

Elektrooptische Polarisationsregelung mit Interferenzdetektion für automatisches DQPSK- Polarisationsdemultiplex

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informatik und Mathematik
der Universität Paderborn

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Ing. Benjamin Koch

Erster Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Reinhold Noé
Zweiter Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Ulrich Hilleringmann

Tag der mündlichen Prüfung: 06.09.2012

Paderborn 2012

Diss. EIM-E/286

Danksagung

Diese Arbeit entstand in den Jahren 2007 bis 2012 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Optische Nachrichtentechnik und Hochfrequenztechnik an der Universität Paderborn. Dem Leiter des Lehrstuhls und Betreuer meiner Arbeit, Prof. Dr.-Ing. Reinhold Noé, möchte ich an dieser Stelle besonderen Dank aussprechen. Seine Erfahrungen aus jahrzehntelanger Forschung im Bereich der Polarisationsregelung haben die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse überhaupt erst möglich gemacht.

Für die Übernahme des Korreferats danke ich Prof. Dr.-Ing. Ulrich Hilleringmann.

Auch Dr.-Ing. Vitali Mirvoda möchte ich herzlich für seine tägliche Unterstützung danken, besonders bei der analogen Schaltungstechnik und der Herstellung der Platinen. Dr.-Ing. Ariya Hidayat hat mit seiner Dissertation grundlegende Voraussetzungen für das Gelingen dieser Arbeit geschaffen, vor allem im Bereich der Kommunikationsschnittstellen und Bauelementecharakterisierung. Dafür und für seine didaktische Betreuung während meiner Einarbeitungsphase bin ich ihm sehr dankbar. Dr.-Ing. David Sandel war eine unersetzbare Hilfe bei der Vorbereitung der Übertragungsexperimente. Weiterhin danke ich verschiedenen Mitarbeitern der Ericsson GmbH und der SHF AG für die gute Zusammenarbeit bei der Durchführung der Übertragungsexperimente.

Teile dieser Arbeit entstanden in Projekten, die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) oder vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) finanziell unterstützt wurden.

Meiner Familie danke ich für die Liebe, Geduld und moralische Unterstützung während dieser Zeit.

Diese Arbeit widme ich meinen Eltern.

Paderborn, im April 2012

Benjamin Koch

Inhaltsverzeichnis

KURZFASSUNG.....	IX
ABSTRACT	X
1 EINLEITUNG	1
1.1 Motivation dieser Arbeit.....	1
1.2 Grundlagen	4
1.2.1 Wellenausbreitung in Glasfaser	4
1.2.2 Repräsentation von Polarisationszuständen	4
1.2.3 Fundamentale Polarisationszustände	8
1.2.4 Orthogonalität von Polarisationszuständen.....	8
1.2.5 Doppelbrechung.....	9
1.2.6 Polarisatoren	13
1.2.7 Polarisationsstrahlteiler.....	14
1.3 Grundlagen der Polarisationsregelung	16
1.3.1 Prinzipielle Ansätze	16
1.3.2 Polarisationstransformatoren	17
1.3.3 Polarisationsregelstrategien	17
1.3.4 Anforderungen an die Polarisationsregelung.....	17
1.3.5 Stand der Technik	18
1.3.6 Bauelementcharakterisierung.....	19
1.4 Systemaufbau.....	20
1.4.1 Elektrooptischer Polarisationstransformator.....	20
1.4.2 Reglerhauptplatine	22
2 POLARISATIONSSTABILISIERUNG MIT INTENSITÄTSDETEKTION.....	23
2.1 Intensitätsdetektoren	24
2.2 Regelung mit Intensitätsdetektion	26
2.2.1 Modulation in Richtung des Optimums	26
2.2.2 Modulation in beliebige Richtungen.....	26

2.2.3	Maximale Polarisationsnachregelgeschwindigkeit	27
2.2.4	Polarisationsabweichungen	28
2.2.5	Relative Regelverstärkung	29
3	POLARISATIONSDEMULTIPLEX MIT INTERFERENZDETEKTION.....	33
3.1	Interferenzdetektoren	35
3.1.1	Symboltaktdetektion	35
3.1.2	Interferenzdetektion	36
3.1.3	Vergleich der Interferenzdetektoren	53
3.2	Regelung mit Interferenzdetektion.....	55
3.2.1	Regelung mit idealer leistunglinearer Detektorkennlinie	55
3.2.2	Polarisationsregelung mit verschiedenen Detektoren	57
3.3	Auswirkungen von PDL.....	60
3.3.1	Polarisationsänderungen durch PDL.....	60
3.3.2	Polarisationsdemultiplex bei PDL	61
3.3.3	Polarisationsregelung bei PDL	62
3.3.4	Polarisationsregelung bei PDL mit Detektion beider Kanäle	68
4	REGELEXPERIMENTE MIT INTENSITÄTSDETEKTION.....	71
4.1	Polarisationsverwürfler	71
4.1.1	Trajektorien.....	72
4.1.2	Maximale Polarisationsänderungsgeschwindigkeit	72
4.1.3	Mittlere Polarisationsänderungsgeschwindigkeit	73
4.1.4	Frequenzspektrum des Polarisationsverwürflers	74
4.2	Hochgeschwindigkeitspolarisationsregelung.....	76
4.2.1	Analyse der Regelqualität	76
4.2.2	Kurzzeitexperimente	78
4.2.3	Regelparameter	79
4.2.4	Temperaturen	81
4.2.5	Wellenlängen	81
4.2.6	Langzeitexperimente	82
4.2.7	Änderung der analysierten Polarisation	83

4.2.8	Grenzen der Regelgeschwindigkeit	84
5	REGELEXPERIMENTE MIT INTERFERENZDETEKTION.....	87
5.1	112-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK.....	87
5.1.1	Übertragung über 1035 km und Verwürflung bis 800 rad/s	87
5.1.2	Übertragung über 640 km und Verwürflung bis 60 krad/s	88
5.2	200-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK.....	90
6	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	95
6.1	Weiterführende Arbeiten	96
	LITERATURVERZEICHNIS	99
	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	105
	TABELLENVERZEICHNIS	109
	PUBLIKATIONEN.....	111

Kurzfassung

Durch wachsende Teilnehmerzahlen und die vermehrte Nutzung multimedialer Inhalte steigt die Menge der über das Internet übertragenen Daten stetig an. Dies zwingt die Telekommunikationsanbieter zu einem raschen Ausbau ihrer Netzwerk-Infrastruktur, vor allem ihrer Kernnetze. Gleichzeitig müssen die Kosten pro übertragenes Bit sinken. In den Kernnetzen werden Daten heutzutage nur noch optisch mittels Glasfasern übertragen. Neue Übertragungstechnologien erhöhen die Übertragungskapazitäten vorhandener Glasfaserstrecken und helfen so, Kosten für das Neuverlegen von Faserstrecken zu sparen.

Der Kernpunkt neuer Übertragungstechnologien ist das Polarisationsmultiplex. Dabei lässt sich die Übertragungsbandbreite verdoppeln, indem zwei Datensignale in zwei zueinander senkrechten Polarisationen (Schwingungsebenen) des Lichts über eine gemeinsame Glasfaser übertragen werden. Im Empfänger werden beide Kanäle wieder getrennt. Trennt man die Kanäle bereits optisch, d.h. vor der Detektion, lassen sich besonders einfache und kostengünstige Empfänger verwenden. Es wird allerdings ein Polarisationsregler benötigt, der alle während der Übertragung auftretenden Polarisationsänderungen zuverlässig kompensiert.

Diese Arbeit dokumentiert die Realisierung eines solchen Polarisationsregelsystems. Das System kann endlose Polarisationsänderungen mit einer Geschwindigkeit von 140 krad/s unterbrechungsfrei ausregeln, was etwa 8000 Drehungen der Schwingungsebene des Lichts pro Sekunde entspricht. Es wurden verschiedene Fehlersignaldetektoren aufgebaut und analysiert, mit denen Polarisationsabweichungen präzise gemessen werden können. Die Immunität gegen Wellenlängen- und Temperaturänderungen wurden innerhalb der praxisrelevanten Bereiche nachgewiesen. Schließlich wurde die Eignung des Reglers für automatisches Polarisationsdemultiplex in mehreren Übertragungsexperimenten demonstriert. Dabei wurde mit 200 Gbit/s die zu der Zeit weltweit höchste Kanaldatenrate bei polarisationsagiler Echtzeitübertragung von PDM-DQPSK erreicht.

Abstract

Growing participant numbers and the increase in use of multimedia content drive a permanent rise of data transmitted over the internet. Telecom providers are thereby forced to quickly expand their network infrastructure, especially the core networks. Today, the core networks transmit data optically over all-glass fiber. New transmission technologies increase the capacity of present fiber tracks, helping to save costs for new tracks.

The main issue of new transmission technologies is polarization multiplex. Channel capacity is doubled by transmitting two data signals with orthogonal polarizations over a single fiber. The two channels have to be split (demultiplexed) in the receiver. If demultiplexing is done in the optical domain, simple and cost-saving direct detection receivers can be used. This requires a polarization controller, which compensates all polarization changes occurring during transmission.

This work documents the realization of such a polarization control system. This system is able to track endless polarization changes with a speed of up to 140 krad/s, corresponding to about 8000 full rotations of the lightwave's oscillation plane per second. Several different error signal detectors have been constructed and analyzed for accurate measuring the polarization state deviations. Immunity against temperature and wavelength changes has been proven within practice-oriented ranges. At the end, suitability of the system for automatic polarization demultiplex is demonstrated in several transmission experiments. Thereby, the worldwide highest channel data rate of 200 Gbit/s in polarization-agile PDM-DQPSK transmission was achieved.

1 Einleitung

1.1 Motivation dieser Arbeit

Der weltweite IP-basierte Datenverkehr (IP=Internet Protocol) erfährt seit vielen Jahren hohe Wachstumsraten. Zum einen nimmt die Zahl der angeschlossenen Teilnehmer stetig zu, zum anderen wächst aber auch die von jedem Teilnehmer genutzte Bandbreite [1] [2]. So wird der weltweite IP-Datenverkehr heute von Echtzeitdatenströmen für die Audio- und Videoübertragung dominiert [3].

Während für das weltweite Internet durchschnittliche jährliche Wachstumsraten der Bandbreite von 50-60% errechnet werden [2], erfahren einzelne Netzknoten im sogenannten Kernnetz (Core Network) jährliche Anstiegsraten des Datenverkehrs von über 100% [1]. Abbildung 1 zeigt die Entwicklung des Datenverkehrs am Internetknoten mit weltweit höchstem Datendurchsatz, dem CIX (Commercial Internet Exchange) in Frankfurt am Main. Dort hat sich der Datendurchsatz zu Spitzenzeiten von 2008 (0,3 Tbit/s) bis 2012 (1,8 Tbit/s) versechsfacht [4] und damit in diesem Zeitraum eine durchschnittliche jährliche Wachstumsrate von über 56% erreicht.

Zu Beginn des „Internetzeitalters“ in den 1990er Jahren galt die Strecke zum Endnutzer, die sogenannte letzte Meile, als Flaschenhals der Internetanbindung. Heute sind es die großen Netzknoten, die die möglichen Übertragungsgeschwindigkeiten zwischen zwei Netzteilnehmern begrenzen. Nachdem sich der Übertragungsstandard 10GbE (10 Gbit/s über Ethernet, ratifiziert in 2002) mittlerweile auch bei der Netzanbindung von Daten- und Rechenzentren etabliert hat [5], besteht vor allem in den zentralen Bereichen der Transportnetze großer Bedarf an schnellerer Datenübertragung [6]. Inzwischen sind Transponder für 40GbE und sogar 100GbE kommerziell erhältlich, an Lösungen für 400GbE und höher wird bereits gearbeitet [7].

