichkeit α^2 , ein Photon pro Puls zu sehen, abschätzen zu

$$\alpha^2 \approx \frac{\text{Zählrate pro Sekunde}}{\text{Repetitionsrate}} \quad (12)$$

Mit unseren Werten folgt:

$$\alpha^2 \approx \frac{100000 \frac{\text{Counts}}{\text{s}}}{100 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}}} \approx 10^{-3} \quad (13)$$

3.2 Polarisationsanalyse

Nach dem Filtersystem wird die Polarisationsanalyse aufgebaut. Diese besteht aus Elementen, die die Phase jeweils in einer vorher bestimmten Weise ändern. Dies können entweder zwei LCRs, ein $\lambda/2$ & $\lambda/4$ Plättchen, ein LCR & ein $\lambda/4$ Plättchen oder ein LCR sein. Nach dem Analyseaufbau trifft der Strahl auf einen H-V polarisierenden Strahlteiler (PBS, Charakterisierung des PBS siehe Tab. 1). Die beiden in H bzw. V polarisierten ausgehenden Strahlen werden dann mit einer Effizienz von $\approx 90\%$ in zwei Multimodefasern eingekoppelt, die dann zu den Silizium-Avalanche Photodiodendetektoren (passiv gequencht) geführt werden. Um die Polarisation des eingehenden Strahles genau bestimmen

Input	Output in H	Output in V
H	0.95	0.002
V	0.003	0.95

Tabelle 1: Transmission bzw. Reflektion des PBS

zu können, muss der Strahl in den verschiedenen Polarisationsbasen gemessen werden: ($|H\rangle$, $|V\rangle$), ($|+\rangle$, $|-\rangle$), ($|L\rangle$, $|R\rangle$). Aus den Anteilen kann man dann die Ursprungspolarisation über die Zustandstomographie berechnen (siehe 2.3). Da in unserem Aufbau ein PBS verwendet wird, der die Strahlen in einen H und einen V polarisierten Strahl aufspaltet, muss durch die Messungen der Polarisationsanalyse jede Eingangspolarisation in die $|H\rangle$, $|V\rangle$ Basis abgebildet werden. Mit dem Modell der Poincaré-Sphäre kann man die Polarisationsanalyse am Beispiel von zwei LCRs sehr anschaulich erläutern: Stellt man die optische Achse des ersten LCR auf 0° (d.h. parallel zur H Polarisationsachse) und die des zweiten LCR auf 45° (d.h. parallel + Polarisation oder unter einem Winkel von 45° zur H Achse) (siehe Abb. 6), dann kann man mit folgender Konfiguration

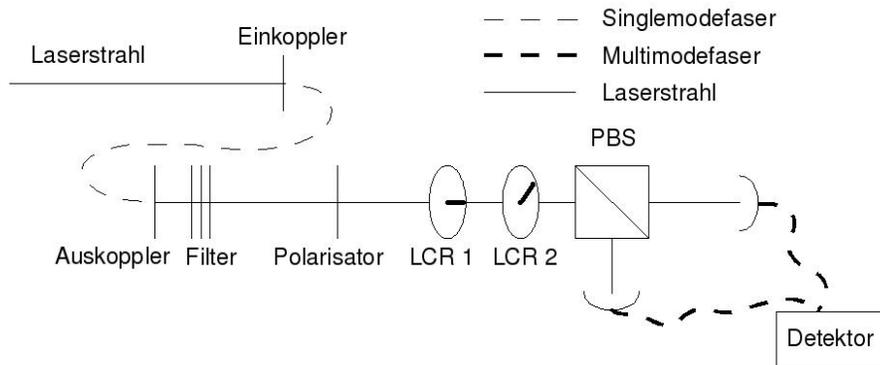


Abbildung 6: Aufbau einer Polarisationsanalyse mit zwei LCRs, in den LCRs sind dick die optischen Achsen eingetragen, wobei die waagrechte Linie der H Polarisation und die diagonale Linie der $+$ Polarisation entspricht

Input	Phasenschub LCR1	Phasenschub LCR2	Output
H	0	0	H
V	0	0	V
+	$\frac{1}{2}\pi$	$\frac{1}{2}\pi$	H
-	$\frac{1}{2}\pi$	$\frac{1}{2}\pi$	V
L	0	$\frac{1}{2}\pi$	H
R	0	$\frac{1}{2}\pi$	V

Tabelle 2: Polarisationsanalyse mit 2 LCRs: optische Achse LCR1 $\parallel H$, optische Achse LCR2 $\parallel +$

(Tab. 2) der Phasenschübe eine Polarisationsanalyse durchführen: Ein ähnlicher Aufbau kann auch für eine Polarisationsanalyse mit zwei Wellenplättchen verwendet werden (siehe Abb. 7). Dieselbe Tabelle lässt sich auch für ein $\lambda/2$ &

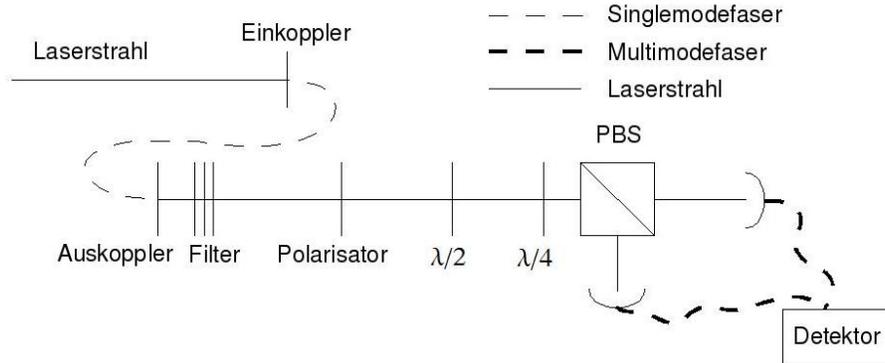


Abbildung 7: Aufbau einer Polarisationsanalyse mit $\lambda/2$ & $\lambda/4$ Wellenplättchen