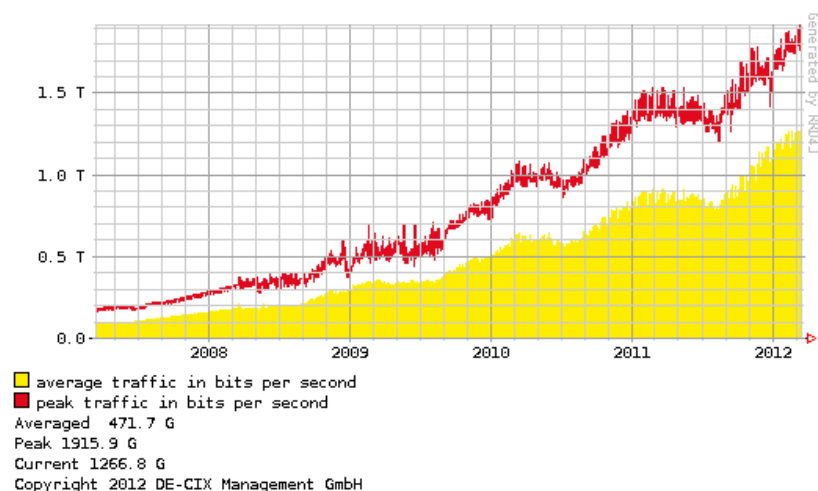


Abbildung 1: Wachstum des Datenverkehrs von 2008 bis 2012 am Internetknoten mit weltweit höchstem Datendurchsatz, DE-CIX in Frankfurt [4]

Die Strategie für Weiterentwicklungen ist dabei klar: Um hohe Installationskosten für die Verlegung neuer, paralleler Glasfaserstrecken zu vermeiden, sollen vorhandene Strecken möglichst gut ausgenutzt werden. Die parallele Übertragung mehrerer Datenkanäle auf unterschiedlichen Wellenlängen (Farben) des Lichts in derselben Faser, sogenanntes Wellenlängenmultiplex (WDM, Wavelength Division Multiplex), ist schon etabliert. Die 40GbE und 100GbE Standards sehen unter anderem Realisierungsformen mit Wellenlängenmultiplex vor, in denen 4 oder 10 der 10GbE Kanäle zu einem schnellen Kanal zusammengefasst (aggregiert) werden. Solche Lösungen übernehmen aber die schlechte Spektraleffizienz des 10GbE Standards, d.h. den hohen Bedarf an analoger Bandbreite für die erreichte Übertragungsbandbreite. Sie liegt beim bislang verwendeten Modulationsformat NRZ-OOK (Non Return to Zero, On Off Keying) bei nur 0,1 bis 0,2 Bit/s/Hz [8].

Für zukünftige Entwicklungen gilt daher als primäres Ziel, die Spektraleffizienz der Übertragung zu verbessern. Dafür gibt es mehrere prinzipielle Ansätze, unter anderem

- höhere Symbolraten,
- höherwertige Modulationsformate, sowie
- Polarisationsmultiplex.

Die Übertragungsbandbreite kann jedoch nicht allein durch eine Erhöhung der Symbolrate vergrößert werden, da die benötigte analoge Bandbreite proportional zur Symbolrate ist. Der erforderliche Kanalabstand beim Wellenlängenmultiplex würde sich um den gleichen Faktor vergrößern und damit die Anzahl der nutzbaren Kanäle reduzieren. Mit höherwertigen Modulationsverfahren dagegen kann eine höhere Effizienz erreicht werden, da damit die Anzahl der pro Symbol übertragenen Bits steigt. Diese Verfahren stellen aber höhere Anforderungen an das Signal-Rausch-Verhältnis in den Empfängern und die Linienbreite der Sendelaser. Außerdem vergrößern diese Verfahren die Empfindlichkeit gegenüber nichtlinearen Effekten wie Selbstphasenmodulation.

Bei Polarisationsmultiplex werden zwei Datensignale gleichzeitig in unterschiedlichen Polarisationen, d.h. Schwingungsebenen des Lichts, übertragen und im Empfänger wieder getrennt. Dadurch kann unabhängig vom Modulationsformat und der Symbolrate die Menge der gesendeten Informationen und damit die Spektraleffizienz verdoppelt werden.

Als gute Mischung aus diesen drei Ansätzen ist PDM-(D)QPSK (Polarization-Multiplexed (Differential) Quadrature Phase Shift Keying) bereits vor Jahren in den Mittelpunkt der Forschung gerückt. Mit diesem Verfahren werden 4 Bit pro Symbol übertragen und dabei eine hohe Spektraleffizienz von etwa 2 Bit/s/Hz (100 Gbit/s pro 50 GHz-Kanal) erreicht. Die Trennung der beiden Polarisationskanäle geschieht im Empfänger entweder elektronisch oder optisch. Für die elektronische Kanaltrennung werden kohärente Empfänger mit schneller Elektronik und aufwendiger digitaler Signalverarbeitung benötigt. Die hohen Ansprüche an die Elektronik begrenzen dabei die erreichbaren Datenraten. Dagegen können nach optischer Trennung die beiden Polarisationskanäle einzeln mit etablierten Direktempfängern empfangen werden. Dies verringert die Anforderungen an die elektronischen Bauteile im Vergleich zu

kohärenten Empfängern erheblich. Gleichzeitig lassen sich dadurch mit den heute verfügbaren Bauelementen deutlich höhere Übertragungsraten erreichen. Für die optische Trennung wird jedoch eine Polarisationsregelung benötigt, die die Polarisation des Lichtsignals vor einem Polarisationsstrahlteiler stabilisiert. Ein solcher „automatischer Polarisationsdemultiplexer“ ist daher eine Schlüsselkomponente, die eine besonders effiziente Realisierung dieses Übertragungsverfahrens ermöglicht. Die vorliegende Arbeit dokumentiert die Entwicklung und Implementierung eines solchen Polarisationsdemultiplexers.

In den folgenden Abschnitten werden die mathematischen Grundlagen der Wellenausbreitung in der Glasfaser sowie die Grundlagen der Polarisationsregelung erläutert. Zum Abschluss des ersten Kapitels wird der Aufbau der verwendeten Hardware beschrieben. Auf entscheidende Bauelemente wird genauer eingegangen.

Im zweiten Kapitel wird ein Regelsignaldetektor vorgestellt, mit dem die Polarisationsabweichung eines einzelnen polarisierten Lichtsignals detektiert wird. Das dritte Kapitel dagegen widmet sich Detektoren, mit denen die Polarisationsabweichungen von zwei orthogonal polarisierten (D)QPSK-Signalen gemessen werden kann.

Anschließend werden die wesentlichen während dieser Arbeit durchgeführten Polarisationsregelexperimente (viertes Kapitel) und Datenübertragungsexperimente (fünftes Kapitel) beschrieben. Die Arbeit schließt im sechsten Kapitel mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf weiterführende Entwicklungen.

1.2 Grundlagen

Physikalisch betrachtet ist Licht eine elektromagnetische Welle (genauer: Transversalwelle). Nur im Wellenlängenbereich zwischen etwa 400 nm und 700 nm ist diese Welle für das menschliche Auge sichtbar. Oberhalb dieses Wellenlängenbereichs spricht man von Infrarotlicht, welches heute eine wichtige Rolle bei der optischen Datenübertragung spielt. Genau wie in der Elektronik zwei unterschiedliche Spannungspegel ein logisches Bit definieren, lassen sich in optischen Systemen binäre Zustände z.B. durch An- und Abwesenheit von Licht darstellen und in dieser Weise Informationen übertragen.

1.2.1 Wellenausbreitung in Glasfaser

Zur Übertragung wird die mit einem Laser erzeugte Lichtwelle in eine Glasfaser eingekoppelt. Die hier betrachteten Fasern sind aus reinem Quarzglas (chem. Siliziumdioxid) und haben einen Durchmesser von etwa 125 μm . Im Inneren befindet sich ein kreisrunder Faserkern, der einen höheren Brechungsindex als der Fasermantel besitzt. Der Durchmesser des Kerns ist etwa 8 μm . Der Unterschied der Brechungsindizes von Kern und Mantel beträgt typischerweise nur unter 1% und wird durch eine Dotierung des Siliziums bei der Herstellung der Faser erreicht. Der Übergang zwischen den Schichten kann entweder in einem oder mehreren Sprüngen (Stufenindex- bzw. Vielstufenindexfasern) oder kontinuierlich (Gradientenindexfasern) erfolgen. Das in den Kern eingekoppelte Licht wird an den Übergängen zum Mantel reflektiert (Totalreflexion) und auf diese Weise in der Faser gehalten. Das Indexprofil legt den dabei maximal zulässigen Aufttrittswinkel der Welle auf die Dotiergrenze (auch Akzeptanzwinkel genannt) und damit die Anzahl der ausbreitungsfähigen Wellenmoden fest. Mehrmodige Fasern werden aufgrund der hohen Modendispersion und Dämpfung nur für kurze Übertragungstrecken verwendet. Sie sind dafür unempfindlicher gegenüber nichtlinearen Effekten. Für lange Übertragungstrecken verwendet man dämpfungsoptimierte, einmodige Fasern. Diese weisen bei 1550 nm Wellenlänge eine besonders geringe Dämpfung von unter 0,2 dB pro Kilometer auf.

1.2.2 Repräsentation von Polarisationszuständen

Bei transversal-elektromagnetischen Wellen schwingen das elektrische und das magnetische Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Als Polarisation dieser Welle wird die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldstärkevektors bezeichnet.

Für die Ausbreitung in z-Richtung eines isotropen Mediums lautet die Wellengleichung [9]:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E} \cdot e^{j(\omega t - \underline{k}z)}, \quad \text{mit } \underline{k} = \beta - j\alpha = \omega^2 \frac{\underline{n}^2}{c^2}. \quad (1.1)$$

$\vec{E}$ ist ein komplexer Feldstärkevektor, ω die optische Frequenz und $\underline{k}$ die komplexe Ausbreitungskonstante. Der Imaginärteil von $\underline{k}$ ist die Dämpfungskonstante α der Welle, der Realteil die Phasenkonstante β . Beide Konstanten hängt vom komplexen Brechungsindex $\underline{n}$, der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und der optischen Frequenz ω ab.

1.2.2.1 Ausbreitungsgeschwindigkeit

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_g eines gesendeten Lichtpulses (Gruppengeschwindigkeit) hängt von der Gruppenbrechzahl n_g der Faser ab:

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \frac{n_g}{c_0} \quad (1.2)$$

Mit einer Gruppenbrechzahl von $n_g=1,4682$ bei einer Wellenlänge von 1550 nm in einer typischen Einmodenfaser [10] beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit 204.190 Kilometer pro Sekunde.

1.2.2.2 Jonesvektor

Bei Wellenausbreitung in z-Richtung liegt der komplexe Feldstärkevektor $\vec{E}$ in der x-y-Ebene eines Koordinatensystems mit den orthogonalen Koordinaten x, y und z. Er gibt den Polarisationszustand der Welle an und wird **Jonesvektor** genannt [11]. Er kann allgemein dargestellt werden als:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |E_x| \cdot e^{j\varphi_x} \\ |E_y| \cdot e^{j\varphi_y} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Der Jonesvektor besitzt vier Freiheitsgrade, da jede der beiden Komponenten E_x und E_y variabel bezüglich ihrer Amplitude und ihrer Phase ist. Oft wird Jonesvektor normiert und ohne den gemeinsamen Phasenanteil dargestellt:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = |\vec{E}| \cdot e^{j\varphi} \cdot \begin{pmatrix} |E_x| \cdot e^{\frac{j\Delta\varphi}{2}} \\ |E_y| \cdot e^{-\frac{j\Delta\varphi}{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

$$\text{mit } E_x^2 + E_y^2 = 1 \quad \text{und} \quad \varphi_{x,y} = \varphi \pm \frac{\Delta\varphi}{2}.$$

Da man in dieser Darstellung mit jeweils einem Freiheitsgrad die Gesamtleistung $|\vec{E}|$ und gemeinsame Phase φ der Welle beschreibt, verbleiben lediglich zwei Freiheitsgrade für den eigentlichen Polarisationszustand: Ein Freiheitsgrad für die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ und ein Freiheitsgrad für das Amplitudenverhältnis der beiden Vektorkomponenten E_x und E_y .