$\lambda/4$ Wellenplättchen aufstellen. Hierbei wird nicht der Phasenschub verändert, sondern die Richtung der optischen Achse des jeweiligen Plättchens (Tab. 3). Für nur einen LCR und ein $\lambda/4$ Wellenplättchen benötigt man den Aufbau aus

Input	$\lambda/2$	$\lambda/4$	Output
H	0°	0°	H
V	0°	0°	V
+	22.5°	0°	H
-	22.5°	0°	V
L	0°	45°	H
R	0°	45°	V

Tabelle 3: Polarisationsanalyse mit $\lambda/2$ & $\lambda/4$ Wellenplättchen, die Position ist auf die H Polarisation bezogen

Abb. 8. Die Messungen haben dann folgende Gestalt wie in Tab. 4 beschrieben. Eine Polarisationsanalyse mit nur einem LCR ergibt sich aus dem Aufbau Abb. 9 und folgenden Messeinstellungen:

4 Messergebnisse

4.1 Kalibration von Flüssigkristallphasenschiebern

Um die beiden LCRs auf den richtigen Phasenschub einstellen zu können, muß zu allererst die Beziehung zwischen der angelegten Spannung und dem resultierenden Phasenschub ermittelt werden. Dafür werden die einzelnen LCRs kalibriert:

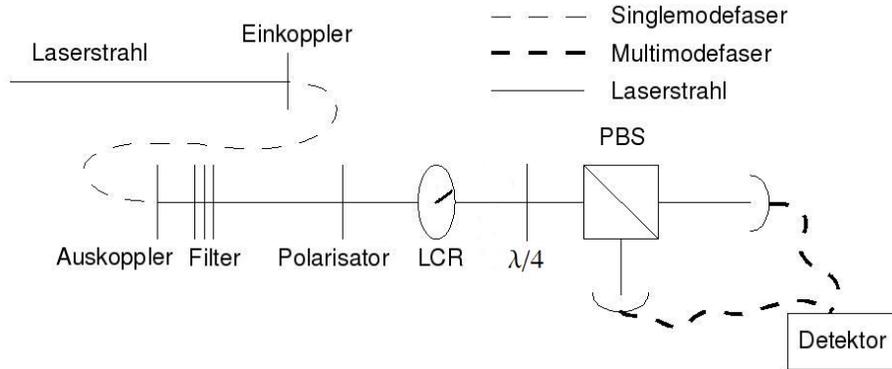


Abbildung 8: Aufbau einer Polarisationsanalyse mit einem LCR & einem $\lambda/4$ Wellenplättchen

Input	LCR (Position, Phasenschub)	$\lambda/4$	Output
H	$0^\circ, 0$	0°	H
V	$0^\circ, 0$	0°	V
+	$22.5^\circ, \pi$	0°	H
-	$22.5^\circ, \pi$	0°	V
L	$0^\circ, 0$	45°	H
R	$0^\circ, 0$	45°	V

Tabelle 4: Polarisationsanalyse mit einem LCR und einem $\lambda/4$ Wellenplättchen, die Position ist auf die H Polarisation bezogen

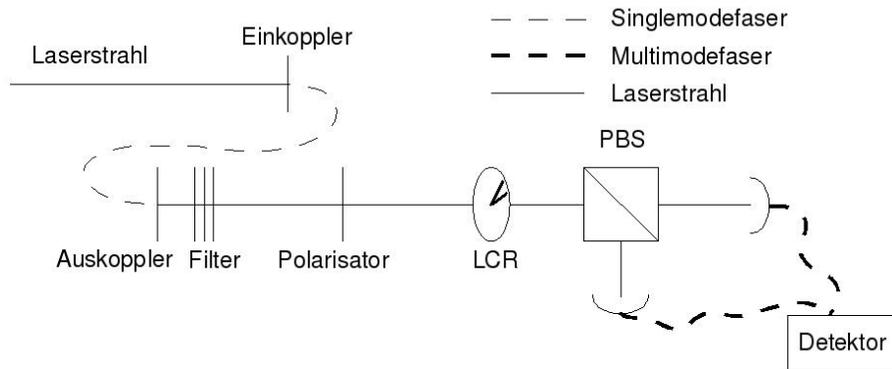


Abbildung 9: Aufbau einer Polarisationsanalyse mit einem LCR, die verschiedenen optischen Achsen des LCRs sind dick eingezeichnet (waagrecht $\rightarrow H$ Polarisation, diagonal $\rightarrow +$ Polarisation)

Input	LCR (Position, Phasenschub)	Output
H	$0^\circ, 0$	H
V	$0^\circ, 0$	V
+	$22.5^\circ, \pi$	H
-	$22.5^\circ, \pi$	V
L	$45^\circ, \frac{1}{2}\pi$	H
R	$45^\circ, \frac{1}{2}\pi$	V

Tabelle 5: Polarisationsanalyse mit einem LCR, die Position ist auf die H Polarisation bezogen

Will man z.B. die optische Achse des LCRs parallel zur Achse der H Polarisation einstellen, wird folgendermaßen vorgegangen: Als erstes wird der LCR zwischen zwei Polarisatoren aufgestellt, die auf H und V justiert sind (damit ist gemeint, dass ihre optische Achse parallel zu H bzw. V eingestellt sind). Dann wird an den LCR eine Spannung von ≈ 2100 mV angelegt, da man bei einem Scan der Spannung sieht, dass bei diesem Wert der maximale Phasenschub von π erreicht wird. Nun wird die optische Achse des LCRs solange gedreht, bis die Zählrate ein Minimum erreicht. Es existieren vier Minima, jeweils um 90° versetzt. Wenn bei einem Spannungsscan die Zählrate konstant bleibt, hat man die optische Achse des LCRs parallel zur H Polarisation justiert. Damit man nun die Spannung-Phasenschub-Abhängigkeit bestimmen kann, stellt man die Polarisatoren auf $+45^\circ$ und -45° ein. Nun wird die Spannung von 0 bis 10 V durchgeföhren (Antiparalleler Scan, siehe Abb. 10), danach wird derselbe Scan mit den beiden Polarisatoren auf $+45^\circ$ durchgeföhrt (Paralleler Scan, siehe Abb. 11): Man kann drei Teilbereiche in diesen Messungen unterscheiden (betrachtet

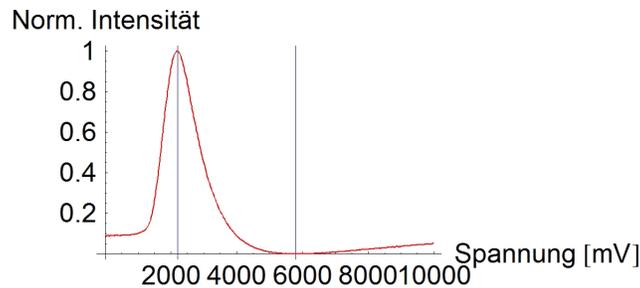


Abbildung 10: Spannungsscan (normierte Intensität als Funktion der Spannung): antiparallele Polarisatoren, eingezeichnet sind jeweils Maximum und Minimum als vertikale Linien

wird der antiparallele Fall, beim parallelen Scan muss man nur Maximum und

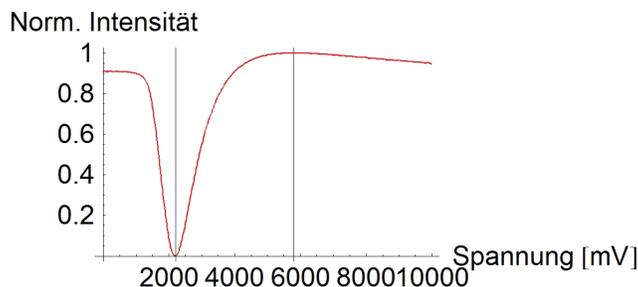


Abbildung 11: Spannungsscan (normierte Intensität als Funktion der Spannung): parallele Polarisatoren, eingezeichnet sind jeweils Maximum und Minimum als vertikale Linien

Minimum jeweils vertauschen):

- von $0mV$ bis zum Maximum bei $\approx 2200mV$
- vom Maximum bis zum Minimum bei $\approx 5800mV$
- vom Minimum bis zu $10000mV$

Diese Bereiche kann man folgendermaßen interpretieren (wieder wird der antiparallele Fall betrachtet, analog geht der parallele Fall):

Im ersten Bereich passiert am Anfang bis zu einer Spannung von $\approx 1000mV$ nichts, aber es entsteht schon ein Phasenschub. Der konstante Anfangsbereich erklärt sich durch die minimal Spannung, die benötigt wird, um die Moleküle aus ihrer Ruhelage auszulenken. Diese Ruhelage ist bereits in gewisser Weise relativ zur optischen Achse ausgerichtet, wodurch auch der anfängliche Phasenschub erklärt werden kann. Über einer Spannung von $1000mV$ steigt die Intensität sehr schnell bis zu dem Maximum bei $\approx 2200mV$ an. Hier wird offensichtlich die Polarisation z.B. von H auf V geschoben, sodass die maximale Intensität transmittiert wird. Dies entspricht einem Phasenschub von π auf der Poincaré Kugel.

Im zweiten Bereich sinkt die Intensität sehr schnell, bis sie bei $\approx 5800mV$ das Minimum erreicht hat. Hier wird keine Phase geschoben und H bleibt H , aufgrund der antiparallelen Polarisatoren wird kein Licht mehr transmittiert.

Im dritten Bereich steigt die Intensität wieder an, aber nicht so stark wie im ersten Bereich. Hier wird ein negativer Phasenschub erreicht.

Diese drei Bereiche werden mit drei Funktionen beschrieben:

1. Bereich: $-2 \arccos(\sqrt{x}) + 2\pi$
2. Bereich: $2 \arccos(\sqrt{x})$

3. Bereich: $-2 \arccos(\sqrt{x})$

Mit diesen Funktionen wird die normierte Intensität in den vollzogenen Phasenschub umgerechnet, und dieses dann invertiert. Für die resultierende Funktion, welche nun den Phasenschub als Funktion der Spannung darstellt, wird eine Fitfunktion gesucht. In der Praxis zeigt sich, dass eine glatte Funktion den besten