Für die folgenden Überlegungen gelte $|\vec{E}| = e^{j\varphi} = 1$. Falls kein Phasenunterschied zwischen den beiden Komponenten des Feldstärkevektors besteht ($\Delta\varphi = 0$), werden beide Vektoranteile reell. Die Schwingung erfolgt dann in eine konstante Richtung in der x-y-Ebene. Dieser Sonderfall heißt **lineare Polarisation**. Spezialfälle von linearer Polarisation sind **horizontale** ($E_y=0$) und **vertikale** ($E_x=0$) sowie **45° lineare** ($E_x=E_y$) und **-45° lineare** Polarisation ($E_x=-E_y$).

Besteht dagegen bei gleichen Beträgen $|E_x|$ und $|E_y|$ gerade ein Phasenunterschied von $\Delta\varphi = n \cdot \pi + \pi/2$ mit $n \in \mathbb{Z}$, beschreibt der Feldstärkevektor zeitlich eine Kreisbewegung. Bei geraden n (einschließlich Null) erfolgt die Kreisbewegung beim Blick in positive z -Richtung im Uhrzeigersinn und man spricht von **rechtszirkularer Polarisation**. Bei ungeraden n liegt die Drehrichtung gegen den Uhrzeigersinn und es besteht **linkszirkulare Polarisation** (Hinweis: In manchen Literaturstellen findet sich auch die umgekehrte Definition). Alle anderen Fälle $n \notin \mathbb{Z}$ beschreiben Mischungen aus zirkularen und linearen Polarisationszuständen.

Im Allgemeinen beschreibt der Feldstärkevektor zeitlich eine **Polarisationsellipse**. Diese Ellipse kann auch durch ihren **Elliptizitätswinkel** ϵ und ihren **Erhebungswinkel** ϑ zwischen der für $|\epsilon| < \pi/4$ großen Hauptachse und der Achse horizontaler Polarisation beschrieben werden. Nach Formel (2.166) in [9] gilt:

$$\tan 2\vartheta = \frac{2\operatorname{Re}\{E_x E_y^*\}}{|E_x|^2 - |E_y|^2}, \quad \sin 2\epsilon = 2\operatorname{Im}\{E_x E_y^*\} \quad (1.5)$$

Jeder Jonesvektor kann daher auch aus Elliptizitäts- und Erhebungswinkel der Polarisationsellipse aufgestellt werden:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= M_{rot}(\vartheta) \cdot \begin{pmatrix} \cos\epsilon \\ -j\sin\epsilon \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\vartheta\cos\epsilon + j\sin\vartheta\sin\epsilon \\ \sin\vartheta\cos\epsilon - j\cos\vartheta\sin\epsilon \end{pmatrix} \\ \text{mit } M_{rot}(\vartheta) &= \begin{bmatrix} \cos\vartheta & -\sin\vartheta \\ \sin\vartheta & \cos\vartheta \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Die beiden Darstellungsformen sind bis auf ein Phasenoffset äquivalent.

In der Literatur, z.B. (4.274) in [12], finden sich Formeln, in denen anders als in Formel (1.5) fälschlicherweise direkt vom Verhältnis der Feldstärkeamplituden auf den Erhebungswinkel und aus der Phasenverschiebung auf den Elliptizitätswinkel der Polarisationsellipse geschlossen wird.

1.2.2.3 Stokesvektor und Poincarékugel

In einer anderen gebräuchlichen Darstellung des Polarisationszustands werden die optische Leistung der Welle (S_0) sowie die horizontal/vertikalen (S_1), $45^\circ/-45^\circ$ linearen (S_2), und rechts-/linkszirkularen (S_3) Polarisationsanteile mit den vier reellen **Stokesparametern** S_0 bis S_3 eines **Stokesvektors** $\vec{S}$ dargestellt:

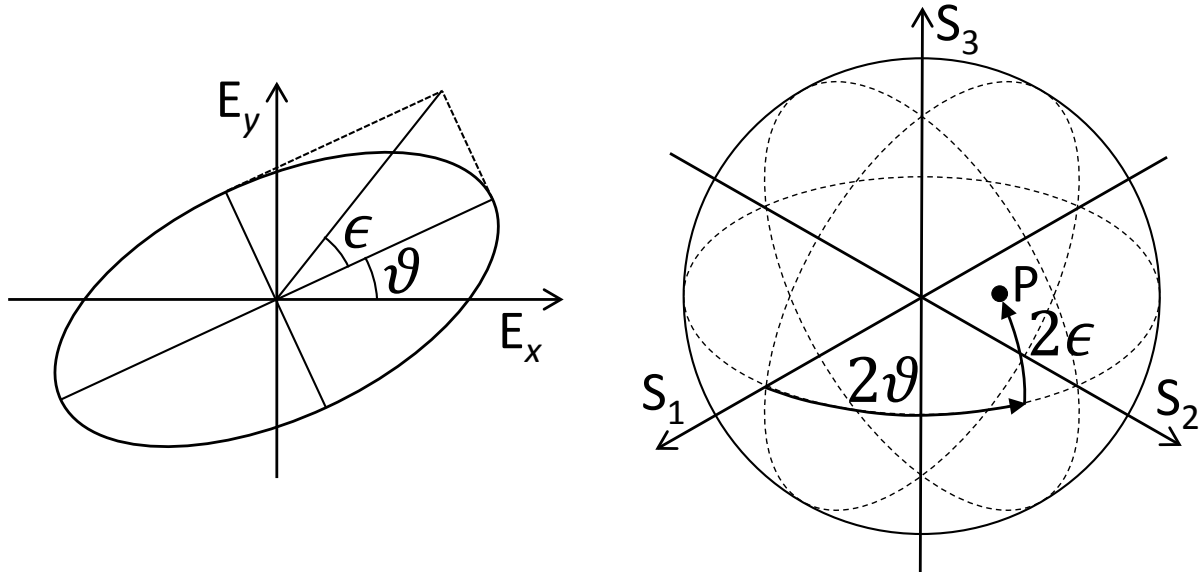


Abbildung 2: Darstellung des Polarisationszustands als Polarisationsellipse (links) und als Punkt auf der Oberfläche der Poincarékugel (rechts)

$$\vec{S}' = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{|\underline{E}|}^2 \\ \overline{|\underline{E}|}^2 \cdot \cos 2\epsilon \cdot \cos 2\vartheta \\ \overline{|\underline{E}|}^2 \cdot \cos 2\epsilon \cdot \sin 2\vartheta \\ \overline{|\underline{E}|}^2 \cdot \sin 2\epsilon \end{pmatrix}, \quad \vec{S} = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{\cos 2\epsilon \cdot \cos 2\vartheta} \\ \overline{\cos 2\epsilon \cdot \sin 2\vartheta} \\ \overline{\sin 2\epsilon} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Die gemeinsame Phase wird in dieser Darstellung nicht berücksichtigt. Der Stokesvektor lässt sich aus Leistung, Erhebungs- und Elliptizitätswinkel, aber auch direkt aus den komplexen Komponenten eines Jonesvektors berechnen:

$$\vec{S}' = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{|\underline{E}_x|^2 + |\underline{E}_y|^2} \\ \overline{|\underline{E}_x|^2 - |\underline{E}_y|^2} \\ \overline{2\text{Re}(\underline{E}_x \underline{E}_y^*)} \\ \overline{2\text{Im}(\underline{E}_x \underline{E}_y^*)} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Die Darstellung als Stokesvektor hat u.a. den Vorteil, dass sich auch teilweise depolarisierte Zustände darstellen lassen. Der **Polarisationsgrad** p ist $p = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}/S_0$. Der Stokesvektor hat daher ebenfalls vier Freiheitsgrade. Für vollständig polarisiertes Licht gilt $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ und damit $p=1$. Die Stokesparameter müssen über eine genügend große Zeitspanne bzw. Wegstrecke gemittelt werden, da an einem festen Ort zu einem bestimmten Zeitpunkt das Licht immer vollständig polarisiert ist, d.h. ohne Mittelung gälte immer $p=1$.

Auch bei Stokesvektoren ist der Gebrauch des normierten Vektors $\vec{S} = \vec{S}'/|\underline{E}|^2$ üblich. Dann ist der Parameter S_0 immer gleich 1 und wird nicht mehr notiert. Für die anderen Parameter

Polarisationszustand	Jonesvektor	Stokesvektor
horizontal	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
vertikal	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
+45° linear	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
-45° linear	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$
rechtszirkular	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
linkszirkular	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$

Tabelle 1.1: Jones- und Stokesvektoren fundamentaler Polarisationszustände

gilt $|S_{1,2,3}| \leq 1$. Geometrisch spannt der normierte Stokesvektor eine Einheitskugel auf, die **Poincarékugel** genannt wird, siehe Abbildung 2, rechts. Vollständig polarisiertes Licht wird durch einen Punkt auf der Kugeloberfläche dargestellt. Über Erhebungs- und Elliptizitätswinkel lässt sich jede Polarisationsellipse einem Punkt auf der Poincarékugeloberfläche zuordnen. Teilweise depolarisiertes Licht entspricht einem Punkt im Inneren der Kugel. Vollständig depolarisiertes Licht wird im Mittelpunkt der Kugel $([0 \ 0 \ 0]^T)$ abgebildet.

1.2.3 Fundamentale Polarisationszustände

Tabelle 1.1 gibt eine Übersicht über Jones- und Stokesvektoren der grundlegenden Polarisationszustände.

1.2.4 Orthogonalität von Polarisationszuständen

Für jeden Polarisationszustand existiert ein orthogonales Gegenstück. Zwei mit zueinander orthogonalen Polarisationszuständen überlagerte Lichtwellen können wieder vollständig separiert werden. Dies ist die Voraussetzung für die Informationsübertragung im Polarisationsmultiplex.

Bei linearen Polarisationszuständen ist die Orthogonalität direkt geometrisch ersichtlich: Der Jonesvektor $\vec{E}_{a,\text{linear}}$ der einen Welle darf keinen Anteil in Richtung des Jonesvektors $\vec{E}_{b,\text{linear}}$ der anderen Welle besitzen, d.h. für reelle Jonesvektoren gilt:

$$\vec{E}_{a,\text{linear}}^T \cdot \vec{E}_{b,\text{linear}} = 0 \quad (1.9)$$

Diese Bedingung ist erfüllt, wenn die Erhebungswinkel der Jonesvektoren zueinander orthogonal sind. Für die zirkularen Anteile gilt, dass die Drehrichtungen der Ellipsen entgegengesetzt sein müssen [9]. Zwei allgemeine Jonesvektoren $\vec{E}_a$ und $\vec{E}_b$ sind orthogonal, wenn sie eine der folgenden äquivalenten Bedingungen erfüllen:

$$\vec{E}_a^+ \cdot \vec{E}_b = 0, \quad \text{oder} \quad \frac{E_{by}}{E_{bx}} = -\left(\frac{E_{ax}}{E_{ay}}\right)^* \quad (1.10)$$

Auf der Poincarékugel liegen sich orthogonale Polarisierungen gegenüber, z.B. horizontale ($[1 \ 0 \ 0]^T$) und vertikale ($[-1 \ 0 \ 0]^T$) Polarisation. Der orthogonale, normierte Stokesvektor lässt sich daher einfach durch Vorzeichenumkehr bilden. Für die nicht normierten Stokesvektoren $\vec{S}'$ und die normierten Stokesvektoren $\vec{S}$ gelten daher die Orthogonalitätsbedingungen

$$\vec{S}'_a \cdot \vec{S}'_b = 0 \quad \text{und} \quad \vec{S}_a + \vec{S}_b = 0. \quad (1.11)$$

1.2.5 Doppelbrechung

In isotropen Medien sind die Ausbreitungsgeschwindigkeit und die Dämpfung der Welle polarisationsunabhängig. Die Ausbreitungskonstante $\underline{k}$ der Wellengleichung (Formel (1.1)), und damit auch α und β , ist in diesem Fall eindimensional. Die Polarisation ändert sich dann während der Ausbreitung nicht, und der Jonesvektor ist konstant.