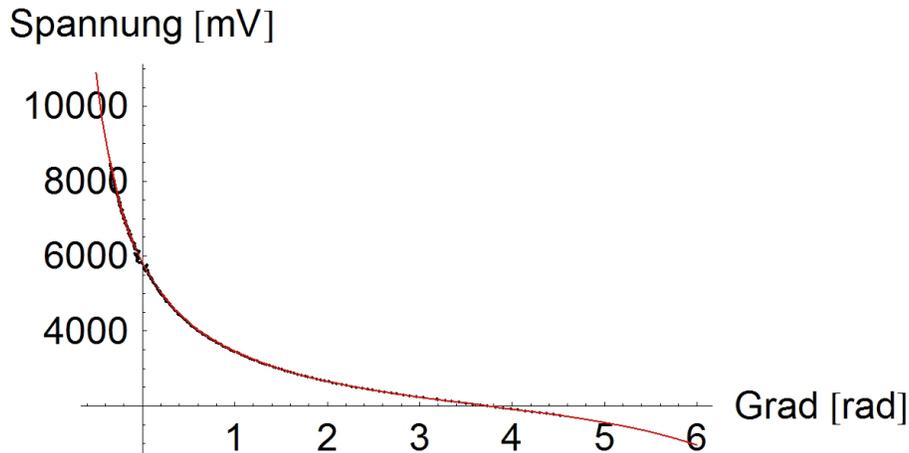


Abbildung 12: Die berechnete Umkehrfunktion zu den oben gezeigten Spannungsscans

Fit ergibt. Auch Polynomfunktionen $\sum_n a_n x^n$ bis zu $n = 25$ ergeben kein befriedigendes Resultat. Der beste Fit wird mit Hilfe folgender Funktion gefunden:

$$f(x) = y + \frac{a}{(x + x_1)} + \frac{b}{(x + x_2)^8} + c(x + x_3)^5 + d(x + x_4)$$

mit den zu fittenden Parametern a , b , c , d , y und x_1 , x_2 , x_3 und x_4 . Aus der Umkehrfunktion kann man dann die Spannung als Funktion des Phasenschubes berechnen (siehe Abb. 12). Mit dieser Funktion wird dann mit dem LCR jeweils wieder ein paralleler und antiparalleler Scan des Phasenschubes (Gradschub von -0.12π bis 1.7π) durchgeführt, um die Güte des Fits zu bestimmen. Diese Scans müssen dann bei perfekter Justierung eine \sin^2 Kurve ergeben, da die gemessene Intensität dem Quadrat der Amplitude entspricht (Abb. 13). Die doch recht deutliche Abweichung (siehe Abb. 14) bei einem Phasenschub $> 1.25\pi$ kann man dadurch erklären, dass der Fit (siehe Abb. 12) bei Werten größer als 1.25π nicht mehr so gut ist. Da aber ein solcher Phasenschub durch Drehung der optischen Achse des LCRs um 90° auf einen Phasenschub $< \pi$ transformiert werden kann, fällt diese Abweichung nicht weiter ins Gewicht.

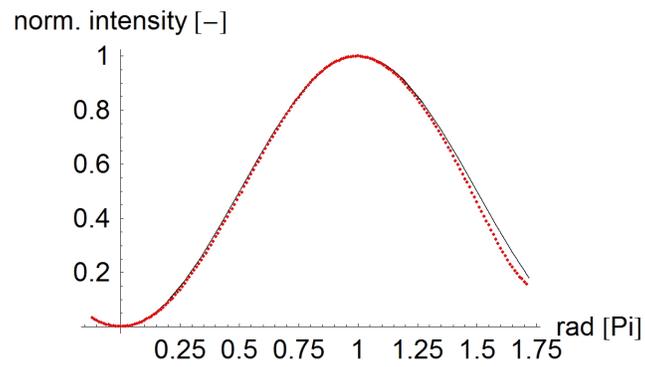


Abbildung 13: Der Gradscan mit der oben gezeigten Fitfunktion liefert eine sehr gute Übereinstimmung mit der \sin^2 Kurve

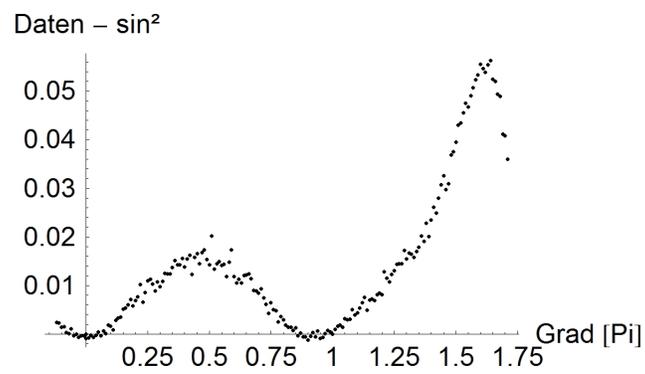


Abbildung 14: Differenz des Gradscans und der sin Kurve

Mit diesen Schritten hat man die optische Achse des ersten LCRs parallel zur H Polarisierung justiert und kalibriert, will man die optische Achse des zweiten LCRs entlang der $+$ Polarisation justieren, muß man die Schritte wiederholen, aber dabei die Polarisatoren anfangs auf $+$ bzw. $-$ einstellen und bei den Scans dann auf H bzw. V .

Man erkennt in Abb. 15, dass die Fitfunktion vom LCR abhängt und auch sehr sensitiv gegenüber einer sehr genauen Justierung der Elemente ist. Auch wird

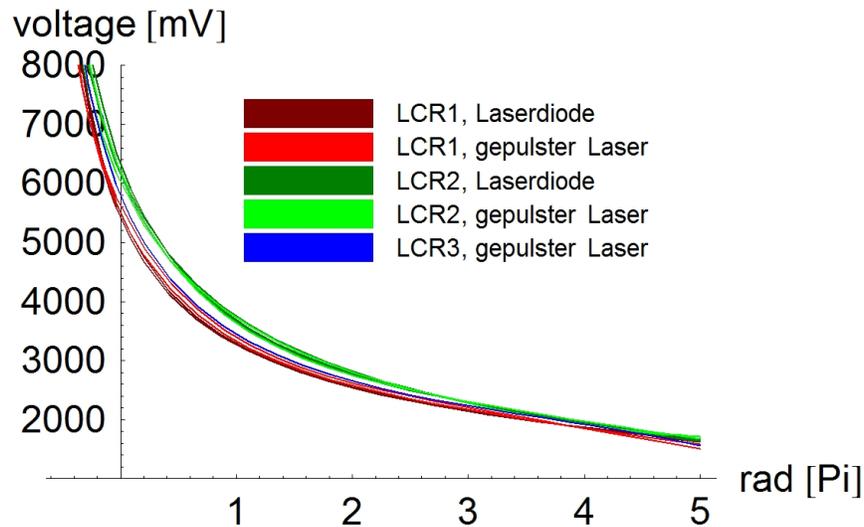


Abbildung 15: Vergleich der einzelnen berechneten Fitfunktionen der LCRs

die Absorption eines LCRs gemessen, sie beträgt $\approx 1.4\%$.