In einem anisotropen Ausbreitungsmedium dagegen breiten sich verschieden polarisierte Wellen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aus. Solche Medien werden als optisch doppelbrechend bezeichnet. Die Ursache der Doppelbrechung kann eine Materialeigenschaft sein, z.B. bei einem doppelbrechenden Kristall. Sie kann aber auch durch Druck (z.B. bei Biegung des Wellenleiters) oder durch einen nicht kreisrunden Faserkern hervorgerufen werden. Die Polarisationsabhängigkeit kann aber auch die Dämpfung der Welle betreffen, man spricht dann von polarisationsabhängiger Dämpfung (PDL, Polarization Dependent Loss). In diesen Fällen ist die Ausbreitungskonstante $\underline{k}$ polarisationsabhängig. Wenn die Hauptachsen des doppelbrechenden Mediums mit der x- und y-Achse des Koordinatensystems übereinstimmen, kann $\underline{k}$ als Vektor dargestellt werden:

$$\underline{\vec{k}} = \begin{pmatrix} \underline{k}_x \\ \underline{k}_y \\ \underline{k}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_x - j\alpha_x \\ \beta_y - j\alpha_y \\ \beta_z - j\alpha_z \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Der elektrische Feldstärkevektor der Wellengleichung (Formel (1.1)) wird jetzt getrennt nach x- und y-Komponente dargestellt:

$$\underline{\vec{E}}(z, t) = \begin{pmatrix} \underline{E}_x(z, t) \\ \underline{E}_y(z, t) \end{pmatrix}, \quad \text{mit} \quad \begin{matrix} \underline{E}_x(z, t) = \underline{E}_x e^{j(\omega t - j\underline{k}_x z)}, \\ \underline{E}_y(z, t) = \underline{E}_y e^{j(\omega t - j\underline{k}_y z)} \end{matrix} \quad (1.13)$$

Im Folgenden sei die Dämpfung $\alpha_x = \alpha_y = 0$. X- und y-Anteil der mit obiger Gleichung beschriebenen Welle breiten sich dann ungedämpft, aber mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aus.

1.2.5.1 Jonesmatrix

Beim Durchlaufen eines doppelbrechenden Mediums wird die Lichtwelle in zwei Polarisationsanteile aufgespalten, die den beiden Eigenmoden des Mediums, bezogen auf die x-y-Ebene, entsprechen. In den Eigenmoden werden die Wellenanteile mit den unterschiedlichen Phasenkonstanten β_a und β_b geführt. Nach einem Weg der Länge l haben sich die Phasen der beiden Wellenanteile um einen Phasenwinkel $\delta = (\beta_a - \beta_b) \cdot l$ auseinanderbewegt. Nur wenn die Polarisation der Lichtwelle auf einem der Eigenmoden liegt, wird diese beim Durchlaufen des Mediums nicht verändert.

Dieser Vorgang lässt sich mathematisch durch eine Matrixmultiplikation beschreiben. Wenn die Eigenmoden des Mediums mit den Einheitsvektoren des kartesischen Koordinatensystems übereinstimmen, kann die Matrix direkt aufgestellt werden:

$$\begin{aligned} \underline{\vec{E}}(z = l, t) &= \begin{bmatrix} e^{-j\beta_a l} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta_b l} \end{bmatrix} \cdot \underline{\vec{E}}(z = 0, t) \\ &= e^{-\frac{j(\beta_a + \beta_b)l}{2}} \cdot \begin{bmatrix} e^{j\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \cdot \underline{\vec{E}}(z = 0, t), \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$\text{mit } \underline{\vec{E}}(z = 0, t) = \underline{\vec{E}} \cdot e^{j\omega t}, \quad \delta = (\beta_a - \beta_b) \cdot l$$

Die komplexe Transformationsmatrix wird **Jonesmatrix** $\underline{\mathbf{J}}$ genannt. Sie wird aus dem schnellen Eigenmodus $\underline{\vec{E}}_1$ und dem langsamen Eigenmodus $\underline{\vec{E}}_2$ des Mediums aufgespannt:

$$\underline{\mathbf{J}}_{PS} = [\underline{\vec{E}}_1 \quad \underline{\vec{E}}_2] = \begin{bmatrix} e^{j\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix}, \quad \underline{\vec{E}}_1 = \begin{pmatrix} e^{j\frac{\delta}{2}} \\ 0 \end{pmatrix}, \underline{\vec{E}}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-j\frac{\delta}{2}} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Dieser Spezialfall eines doppelbrechenden Mediums heißt **Phasenschieber**. Erweitert man die Betrachtung auf Medien mit Laufzeitunterschied zwischen zwei orthogonalen Eigenmoden mit beliebiger Ausrichtung in der linearen Ebene, entsteht die Gruppe der **linearen Retarder**.

Mit ϑ als Winkel zwischen schnellem Eigenmodus und horizontaler Polarisationssebene kann die Jonesmatrix jedes linearen Retarders ebenfalls berechnet werden: Bei der Multiplikation mit dieser Jonesmatrix wird der Jonesvektor durch eine Drehmatrix $\mathbf{M}_{\text{rot}}$ zuerst in ein Koordinatensystem transformiert, in dem der Retarder die Eigenmoden $[1 \ 0]^T$ und $[0 \ 1]^T$ besitzt, erfährt die Phasenverschiebung und wird anschließend wieder zurücktransformiert:

$$\begin{aligned}\underline{\vec{E}}_1 &= e^{j\frac{\delta}{2}} \begin{pmatrix} \cos\vartheta \\ \sin\vartheta \end{pmatrix}, \underline{\vec{E}}_2 = e^{-j\frac{\delta}{2}} \begin{pmatrix} -\sin\vartheta \\ \cos\vartheta \end{pmatrix} \\ \underline{\mathbf{J}}_{\text{ret}} &= \mathbf{M}_{\text{rot}}^{-1}(\vartheta) \begin{bmatrix} e^{j\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \mathbf{M}_{\text{rot}}(\vartheta) \\ &= \begin{bmatrix} \cos\frac{\delta}{2} + j\cos 2\vartheta \sin\frac{\delta}{2} & j\sin 2\vartheta \sin\frac{\delta}{2} \\ j\sin 2\vartheta \sin\frac{\delta}{2} & \cos\frac{\delta}{2} - j\cos 2\vartheta \sin\frac{\delta}{2} \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (1.16)$$

Der Spezialfall eines linearen Retarders mit Erhebungswinkel der Eigenmoden von $\vartheta = \pi/4$ wird **Modenkonverter** genannt. In diesem Fall vereinfacht sich die Jonesmatrix zu

$$\underline{\mathbf{J}}_{MC} = \begin{bmatrix} \cos\frac{\delta}{2} & j\sin\frac{\delta}{2} \\ j\sin\frac{\delta}{2} & \cos\frac{\delta}{2} \end{bmatrix}\quad (1.17)$$

Es gibt auch Medien, deren Eigenmoden nicht in der linearen Ebene liegen. Diese weisen auch zirkuläre Doppelbrechung auf. Die dabei durch das Medium verursachte Polarisationsumwandlung kann ebenfalls durch Multiplikation des Jonesvektors mit einer komplexen Jonesmatrix $\underline{\mathbf{J}}$ dargestellt werden. Allgemein gilt:

$$\underline{\vec{E}}_B = \underline{\mathbf{J}} \cdot \underline{\vec{E}}_A, \quad \underline{\mathbf{J}}^{-1} = \underline{\mathbf{J}}^* \quad (1.18)$$

Die Jonesmatrix des Phasenschiebers ist unitär, d.h. die Inverse ist gleich der hermiteschen konjugierten Matrix. Diese Eigenschaft gilt für die Jonesmatrizen aller verlustlosen Retarder.

1.2.5.2 Müllermatrix

Wie bei Jonesvektoren durch die Jonesmatrix kann auch bei Stokesvektoren die Polarisationsumwandlung der doppelbrechenden Medien durch Multiplikation mit einer Matrix, der **Müllermatrix** $\mathbf{M}$, berechnet werden. Bei verlustfreien Bauelementen werden normierte Stokesvektoren und die **Müller-Untermatrix** $\mathbf{G}$ verwendet:

$$\vec{S}'_B = \mathbf{M} \cdot \vec{S}'_A, \quad \mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & G_{11} & G_{12} & G_{13} \\ 0 & G_{21} & G_{22} & G_{23} \\ 0 & G_{31} & G_{32} & G_{33} \end{bmatrix}, \quad (1.19)$$

$$\vec{S}_B = \mathbf{G} \cdot \vec{S}_A, \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} G_{11} & G_{12} & G_{13} \\ G_{21} & G_{22} & G_{23} \\ G_{31} & G_{32} & G_{33} \end{bmatrix}.$$

Auch hier gilt natürlich, dass eine Ausbreitung in einem der Eigenmoden des Mediums die Polarisation nicht ändert. Der schnelle Eigenmodus eines linearen Retarders besitzt den Stokesvektor $[\cos(2\vartheta) \sin(2\vartheta) 0]^T$. Der Stokesvektor der Eingangspolarisation erfährt eine Drehung um diesen Vektor. Der Drehwinkel entspricht gerade dem Phasenunterschied δ zwischen schnellem und langsamem Eigenmodus. Die Müller-Untermatrix $\mathbf{G}$ für lineare Retarder lautet [9]:

$$\mathbf{G} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1 + \cos 4\vartheta) + (1 - \cos 4\vartheta) \cos \delta & \sin 4\vartheta (1 - \cos \delta) & 2 \sin 2\vartheta \sin \delta \\ \sin 4\vartheta (1 - \cos \delta) & (1 - \cos 4\vartheta) + (1 + \cos 4\vartheta) \cos \delta & -2 \cos 2\vartheta \sin \delta \\ -2 \sin 2\vartheta \sin \delta & 2 \cos 2\vartheta \sin \delta & 2 \cos \delta \end{bmatrix} \quad (1.20)$$

Äquivalent zu den Jonesmatrizen gibt es hier ebenfalls die Sonderfälle eines Phasenschiebers ($\vartheta = 0$) und eines Modenkonverters ($\vartheta = \pi/4$):

$$\mathbf{G}_{PS} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta & -\sin \delta \\ 0 & \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G}_{MC} = \begin{bmatrix} \cos \delta & 0 & \sin \delta \\ 0 & 1 & -0 \\ -\sin \delta & 0 & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (1.21)$$

Im Sonderfall eines Phasenunterschieds von $\delta = \pi/2$ spricht man von einer **Viertelwellenplatte**. Die Müller-Untermatrix $\mathbf{G}$ aus Formel (1.20) vereinfacht sich zu

$$\mathbf{G}_{QWP} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1 + \cos 4\vartheta) & \sin 4\vartheta & 2 \sin 2\vartheta \\ \sin 4\vartheta & (1 - \cos 4\vartheta) & -2 \cos 2\vartheta \\ -2 \sin 2\vartheta & 2 \cos 2\vartheta & 0 \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