4.2 Polarisationsanalyse mit Flüssigkristallphasenschiebern

Nun werden die verschiedenen Eingangspolarisationen durch Polarisatoren und/oder Wellenplättchen präpariert und die oben erwähnten Messungen durchgeführt.

Um die Zählraten dann zu normieren, wird die Dunkelzählrate der jeweiligen Detektorkanäle abgezogen (Tab. 6). Auch muß man die relative Effizienz η der

	Channel 1	Channel 2
Darkcounts/sek	1409.46	2181.62
Δ Darkcounts/sek	37.54	46.71

Tabelle 6: Dunkelzählraten der Detektorkanäle

Detektoren beachtet werden, da die Detektoren bei gleicher Inputintensität verschiedene Zählraten ergeben. Die relative Detektoreffizienz ergibt sich (inklusive

Fehler) aus:

$$\eta = \frac{\text{Zählrate Channel 1}}{\text{Zählrate Channel 2}} = 0.8178 \pm 0.0025 \quad (14)$$

Nun werden mit den einzelnen Daten der Analyse (Messvorschrift siehe Tab. 2) die jeweilige Eingangsdichtematrix berechnet (siehe 2.3) und mit dem theoretischen Wert verglichen, hier als Beispiel die gemessene Dichtematrix von einem Strahl, der in L Richtung polarisiert ist (Abb. 16). Dabei sieht man im Real-

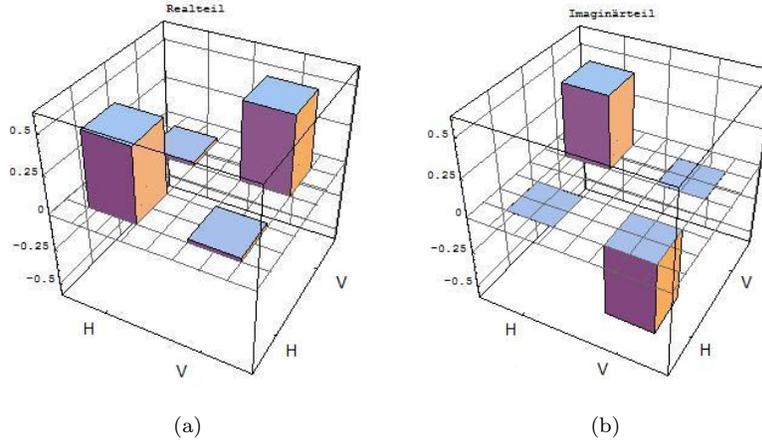


Abbildung 16: Dichtematrix eines L Zustandes, a. Realteil, b. Imaginärteil

teil die positiven Diagonalelemente $|H\rangle\langle H|$ und $|V\rangle\langle V|$, und im Imaginärteil die Nebendiagonalelemente $|H\rangle\langle V|$ (negativ) und $|V\rangle\langle H|$ (positiv), was unmittelbar aus dem Zustand $|L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + i|V\rangle)$ folgt:

$$|L\rangle\langle L| = \frac{1}{2}(|H\rangle\langle H| + i|V\rangle\langle H| - i|H\rangle\langle V| + |V\rangle\langle V|) \quad (15)$$

Die einzelnen Resultate der Dichtematrizen zu den verschiedenen Eingangspolarisationen verglichen mit den theoretischen Werten ergeben die Fidelities (Genauigkeiten) der Messungen (siehe Abb. 17). Die Fehlerbalken berechnen sich wie in 2.3 beschrieben. Der Mittelwert beträgt 0.994336, die Standardabweichung liegt bei 0.00420108. Die Werte weichen also um knapp 6% vom theoretischen Wert ab.

4.3 Polarisationsanalyse mit $\lambda/2$ und $\lambda/4$ Wellenplättchen

Hier wird anstatt der LCRs jeweils ein $\lambda/4$ und ein $\lambda/2$ Plättchen verwendet. Das $\lambda/2$ Plättchen wird als erstes auf $22,5^\circ$ eingestellt. Das darauffolgende $\lambda/4$ Plättchen wird auf 45° eingestellt. Die Polarisationsanalyse wird nun in drei Schritten durchgeführt (siehe auch Tab. 3):

1. Beide Plättchen werden auf 0° bezüglich H eingestellt. Dies entspricht der σ_z Messung und analysiert die H, V Basis

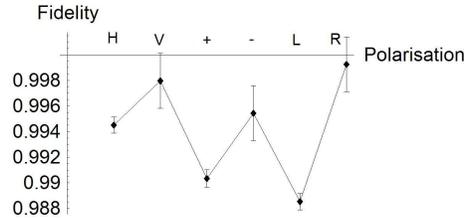


Abbildung 17: Vergleich Zustands Tomographie der Polarisationsanalyse (2 LCRs) mit den theoretischen Werten