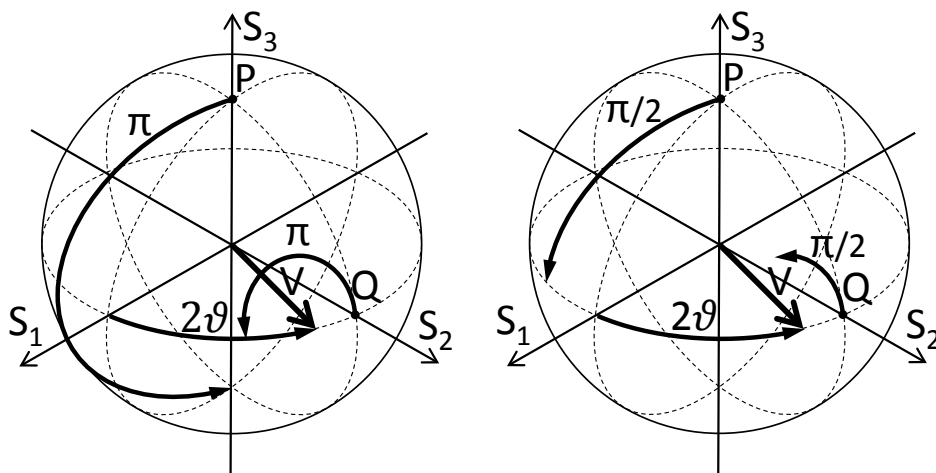


Abbildung 3: Polarisationstransformation einer Halbwellenplatte (links) und einer Viertelwellenplatte (rechts)

Zirkulare Polarisation wird dabei auf den Äquator der Poincarékugel (lineare Polarisation) transformiert, lineare Polarisation bekommt einen zirkularen Anteil dazu, der abhängig von dessen Winkel zum schnellen Eigenmodus der Viertelwellenplatte ist, siehe Abbildung 3, rechts.

Beträgt der Phasenunterschied δ gerade π , spricht man von einer **Halbwellenplatte**. Die Müller-Untermatrix einer Halbwellenplatte lautet

$$\mathbf{G}_{HWP} = \begin{bmatrix} \cos 4\vartheta & \sin 4\vartheta & 0 \\ \sin 4\vartheta & -\cos 4\vartheta & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

Bei der Polarisationstransformation mit einer Halbwellenplatte wird der zirkulare Anteil invertiert. Aus rechtszirkularer Polarisation wird linkszirkulare, und umgekehrt. Lineare Polarisation bleibt linear, siehe Abbildung 3, links.

Anwendung in der optischen Nachrichtentechnik finden rotierende Viertel- und Halbwellenplatten unter anderem bei der Polarisationsverwürflung.

1.2.6 Polarisatoren

In Kapitel 1.2.5 wurde der Fall betrachtet, dass das Medium anisotrop bezüglich der Phasenkonstante ist. Im Folgenden wird die Polarisationsabhängigkeit bezüglich der Dämpfungskonstante α betrachtet. Diese Medien heißen partielle Polarisatoren. Ein Eigenmodus wird unverändert geführt, ein anderer gedämpft. Auch diese Transformation kann mit einer Jonesmatrix dargestellt werden, sie ist aber nicht mehr unitär. Bei Übereinstimmung der Hauptachsen mit der x- und y-Achse gilt wieder:

$$\underline{\mathbf{J}} = [\underline{\mathbf{E}}_1 \quad \underline{\mathbf{E}}_2] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-\alpha} \end{bmatrix}, \quad \underline{\mathbf{E}}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \underline{\mathbf{E}}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-\alpha} \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

Wie für linearen Retarder kann auch dieser Fall auf einen linearen, partiellen Polarisator erweitert werden:

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{E}}_1 &= \begin{pmatrix} \cos \vartheta \\ \sin \vartheta \end{pmatrix}, \quad \underline{\mathbf{E}}_2 = e^{-\alpha} \begin{pmatrix} -\sin \vartheta \\ \cos \vartheta \end{pmatrix} \\ \underline{\mathbf{J}}_{\text{pol}} &= \mathbf{M}_{\text{rot}}^{-1}(\vartheta) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-\alpha} \end{bmatrix} \mathbf{M}_{\text{rot}}(\vartheta) \\ &= \begin{bmatrix} e^{-\alpha} \sin^2 \vartheta + \cos^2 \vartheta & -e^{-\alpha} \sin \vartheta \cos \vartheta + \sin \vartheta \cos \vartheta \\ -e^{-\alpha} \sin \vartheta \cos \vartheta + \sin \vartheta \cos \vartheta & e^{-\alpha} \cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.25)$$

Ohne Dämpfung ($\alpha \rightarrow 0$) entspricht die Jonesmatrix $\underline{\mathbf{J}}_{\text{pol}}$ wieder der Einheitsmatrix. Im Fall unendlich hoher Dämpfung ($\alpha \rightarrow \infty$) wird der gedämpfte Eigenmodus vollständig unterdrückt. Man spricht dann von einem linearen, idealen Polarisator. Seine Jonesmatrix lautet

$$\mathbf{J}_{\text{pol,ideal}} = \begin{bmatrix} \cos^2\vartheta & \sin\vartheta\cos\vartheta \\ \sin\vartheta\cos\vartheta & \sin^2\vartheta \end{bmatrix}. \quad (1.26)$$

Beim idealen Polarisator entspricht die Feldstärkeamplitude der Welle am Ausgang dem (im Allgemeinen komplexen) Skalarprodukt aus eingehender Welle und Eigenmodus des Polarisators. Die Polarisation entspricht der des geführten Eigenmodus. Bei horizontal polarisierter Eingangswelle etwa ergibt sich damit die Ausgangswelle auch aus

$$\vec{E}_{\text{out}} = \vec{E}_{\text{pol}} \cdot \vec{E}_{\text{pol}}^H \cdot \vec{E}_{\text{in}} = \begin{pmatrix} \cos\vartheta \\ \sin\vartheta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\vartheta \\ \sin\vartheta \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2\vartheta \\ \sin\vartheta\cos\vartheta \end{pmatrix}. \quad (1.27)$$

Die Jonesmatrizen für den idealen und partiellen linearen Polarisator lassen sich daher auch ohne Umweg über die beiden Drehmatrizen direkt aus den Eigenmoden aufstellen:

$$\mathbf{J}_{\text{pol,ideal}} = \vec{E}_{\text{pol1}} \cdot \vec{E}_{\text{pol1}}^H, \quad \mathbf{J}_{\text{pol}} = \vec{E}_{\text{pol1}} \cdot \vec{E}_{\text{pol1}}^H + e^{-\alpha} \cdot \vec{E}_{\text{pol2}} \cdot \vec{E}_{\text{pol2}}^H \quad (1.28)$$

Aus Gleichung (1.27) lässt sich eine ähnliche Darstellung für den Stokesvektor am Ausgang eines idealen Polarisators finden,

$$\vec{S}_{\text{out}} = \frac{1}{2} \vec{S}_{\text{pol}} \cdot \vec{S}_{\text{pol}}^T \cdot \vec{S}_{\text{in}}, \quad (1.29)$$

aus der die Müllermatrix für ideale, lineare Polarisatoren aufgestellt werden kann:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \vec{S}_{\text{pol}} \vec{S}_{\text{pol}}^T = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\vartheta & \sin 2\vartheta & 0 \\ \cos 2\vartheta & \cos^2 2\vartheta & \cos 2\vartheta \sin 2\vartheta & 0 \\ \sin 2\vartheta & \cos 2\vartheta \sin 2\vartheta & \sin^2 2\vartheta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{S}_{\text{pol}} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\vartheta \\ \sin 2\vartheta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

Unter anderem wegen der fehlenden Phaseninformation können die Stokesvektoren zweier Teilwellen nicht einfach addiert werden. Daher kann die Müllermatrix für einen partiellen, linearen Polarisator nicht wie die Jonesmatrix aus der Überlagerung zweier idealer Polarisatoren gewonnen werden. In Kapitel 3.3.1 wird für einen Spezialfall eines linearen, partiellen Polarisators die Müllermatrix durch Umrechnung aus der Jonesmatrix aufgestellt [9].

Es gibt auch Polarisatoren mit zirkularen Eigenmoden. Sie werden zwar eingesetzt, z.B. bei Polarisationsfilterbrillen zum Betrachten stereoskopischer Fernsehbilder, haben aber in der Nachrichtentechnik kaum Bedeutung.

1.2.7 Polarisationsstrahlteiler

In optischen Strahlteilern werden die Eigenmoden des Bauelements an getrennte Ausgänge geführt. Für jeden Ausgang kann die Welle wie bei einem idealen Polarisator berechnet werden. Bei Berechnung mit Jonesvektoren ist die Summe der Wellen an den beiden

Ausgängen gleich der Eingangswelle. Bei Berechnung mit Stokesvektoren ist dies wegen der fehlenden Phaseninformation nicht der Fall.

1.3 Grundlagen der Polarisationsregelung

1.3.1 Prinzipielle Ansätze

Ein Polarisationsregler soll unerwünschte Polarisationsänderungen rückgängig machen und das Lichtsignal auf einen definierten Zielpolarisationszustand stabilisieren. Jede beliebige Polarisationsänderung kann durch einen oder mehrere lineare Retarder erreicht werden [13]. Die unerwünschten Polarisationsänderungen und ihre Kompensation lassen sich daher immer durch lineare Retarder modellieren. Alle anderen unerwünschten Effekte des Übertragungskanal, z.B. polarisationsabhängige Dämpfung werden dabei zunächst vernachlässigt.

Für einen Polarisationsregler gibt es viele Lösungsansätze, die hinsichtlich der Regleraufbauten, der Polarisationstransformatoren und der Regelalgorithmen unterschieden werden können. Im Aufbau kann man zwei grundsätzliche Typen von Polarisationsreglern unterscheiden: Regler mit Messung des Polarisationszustands und Regler mit skalarem Regelsignal (Messung des Polarisationsfehlers).

1.3.1.1 Polarisationsregler mit Polarimeter

Diese messen die drei Stokesparameter des Signals. Bei einer Charakterisierung des Polarisationstransformators lassen sich zu jedem Eingangsstokesvektor Steuerwerte abspeichern, die die gemessene Polarisation in eine festgelegte Zielpolarisation transformieren. Nachteilig ist, dass das Messen der Polarisation aufwendig ist. Solche Systeme wurden beispielsweise in [14] eingesetzt.

1.3.1.2 Polarisationsregler mit skalarem Rückkopplungssignal

Im Gegensatz zu Polarimetern liefern einfache Fehlersignaldetektoren ein skalares Rückkopplungssignal an den Polarisationsregler. Ihr Ausgabewert ist beispielsweise eine Spannung, die stetig mit der Polarisationsfehlstellung fällt oder steigt. Dieses Fehlersignal kann unter anderem durch Detektion der Leistung einer Kreuzpolarisation, eines Pilottons oder einer Signalinterferenz gewonnen werden. Der Regler moduliert die Steuerwerte des Polarisationstransformators und ändert den Arbeitspunkt in Richtung des negativen Fehlersignalgradienten. Das globale Fehlersignalminimum muss im Punkt optimaler Polarisationsanpassung liegen. Lokale Fehlersignalminima darf es nicht geben.

Eine möglichst kurze Zeitdauer zwischen Polarisations- und Fehlersignaländerung ist notwendig, um schnell regeln zu können. Gleichzeitig wird ein sehr genaues und rauscharmes Fehlersignal für eine hohe Regelgenauigkeit benötigt. In dieser Arbeit wurden für die Regelung von einfach polarisierten Signalen und von Polarisationsmultiplex-Signalen zwei elementare Detektorvarianten aufgebaut, die in den Kapiteln 2 und 3 beschrieben werden.