2. Das $\lambda/2$ Plättchen wird wieder auf 0° gestellt, das $\lambda/4$ Plättchen wird auf 45° gedreht. Dabei wird die R, L Basis gemessen, also eine entsprechende σ_y Messung
3. Das $\lambda/2$ Plättchen wird auf $22,5^\circ$ justiert, das $\lambda/4$ Plättchen auf 45° . Dabei wird die $+, -$ Basis analysiert, entspricht also einer σ_x Messung

Die berechneten Dichtematrizen der Zustands Tomographie werden wieder mit den theoretischen Werten verglichen (Abb. 18). Hier beträgt der Mittelwert

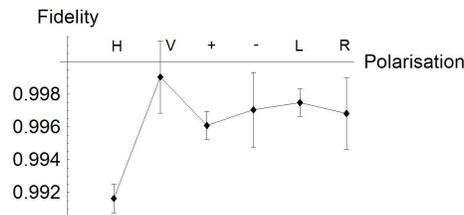


Abbildung 18: Vergleich der Zustands Tomographie der Polarisationsanalyse (2 Wellenplättchen) mit den theoretischen Werten

0.99636, bei einer Standardabweichung von 0.00251796. Die Werte liegen also nur knappe 4‰ vom Theoriewert entfernt.

4.4 Polarisationsanalyse mit einem Flüssigkristallphasenschieber und einem $\lambda/4$ Wellenplättchen

Die Polarisationsanalyse mit einem Flüssigkristallphasenschieber und einem $\lambda/4$ Wellenplättchen funktioniert folgendermaßen (siehe auch Tab. 4):

1. Der LCR wird auf 0° gedreht, genauso das Wellenplättchen. Am LCR

wird die Spannung angelegt, die keinen Phasenschub bewirkt. Damit wird die σ_z Messung durchgeführt, also die H, V Basis gemessen.

2. Der LCR bleibt auf 0° , die Spannung bleibt auch gleich. Das Wellenplättchen wird auf 45° justiert. Damit erfolgt eine Messung bezüglich σ_y um die L, R Basis zu analysieren.
3. Der LCR wird nun auf $22,5^\circ$ justiert und es wird eine Spannung angelegt, um einen Phasenschub von π zu erzeugen. Das Wellenplättchen wird wieder auf 0° gedreht. Damit wird die $+, -$ Basis analysiert, also eine σ_x Messung durchgeführt.

Der Vergleich der Zustands Tomographie ergibt wieder die Güte der Messung (Abb. 19). Der Mittelwert dieser Messungen beträgt 0.995612, die Standardab-

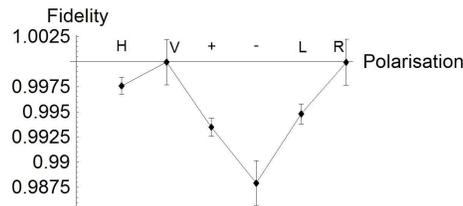


Abbildung 19: Vergleich der Zustands Tomographie der Polarisationsanalyse (ein LCR und ein $\lambda/4$ Wellenplättchen) mit den theoretischen Werten

weichung liegt bei 0.00459957. Die Abweichung vom theoretischen Wert 1 liegt bei ca 5‰.

4.5 Polarisationsanalyse mit einem Flüssigkristallphasenschieber

Bei einer Polarisationsanalyse mit einem Flüssigkristallphasenschieber werden jeweils die Spannung, also der resultierende Phasenschub, als auch die optische Achse des LCRs (einfache Drehung) geändert (siehe Tab. 5):

1. Der LCR wird auf H justiert und es wird ein Phasenschub von 0 eingestellt. Damit wird die σ_z Messung durchgeführt, also die H, V Basis gemessen.
2. Der LCR wird auf 45° gestellt und eine Spannung angelegt, das der Phasenschub $\frac{\pi}{2}$. Damit erfolgt eine Messung bezüglich σ_y um die L, R Basis zu analysieren.
3. Der LCR wird auf $22,5^\circ$ gedreht, der Phasenschub wird auf π justiert. Damit wird die $+, -$ Basis analysiert, also eine σ_x Messung durchgeführt.

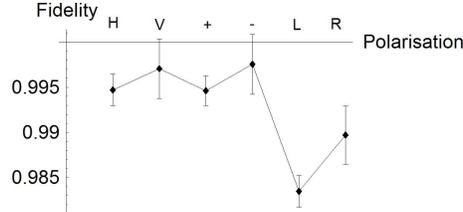


Abbildung 20: Vergleich der Zustands Tomographie der Polarisationsanalyse mit einem LCR mit den theoretischen Werten

Die Zustands Tomographie gibt die Güte der Messung wieder (Abb. 20). Der Mittelwert liegt dabei bei 0.992847, die Standardabweichung liegt bei 0.0053722. Die relativ schlechten Werte für die σ_y Messung verschlechtern die Abweichung zum theoretischen Wert auf ca 7%. Die Messungen von σ_x und σ_z sind aber sehr gut und weichen nur um knapp $\approx 4\%$ vom theoretischen Wert 1 ab.

4.6 Vergleich der verschiedenen Polarisationsanalysen

Betrachtet man den Mittelwert der verschiedenen Messmethoden (Tab. 7), dann sieht man, dass die Genauigkeiten sehr nahe beieinander liegen. Es treten aber

Messmethode	Mittelwert	Standardabweichung
2 LCRs	0.994	0.004
1 LCR & $\lambda/4$	0.996	0.005
1 LCR	0.993	0.005
$\lambda/2$ & $\lambda/4$	0.996	0.003

Tabelle 7: Genauigkeiten der verschiedenen Messmethoden

bei den Messungen verschiedene Schwankungen auf: betrachtet man z.B. die Analyse mit den zwei Wellenplättchen sieht man, dass hier in der H Messung eine vergleichsweise schlechte Genauigkeit erreicht wird, ähnlich der L und R Messung bei einem LCR. Diese Abweichungen lassen sich dadurch erklären, dass die Justierung der einzelnen drehbaren Elemente per Hand nicht immer perfekt ist. Auch ist bei den Analysen mit Hilfe der LCRs eine sehr genaue Justierung notwendig, dass man die Phasenschub-Spannung Relation genügend genau durch die Fitfunktion beschreiben kann.