1.3.2 Polarisationstransformatoren

Die Art des Polarisationstransformators hat ebenfalls großen Einfluss auf die Charakteristik des Reglers. Möglich sind beispielsweise Retarder mit

- a) fester Verzögerung und variabler Orientierung (z.B. endlos rotierende, faseroptische Wellenplatten),
- b) variabler Verzögerung und fester Orientierung (z.B. Faserquetscher),
- c) variabler Verzögerung und variabler Orientierung (z.B. Soleil-Babinet-Kompensator).

Alle mechanischen Systeme sind wegen der langsamen Reaktionszeiten und möglicher Materialermüdung für schnelle Polarisationsregler nur bedingt geeignet. Stattdessen wird in dieser Arbeit ein elektrooptischer Polarisationstransformator verwendet (siehe Kapitel 1.4.1), der sich in Variante c) ansteuern lässt.

1.3.3 Polarisationsregelstrategien

Mit Polarimeter arbeitet die Polarisationsregelung strenggenommen nicht wie ein Regler aus regelungstechnischer Sicht, denn es fehlt die Rückkopplung der Stellgröße zurück zur Eingangsgröße. Durch Rückkopplung der Stellgrößen über Polarisationstransformator und Messsignal entsteht bei den Polarisationsreglertypen mit skalarem Fehlersignal ein geschlossener Regelkreis. Das regelungstechnische Modell entspricht einem Integralregler.

Alle drei Retardervarianten sind für Polarisationsregelsysteme geeignet, unterliegen jedoch immer einer Einschränkung [13]: Bei einem einfachen Gradientenregelalgorithmus kann der Regler in Zustände geraten, in denen entweder

- kleine Polarisationsänderungen sehr große Spannungsänderungen benötigen, oder
- die Modulationsbewegungen aller Retarder orthogonal zur Richtung der Polarisationsabweichung sind.

Beide Zustände führen zu Aussetzern in der Polarisationsnachführung. Ein wesentlicher Bestandteil eines tauglichen Regelalgorithmus ist daher die Feststellung oder Vermeidung dieser Zustände.

Eine weitere Gefahr lauert in der Begrenztheit der Steuerspannungen: Während die Polarisation sich endlos um die Poincarékugel bewegen kann, sind die Steuerspannungen auf einen endlichen Arbeitsbereich begrenzt. Stößt der Regler bei der Nachführung an die Bereichsgrenze, ist ein Rücksetzen der Spannungen erforderlich. Bei einer geeigneten Rücksetzstrategie kann der Regler die Steuerspannungen zurücksetzen, ohne dass die Zielpolarisation verlassen wird [15].

1.3.4 Anforderungen an die Polarisationsregelung

1.3.4.1 Genauigkeit

Wird die Regelung zum Trennen zweier im Polarisationsmultiplex übertragener Kanäle verwendet, so führen Polarisationsabweichungen zu einer Verringerung des optischen Signal-

Rausch-Verhältnisses (Optical Signal-to-Noise Ratio, OSNR) im Empfänger und damit zu einer Verschlechterung der Empfangsqualität. Die Einbuße des OSNR durch Polarisationsabweichungen hängt vom Modulationsformat, dem Symbolversatz zwischen den Kanälen und der Empfängerstruktur ab [16].

1.3.4.2 Zuverlässigkeit

Der Regler muss einer Polarisationsstrajektorie folgen können, auch wenn sie sich viele Male um die Poincarékugel bewegt („Endlosigkeit der Regelung“). Bei der Datenübertragung werden zwar Fehlerkorrekturverfahren (z.B. FEC, Forward Error Correction) eingesetzt, die einzelne Übertragungsfehler korrigieren können. Da die Regelzeitkonstante (mindestens 1 μ s) um viele Größenordnungen größer ist als die Symboldauer bei typischen Datenraten, führen bereits kurze Regelunterbrechungen zu Fehlerbüscheln, die nicht korrigiert werden können. Die Polarisationsnachführung darf daher nie z.B. zum Rücksetzen der Steuerspannungen ausgesetzt werden („Unterbrechungsfreiheit der Regelung“).

1.3.4.3 Geschwindigkeit

Die Polarisationsänderungen während der Übertragung werden hauptsächlich durch Änderungen der Druckverhältnisse in der Faser hervorgerufen. Hauptursache für Druckänderungen sind wiederum entweder Temperaturänderungen oder Bewegung der Faser durch Handhabungen oder Vibrationen. Polarisationsänderungen durch Temperaturänderungen sind langsam [17], können aber sehr groß sein. Durch Hantieren mit der Faser lassen sich große Polarisationsänderungen innerhalb von 100 ms erzeugen [18]. Durch Fallversuche einer Stahlkugel auf eine Spule mit dispersionskompensierender Faser (DCF) wurden Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten von bis zu 471 krad/s gemessen [19].

1.3.5 Stand der Technik

Die Nützlichkeit von optischem Polarisationsdemultiplex von PDM-RZ-DQPSK in Kombination mit Direktempfängern wird in vielen jüngeren Publikationen verdeutlicht [20] [21] [22] [23] [24] [25] [26]. Dabei werden meist langsame oder manuelle Polarisationsregelungen verwendet [22] [23] [24] [25]. Diese genügen jedoch nicht den Anforderungen an einen Einsatz in einer realen Übertragungsstrecke.

Mit einer Nachregelgeschwindigkeit von $\sim 0,1$ rad/s wurde bereits 1988 die erste endlose Polarisationsregelung demonstriert [15]. Zweieinhalb Jahrzehnte später wurden mit der in dieser Arbeit entwickelten Polarisationsregelung endlose Änderungen von 140 krad/s nachgeregelt [27]. Schon in den Jahren der Entwicklung war dieses Regelsystem dem übrigen Stand der Technik weit überlegen [28] [29] [30] [31] [32] [33] [34] [35] [36] [37] [38] [39] [40] [41] [42] [43] [44] [45]. Es gab zwar einige Publikationen mit Nachregelgeschwindigkeiten im krad/s-Bereich, der wichtige Aspekt der Endlosigkeit der Regelung wird jedoch bei keiner anderen Regelung demonstriert. Zwei dieser Publikationen werden im Folgenden näher erläutert.

Bereits 1992 wurde eine Polarisationsänderungsgeschwindigkeit von 4,9 krad/s veröffentlicht [46]. Messergebnisse des Regelexperiments wurden nur über 20 ms gezeigt, während der die Eingangspolarisation offensichtlich immer periodisch auf derselben Bahn verlief. Damit ist weder gezeigt, ob der Regler alle Polarisationszustände ausregeln noch ob er einer beliebigen Eingangspolarisationstrajektorie endlos folgen kann.

Ein anderes Polarisationsregelsystem mit Polarimeter regelte 2010 12,6 krad/s nach [14], jedoch ebenfalls nur auf einer begrenzten Polarisationsstrajektorie. Gemessen wurde nur die Standardabweichung von der Zielpolarisation, nicht aber die maximalen Polarisationsfehler.

Bei einer Analyse anderer bereits kommerziell erhältlicher Polarisationsregler zeigten sich noch weitaus niedrigere Nachregelgeschwindigkeiten [18].

1.3.6 Bauelementcharakterisierung

Da die zur Polarisationstransformation verwendeten Lithiumniobatbauelemente leicht unterschiedliche elektrooptische Eigenschaften aufweisen, muss jedes Element einzeln charakterisiert werden. Dabei wird ein mathematisches Modell gebildet, das die Polarisationstransformationen abhängig von den angelegten Steuerspannungen beschreibt [47] [48].

1.4 Systemaufbau

1.4.1 Elektrooptischer Polarisationstransformator

Die ersten Polarisationsregelsysteme wurden noch mit Faserquetschern aufgebaut [15]. Diese verursachen durch mechanischen Druck auf die Faser eine Doppelbrechung im Wellenleiter. Nachteile dieser Bauelemente sind die Trägheit und die Materialermüdung durch die mechanische Beanspruchung. Um eine schnelle Regelung zu ermöglichen, werden außerdem Polarisationstransformatoren mit möglichst kurzer Einschwingzeit benötigt. Elektrooptische Bauelemente, die sich den elektrooptischen Effekt im LiNbO_3 -Kristall zunutze machen, bieten eine Einschwingzeit von unter 10 Nanosekunden und sind damit ideal für schnelle Polarisationsregler. Beim elektrooptischen Effekt hängt die Doppelbrechung des Kristalls von einem angelegten elektrischen Feld ab.

Elektrooptische Retarder nach dem in Abbildung 4 (links) im Querschnitt dargestellten Prinzip wurden 1985 von Suwat Thaniyavarn vorgestellt [49] [50]. In den in X-Richtung geschnittenen LiNbO_3 -Kristall ist ein Wellenleiter aus Titan eindiffundiert, welcher einen TE- und einen TM-Modus führen kann. Die Wellenausbreitung erfolgt in Z-Richtung, der Richtung des außerordentlichen Brechungsindex n_e des Kristalls. Die TE- und TM-Moden werden daher (fast) nahezu gleich mit dem ordentlichen Brechungsindex n_o geführt. Eine verbleibende geringe Doppelbrechung des Wellenleiters ist den geometrischen Bedingungen geschuldet.

Auf der Oberfläche des Kristalls befinden sich entlang des Wellenleiters drei Gold-Elektroden, die symmetrisch zum Leiterkern angeordnet sind, siehe Abbildung 4 (links). Durch Anlegen der Spannungen V_H und V_V lässt sich ein horizontales oder vertikales elektrostatisches Feld im Wellenleiter erzeugen, siehe Abbildung 5.

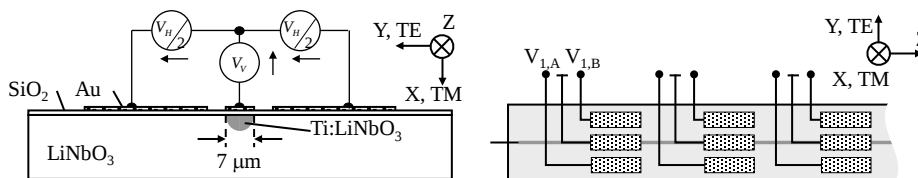


Abbildung 4: Aufbau eines mehrstufigen elektrooptischen Polarisationstransformators

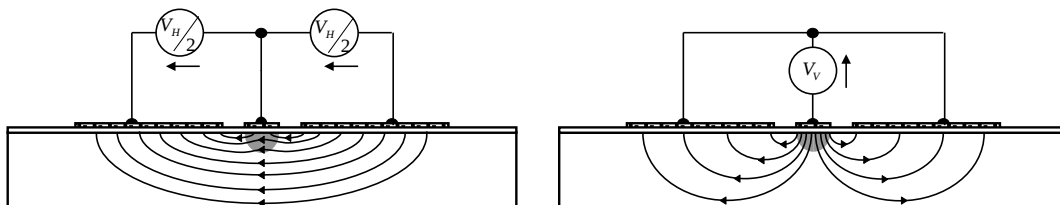


Abbildung 5: Einfluss der Steuerspannungen auf das elektrische Feld im Wellenleiter. Links: Horizontales elektrostatisches Feld. Rechts: Vertikales elektrostatisches Feld.

Die beiden orthogonalen Felder verändern die wirksame Brechzahl zweier Eigenmoden und verursachen damit einen Laufzeitunterschied zwischen unterschiedlich polarisierten Lichtwellen. Durch Kombination beider Spannungen lässt sich die Lage des schnellen Eigenmodus frei in der x-y-Ebene drehen. Damit entsteht ein linearer Retarder mit einstellbarer Lage der Eigenmoden und variabler Verzögerung, ein sogenannter Soleil-Babinet Kompensator.

Wenn die Leistungsverluste vernachlässigt werden, lassen sich die Polarisationsänderungen durch eine Müller-Untermatrix beschreiben, die eine reine Drehmatrix ist, siehe Formel (1.20). Die Lage der Drehachse wird maßgeblich durch die Ausrichtung des überlagerten elektrischen Feldes festgelegt. Sie liegt näherungsweise in der linearen Ebene. Für den Erhebungswinkel ϑ gilt näherungsweise [51]:

$$\tan(2\vartheta) \sim \frac{E_x}{E_y} \quad (1.31)$$

Der Laufzeitunterschied δ zwischen den Eigenmoden wird durch den Betrag des elektrischen Feldes bestimmt, so dass nahezu gilt:

$$\delta \sim \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \quad (1.32)$$

Die genauen Abhängigkeiten zwischen den Steuerspannungen und der Polarisationsdrehung werden bei der Charakterisierung jedes Bauelementes ermittelt. Im Versuchsaufbau wird die mittlere der Elektroden geerdet, die äußeren Elektroden liegen auf den Spannungen V_A und V_B siehe Abbildung 4. Dadurch bewirkt die Änderung nur einer Steuerspannung immer sowohl eine Änderung des horizontalen als auch des vertikalen elektrischen Feldes. Es gilt:

$$V_H = V_B - V_A \quad \text{und} \quad V_V = \frac{V_A + V_B}{2} \quad (1.33)$$

Abbildung 6 zeigt den kommerziellen Polarisationstransformator, mit dem die Regelversuche durchgeführt worden sind. In diesem Bauelement der Firma EOSPACE sind acht Lithium-Niobat-Retarder in Reihe kaskadiert. Jede der Stufen hat drei Eingänge (A, B und C) für die drei Elektroden des integrierten Lithium-Niobat Chips.



Abbildung 6: Kommerzieller mehrstufiger elektrooptischer Polarisationstransformator [52]

1.4.2 Reglerhauptplatine

Abbildung 7 zeigt ein Foto der Reglerhauptplatine. Über den Detektor-Steckplatz wird dem Regler ein analoges Regelsignal zugeführt. Dieses wird mit Hilfe des Analog-Digital-Umsetzers eingelesen und im FPGA (programmierbarer Logikbaustein, Field Programmable Gate Array) weiterverarbeitet. Dort ist auch der Regelalgorithmus implementiert, der die Steuergrößen moduliert, das Regelsignal analysiert und den Regelzustand entsprechend ändert. Die neuen Steuergrößen werden über 16 Digital-Analog-Umsetzer ausgegeben und elektrisch verstärkt. Die Ausgänge der Verstärker sind an jeweils eine der Steuerelektroden des Lithiumniobatbauelements angeschlossen. Alle erforderlichen Spannungen werden über Spannungswandler auf der Platine erzeugt, so dass die Platine selbst nur mit +5 Volt versorgt werden muss. Die Leistungsaufnahme an der Versorgungsspannung beträgt während der Regelung etwa 5 Watt.

1.4.2.1 Kommunikationsschnittstellen

Um die Baugröße der Platine so gering wie möglich zu halten, wurden alle Schnittstellen auf eine einzige, 40-polige Steckverbindung gelegt. Über die Schnittstellen kann die Platine mit Strom versorgt, der Regler gesteuert, der FPGA programmiert, Kontrollvariablen abgefragt oder Daten visuell ausgegeben werden. Abhängig von der der Konfiguration des FPGA lassen sich dafür neben einzelnen Steuer- und Kontrollleitungen die folgenden Kommunikationsschnittstellen nutzen: Parallelport, SPI, UART und USB. Visuelle Ausgaben erfolgen über einen angeschlossenen VGA-Bildschirm (Auflösung 640x480 Punkte) oder ein LC-Display (alphanumerisch, 2x16 Zeichen).

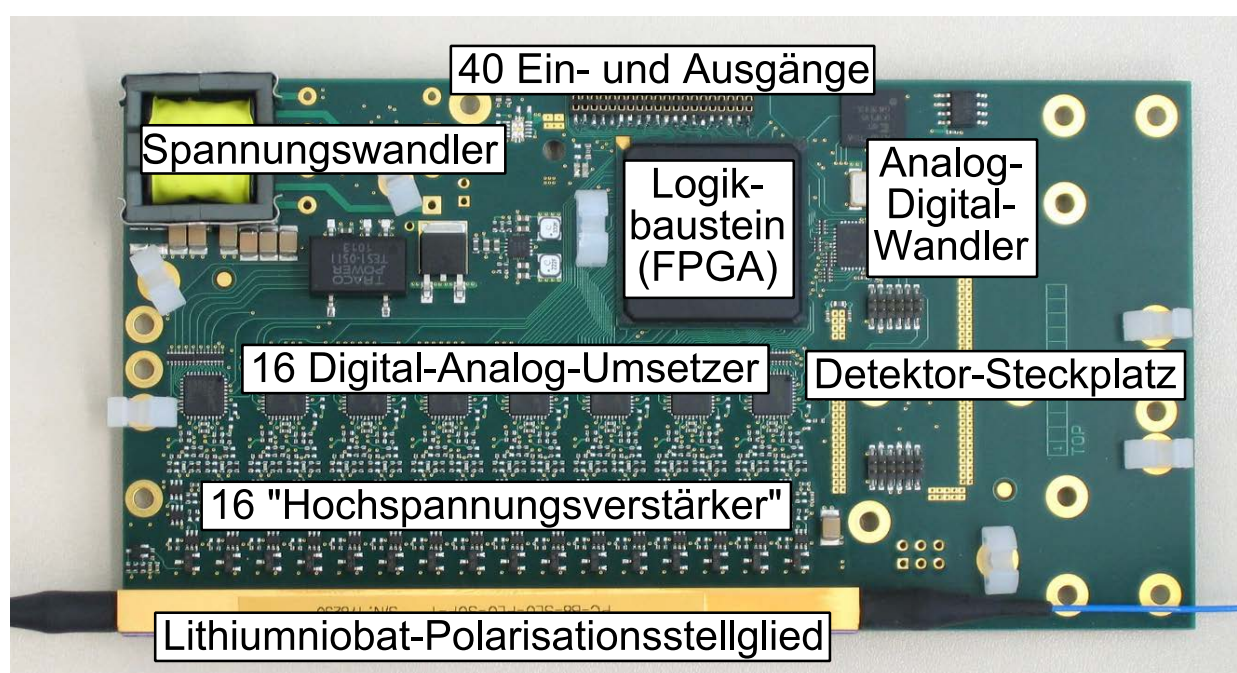


Abbildung 7: Fertig bestückte Reglerhauptplatine

2 Polarisationsstabilisierung mit Intensitätsdetektion

Bei einfach polarisierten Signalen, z.B. einem einzelnen Polarisationskanal, ändert sich die Leistung und die Polarisation auch bei einer aufgeprägten Phasenmodulation nicht. Diese Signale können durch Detektion und Unterdrückung ihrer Kreuzpolarisation stabilisiert werden. Dazu wird das Signal hinter dem Polarisationstransformator durch einen Polarisationsstrahlteiler (siehe Kapitel 1.2.7) geleitet und die optische Leistung am nicht genutzten Ausgang des Strahlteilers durch den Regler minimiert, siehe Abbildung 8. Unter der Annahme, dass der genutzte Ausgang des Strahlteilers $\vec{S}_{PBS1}$ und das Sendesignal $\vec{S}_{IN}$ horizontal polarisiert sind, muss der Regler mit Hilfe der linearen Retarder des Polarisationsstellglieds (Müllermatrix $\mathbf{M}_K$) gerade die unerwünschten Polarisationsänderungen ($\mathbf{M}_S$) kompensieren. Dann folgt aus (Formel (1.28)) für das Ausgangssignal:

$$\vec{S}_{OUT} = \mathbf{M}_{PBS1} \cdot \mathbf{M}_K \cdot \mathbf{M}_S \cdot \vec{S}_{IN}$$

$$\text{mit } \mathbf{M}_{PBS1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ und } \vec{S}_{PBS1} = \vec{S}_{IN} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Bei perfekter Kompensation gilt $\mathbf{M}_K = \mathbf{M}_S^{-1}$ und das Ausgangssignal ist gleich dem Sendesignal ($\vec{S}_{OUT} = \vec{S}_{IN}$). Dann tritt die gesamte Sendeleistung stabilisiert am Strahlteiler- ausgang aus. Die Kompensationsmatrix $\mathbf{M}_K$ darf aber auch noch zusätzliche Anteile besitzen, solange $\mathbf{M}_K$ die betrachtete Eingangspolarisation $\mathbf{M}_S \cdot \vec{S}_{IN}$ in die gewünschte Ausgangspolarisation $\vec{S}_{OUT}$ transformiert.

In allen anderen Fällen tritt auch am nicht genutzten Strahlteiler- ausgang abhängig vom Polarisationsfehler Licht aus. Die Lichtintensität an diesem Ausgang eignet sich gut als Fehlersignal für den Regler, wie im folgenden Kapitel gezeigt wird.

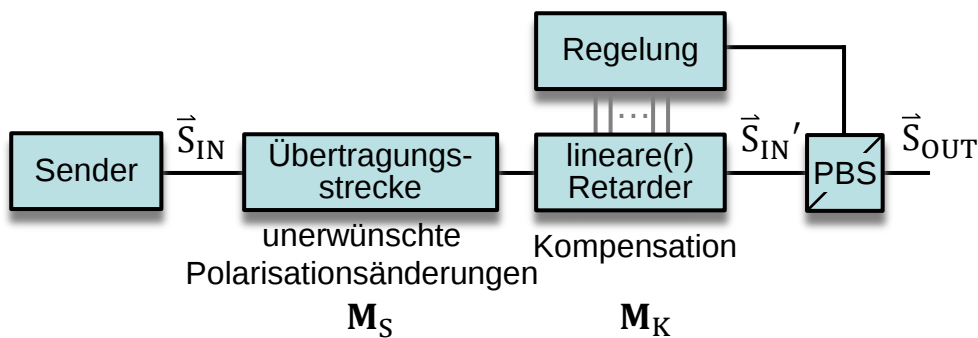


Abbildung 8: Stabilisierung eines (einfach) polarisierten Signals

2.1 Intensitätsdetektoren

Die optische Leistung P am unterdrückten Ausgang (vertikale Polarisation) $\vec{S}_{OUT}$ des Polarisationsstrahlteilers ist abhängig von der Polarisation des Signals $\vec{S}_{IN}'$ vor dem Strahlteiler:

$$P = P(\mathbf{M}_{PBS2} \cdot \vec{S}_{IN}') = \frac{1}{2}(S_{0,IN}' - S_{1,IN}'),$$

$$\text{mit } \mathbf{M}_{PBS2} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ und } \vec{S}_{IN}' = \begin{pmatrix} S_{0,IN}' \\ S_{1,IN}' \\ S_{2,IN}' \\ S_{3,IN}' \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Bei vertikaler Eingangspolarisation ($S_{1,IN}' = -S_{0,IN}'$) tritt die Lichtleistung vollständig am detektierten Ausgang aus, bei horizontaler Eingangspolarisation ($S_{1,IN}' = S_{0,IN}'$) wird sie vollständig unterdrückt. Die Leistung in der Komponente $S_{1,IN}'$ hängt dabei nur vom Winkelabstand E der Polarisation auf der Poincarékugel vom Punkt horizontaler (oder vertikaler) Polarisation, im Folgenden „Polarisationsfehler“ genannt, ab:

$$S_{1,IN}' = S_{0,IN}' \cdot \cos(E) \quad (2.3)$$

Damit ist die normierte Lichtleistung am detektierten Strahlteiler Ausgang eine Funktion des Polarisationsfehlers E :

$$\tilde{P}(E) = \frac{P(E)}{S_{0,IN}'} = \frac{1}{2}(1 - \cos(E)) = \sin^2\left(\frac{E}{2}\right) \quad (2.4)$$

Für den normalen Regelbetrieb, bei dem der Polarisationsfehler E sehr klein ist, gilt deshalb in guter Näherung der direkte Zusammenhang:

$$\tilde{P}(E) \cong \frac{1}{4}E^2 \quad (2.5)$$

Die optische Leistung $P(E)$ am unterdrückten Strahlteiler Ausgang wird mit einer Photodiode (JDSU EPM 635-75) detektiert. Die rechte Seite der Abbildung 9 zeigt eine Intensitätsdetektorplatine mit rückseitig eingelöteter Photodiode. Ihr Photostrom verläuft bis zu einer Lichtleistung von etwa +10 dBm zu dieser linear [53].