Im Rahmen dieser Betrachtung kann man sagen, dass alle Messmethoden dieselbe Genauigkeit erzielen.

4.7 Dekohärenzmessung

Vor der eigentlichen Polarisationsanalyse (mit Hilfe von zwei LCRs) wird ein dritter LCR in den Strahl gestellt. Dieser wird auf 0° bezüglich der H Polarisation justiert. Nun wird die Polarisationsanalyse eine bestimmte Anzahl mal durchgeführt. Vor jeder Teilmessung der Polarisationsanalyse wird mit einer Wahrscheinlichkeit p zufällig entschieden, ob am dritten LCR eine Spannung angelegt wird. Falls ja, wird die Amplitude der Spannung auch zufällig zwischen den entsprechenden Werten für einen Phasenschub von 0 und π gewählt. Als Eingangspolarisation wird die $+$ Polarisation präpariert. Dieser Anfangszustand (vor dem dritten LCR) lässt sich wie folgt schreiben:

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle) \quad (16)$$

Die zufällige Phase des LCRs ändert nur den $|V\rangle$ Anteil, da der LCR ja bzgl. H justiert ist. Der Zustand nach einem zufälligen Phasenschub ist:

$$|\theta_n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + e^{i\theta_n}|V\rangle) \quad (17)$$

Dies kann man anschaulich auf der Poincaré Kugel verdeutlichen: die $|+\rangle$ Eingangspolarisation wird durch den LCR zufällig auf einen Punkt des Kreises $|+\rangle, |L\rangle, |-\rangle, |R\rangle$ geschoben. Aus den entsprechenden Dichtematrizen dieser Zustände kann man folgern, was bei $p \rightarrow 1$ die Dichtematrix am Ende nur aus reellen Diagonalelementen besteht:

$$\rho = \frac{1}{2}(|H\rangle\langle H| + |V\rangle\langle V|) \quad (18)$$

Diese Evolution sieht man in Abb. 21 für bestimmte Werte von p . Die nicht ganz exakten Diagonalelemente resultieren aus einer nicht perfekten Justierung, haben aber bei dieser Messung keinen Einfluß, die wichtigen Nichtdiagonalelemente sind bei $p = 0$ gleich groß. Die Kohärenzen $|H\rangle\langle V|$ und $|V\rangle\langle H|$ nehmen kontinuierlich ab. Als Maß für diese Abnahme wird nun die Genauigkeit des Vergleiches mit dem theoretischen Wert der $|+\rangle\langle +|$ Dichtematrix über der Wahrscheinlichkeit p angetragen (siehe Abb. 22). Im Rahmen der statistischen Verteilung kann man einen linearen Zusammenhang erkennen, der auch durch folgende Überlegung ersichtlich ist:

Bei der Wahrscheinlichkeit $p = 0$ liegt die normale $|+\rangle\langle +|$ Dichtematrix vor, die Nichtdiagonalelemente haben den Wert $\frac{1}{2}$, die Fidelity hat den Wert 1. Wird nun $p = \frac{1}{2}$ gewählt, tritt in der Hälfte aller Messungen der zufällige Phasenschub auf. Bei diesen Messungen mitteln sich durch den zufälligen Phasenschub die Nichtdiagonalelemente auf 0, und in der Dichtematrix aller Messungen haben diese Elemente nur noch den Wert $\frac{1}{4}$. Dies entspricht einer Fidelity von 0.75. Bei $p = 1$ sind die angesprochenen Matrizenelemente 0, die Fidelity fällt auf einen Wert von $\frac{1}{2}$.

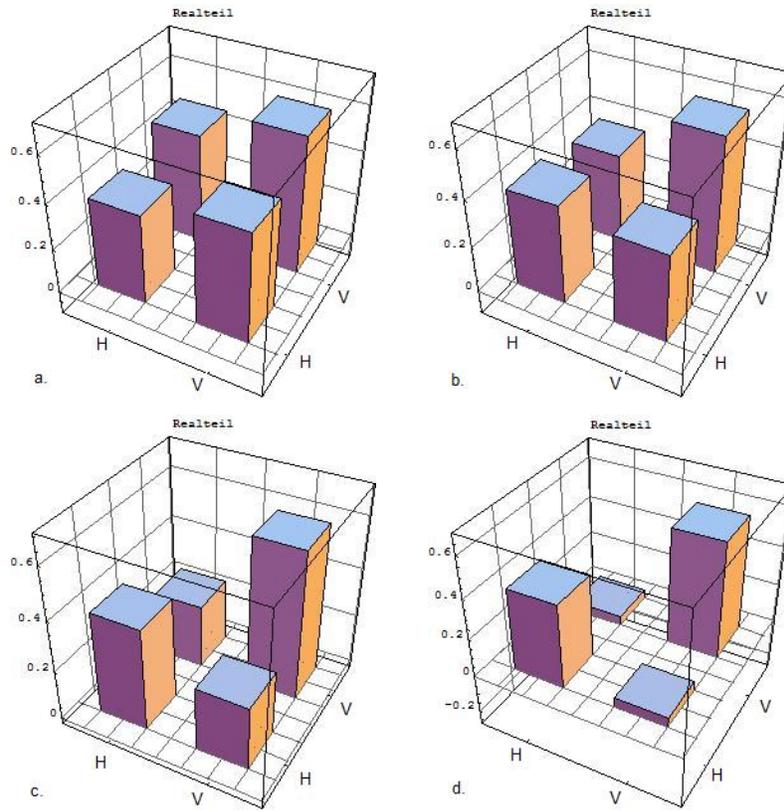


Abbildung 21: Dekohärenzanalyse: Realteil der Dichtematrix bei a. $p = 0$, b. $p = 0.3$, c. $p = 0.6$, d. $p = 0.8$

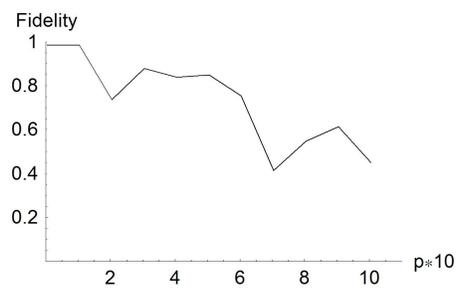


Abbildung 22: Dekohärenzmessung: Abnahme der Fidelity in Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit p

4.8 Reaktionszeit des Flüssigkristall Phasenschiebers

Um zu messen, wie schnell die Moleküle im LCR auf eine neu angelegte Spannung reagieren, wird folgender Aufbau verwendet: als Eingangspolarisation wird die H Richtung präpariert. Danach trifft der Strahl auf einen LCR, dessen optische Achse parallel zur $+$ Polarisation gedreht ist. Die Spannung oszilliert nun zwischen 0 mV und 2245 mV (entspricht bei dem von uns verwendeten LCR einem Phasenschub von π). Die Messung läuft nun folgendermaßen ab:

1. Der Phasenschub des LCRs wird auf 0 eingestellt. Nun wird eine Sekunde gewartet, dass sich die Moleküle des LCRs wirklich vollständig auf diese Spannung eingestellt haben.
2. Nun wird der Phasenschub auf π gestellt, die Endpolarisation entspricht nun V .
3. Die Zeit bis zur Messung der Zählrate steigt nun bei jeder Messung von 0 auf $100ms$.
4. Die Messung wird immer mit derselben Integrationszeit (in diesem Fall $50ms$) durchgeführt.
5. Man beginnt wieder mit dem ersten Punkt.

In Abb. 23 sieht man, dass bereit nach wenigen Millisekunden ($\approx 25ms$) die Zählrate (im Rahmen der Schwankungen) gleichbleibt. Danach bleibt die Zählrate konstant (auch bis zu höheren Zeitspannen im Bereich von einer Sekunde). Dabei zeigt sich, dass bereits nach $\approx 25ms$ die Moleküle in dem LCR vollständig

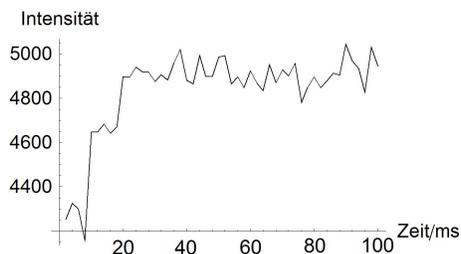


Abbildung 23: Reaktionszeit des Phasenschubes

auf die äußere Spannung reagiert haben, und der angestrebte Phasenschub erreicht ist. Dies stimmt auch mit den Herstellerangaben überein [7].

5 Zusammenfassung und Ausblick

Wie in der Arbeit gezeigt wurde, kann man mit Hilfe von Flüssigkristall Phasenschiebern eine sehr gute Polarisationsanalyse durchführen. Im Vergleich zu der Polarisationsanalyse mit den herkömmlichen $\lambda/4$ bzw. $\lambda/2$ Wellenplättchen wird dieselbe Qualität erreicht. Ein Vorteil der LCRs ist der vollkommene Verzicht auf motorisierte Teile wie in der bisherigen Polarisationsanalyse mit Wellenplättchen, womit unter anderem bei sehr sensitiven Experimenten eine weitere Störung unterdrückt werden kann.

Ein zusätzlicher Vorteil der Polarisationsanalyse mit LCRs ist die Geschwindigkeit. Die LCRs sind in der Lage, den Phasenschub bereits nach $\approx 25ms$ zu erreichen. Dies ist mit Motoren und den Wellenplättchen nicht möglich. Auch kann man die LCRs auch dazu verwenden, die Dekohärenz anschaulich zu zeigen.

Abschließend kann man sagen, dass Flüssigkristalle nicht nur in den herkömmlichen darstellenden Geräten (wie z.B. Handydisplays, Monitore, Anzeigetafeln, usw.) in Zukunft weiterhin eine sehr große Rolle spielen werden, sondern dass Flüssigkristalle auch Einzug in die Quantenoptik halten und dort ihren Beitrag zu immer genaueren Messungen leisten werden.

Literatur

- [1] Meadowlark Optics, „Basic Polarization Techniques and Devices“, Meadowlark Optics, 2005
- [2] David Kliger, James Lewis: „Polarized Light in Optics and Spectroscopy“, Academic Press, 1990
- [3] Deutsche Physikalische Gesellschaft: „Physik Journal“, Ausgabe April 2009 8. Jahrgang, Wiley-VCH Verlag, 2009
- [4] Horst Stöcker: „Taschenbuch der Physik“, 4. Auflage, Harri Deutsch Verlag, 2000
- [5] Richard Herke et.al, „Liquid Crystal in Precision Optical Devices“, Meadowlark Optics, 2005
- [6] Nikolai Kiesel: „Experiments on Multiphoton Entanglement“, 2007
- [7] Meadowlark Optics, „Response Time in Liquid-Crystal Variable Retarders“, Meadowlark Optics, 2005