Mit Hilfe von vier Operationsverstärkern wird der Photostrom in ein differentielles Spannungspaar überführt. Die Verstärkung wurde so eingestellt, dass bei -10 dBm optischer Leistung gerade das Maximum des ADC-Eingangsbereichs auf der Hauptplatine (siehe Kapitel 1.4.2) erreicht wird. Der vom FPGA eingelesene ADC-Wert ist dabei ebenfalls linear

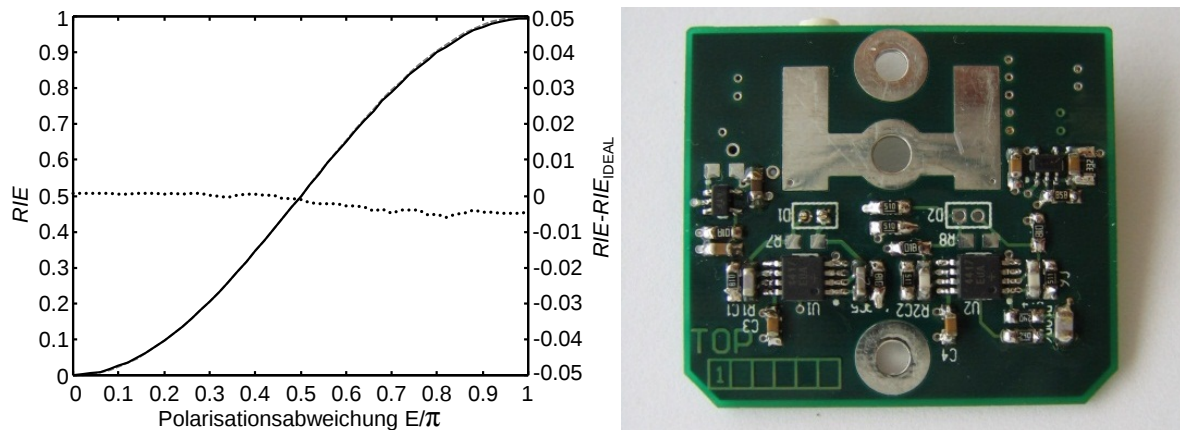


Abbildung 9: Links: Gemessene (schwarz) und ideale (grau gestrichelt dahinter, kaum erkennbar) Kennlinie des Intensitätsdetektors; Differenz zwischen idealer und gemessener Kennlinie (gepunktet). Rechts: Intensitätsdetektor als Aufsteckplatine, Photodiode auf der Unterseite.

zur optischen Leistung. Das detektierte und analysierte Fehlersignal ist daher die in Formel (2.4) aufgestellte Sinusquadrat-Funktion des Polarisationsfehlers.

Zur Überprüfung der sinusförmigen Detektorcharakteristik wurden mit dem Regler Kreise mit konstantem Abstand zum Punkt horizontaler Polarisation um die Poincarékugel gefahren. Die gemessenen Regelsignalwerte wurden über jeweils einen der Kreise gemittelt und auf den höchsten aufgetretenen Signalwert normiert. Das normierte Signal wird im Folgenden relativer Intensitätsfehler RIE (Relative Intensity Error) genannt. Die schwarze, durchgehende Kurve in Abbildung 9 (links) zeigt den Verlauf des relativen Intensitätsfehlers (linke Achse) bei Polarisationsabweichungen zwischen 0 und π . Die graue, gestrichelte Kurve dahinter (kaum erkennbar) zeigt die theoretische quadrierte Sinusfunktion $RIE = \sin^2(E/2)$. Gepunktet und in zehnfach vergrößertem Maßstab sind die Abweichungen zwischen gemessener und theoretischer Kennlinie dargestellt (rechte Achse). Vor allem im Bereich bis $E=\pi/2$ stimmt das gemessene Regelsignal sehr gut mit dem Ideal überein. Differenzen bei großen Polarisationsabweichungen werden zusätzlich durch das Messverfahren begünstigt, da sich Charakterisierungsungenauigkeiten und Intensitätsrauschen des Lasers bei großen Polarisationsabweichungen stärker auswirken.

2.2 Regelung mit Intensitätsdetektion

2.2.1 Modulation in Richtung des Optimums

Bei einer angenommenen Modulation der Polarisation in Richtung des Optimums misst der Regler eine Regelsignaldifferenz von

$$\Delta RIE(E) = RIE\left(E + \frac{\Delta M}{2}\right) - RIE\left(E - \frac{\Delta M}{2}\right) = \frac{1}{2} \cdot \Delta M \cdot E, \quad (2.6)$$

mit $RIE(E) \cong \frac{1}{4}E^2$

zwischen den beiden Modulationspunkten. Dabei sei ΔM die Modulationsamplitude in Radiant und E so klein, dass die Näherung aus Formel (2.5) verwendet werden kann. Der gesuchte Winkelabstand E zum Optimum ist dann gerade das Doppelte des Quotienten aus Regelsignaldifferenz und Modulationsamplitude:

$$E = 2 \frac{\Delta RIE(E)}{\Delta M} \quad (2.7)$$

Dies erklärt sich auch daraus, dass die Ableitung des Fehlersignals nach dem Polarisationsfehler

$$\frac{\partial RIE(E)}{\partial E} = \frac{1}{2} \cdot \sin(E) \cong \frac{1}{2} \cdot E \quad (2.8)$$

in der Nähe des Optimums gleich dem halben Polarisationsfehler ist.

2.2.2 Modulation in beliebige Richtungen

Im Allgemeinen erfolgt die Modulation nicht genau in Richtung des Optimums, sondern in einem beliebigen Winkel φ zum Pol. In diesem Fall wirken sich nur die Anteile des Modulationsschrittes in Richtung des Pols aus. Analog zu oben ermittelt der Regler dann eine Regelsignaldifferenz von

$$\Delta RIE(\varphi, E) = RIE\left(E + \cos\varphi \cdot \frac{\Delta M}{2}\right) - RIE\left(E - \cos\varphi \cdot \frac{\Delta M}{2}\right) = \frac{1}{2} \cdot \cos\varphi \cdot \Delta M \cdot E. \quad (2.9)$$

Die Funktion des Fehlersignals ist jetzt zweidimensional in einem Polarkoordinatensystem mit den Koordinaten φ und E . Der bei der Modulation ermittelte Gradient ist die Steigung dieser Funktion in Richtung der Modulation. Nach der Modulation kann der Regler diesen Anteil des Polarisationsfehlers ausgleichen.

Um ins Optimum zu gelangen, muss der Regler in diesem Fall noch weitere Modulationen durchführen. Mit jeder Modulation und dem anschließendem Gradientenschritt nähert sich der Regler der Zielpolarisation.

2.2.3 Maximale Polarisationsnachregelgeschwindigkeit

Bei einer Polarisationsabweichung von $E = \pi$ befindet sich der Regler im globalen Maximum auf der gegenüberliegenden Seite der Poincarékugel. Dort ist der Intensitätsgradient in alle Richtungen Null, obwohl der Polarisationsfehler maximal ist. Je größer die Polarisationsabweichung ist, desto größer ist auch der Fehler zwischen dem wahren und dem durch den Intensitätsgradienten ermittelten Polarisationsfehler, siehe Abbildung 10, links.

Bei einer Polarisationsabweichung von $E = \pm\pi/2$ dagegen ist der Gradient maximal. Dort wird mit dem Intensitätsdetektor eine Polarisationsabweichung von 1 rad detektiert. Dieser Wert ist gleichzeitig der maximale Weg, der mit diesem Detektor pro Regeliteration ausgeglichen werden kann. Bei einer Regeliterationszeit, von 1 μs kann beispielsweise so eine Nachregelgeschwindigkeit von 1 Mrad/s nicht überschritten werden. Der Fehler zwischen wahren und detektiertem Polarisationsfehler begrenzt daher unter anderem die erreichbare Nachregelgeschwindigkeit.

Anhand einer bekannten Funktion des Fehlersignals $RIE(E)$ lässt sich daher die maximal zulässige Polarisationsänderungsgeschwindigkeit bestimmen. Die Sprungweite des Reglers hängt von der Ableitung des RIE beim aktuellen Polarisationsfehler ab. Es soll möglichst bis zum Optimum gesprungen werden, aber nicht weiter. Für alle Polarisationsfehler muss daher gelten, dass der detektierte Polarisationsfehler E_D stets kleiner als der tatsächliche Polarisationsfehler E ist:

$$E_D = \frac{\partial RIE(E)}{\partial E} \leq E \quad \forall E, \quad \text{oder genauer:} \quad \max\left(\frac{\partial RIE(E)}{\partial E} \frac{1}{E}\right) = 1 \quad (2.10)$$

Der Faktor 1/2 aus Formel (2.7) wurde nicht berücksichtigt, um eine allgemeine Darstellung der Bedingung für beliebige Fehlerfunktionen zu erhalten. Die Berechnungen sind trotzdem auch in diesem Fall richtig, da im Folgenden das auf die obige Bedingung normierte Fehlersignal RIE_{NORM} verwendet wird:

$$RIE(E)_{\text{NORM}} = \frac{RIE(E)}{\max\left(\frac{\partial RIE(E)}{\partial E} \frac{1}{E}\right)} \quad (2.11)$$

Die Ableitung der normierten Fehlerfunktion ist die detektierte Polarisationsabweichung. Deren Maximum bestimmt die maximale Polarisationsänderung des Reglers pro Iteration:

$$\frac{\Delta E_{max}}{\text{Iteration}} = \max \left(\frac{\partial RIE_{NORM}(E)}{\partial E} \right) = \frac{\max \left(\frac{\partial RIE(E)}{\partial E} \right)}{\max \left(\frac{\partial RIE(E)}{\partial E} \frac{1}{\bar{E}} \right)} \quad (2.12)$$

Für die Berechnung der Regelgeschwindigkeitsgrenze müssen demnach die Maxima der Fehlerfunktionsableitung und des Quotienten aus Fehlerfunktionsableitung und Polarisationsfehler bekannt sein.

2.2.4 Polarisationsabweichungen

Die rechte Seite der Abbildung 10 zeigt den Verlauf des Polarisationsfehlers während der Regelung mit einem idealen Fehlersignal, das die wahre Polarisationsabweichung wiedergibt. Die Polarisationsänderung ΔP pro Iteration beträgt dabei 0,1 Radiant mit konstanter Änderungsrichtung. Es wird angenommen, dass die Modulation zu Beginn jedes Zyklus in Richtung des Optimums erfolgt und der dabei ermittelte Gradientensprung zu Beginn des jeweils nächsten Zyklus appliziert wird. Die durch die Modulation verursachten Polarisationsabweichungen sind nicht dargestellt. Zum Zeitpunkt 0 sei der Regler im Optimum. Mit einem idealen Fehlersignal wird genau die Polarisationsabweichung ausgeglichen, die zu Anfang des letzten Zyklus bestand. Zusammen mit der Polarisationsabweichung im aktuellen Zyklus ergibt sich so ein maximaler Polarisationsfehler von $\hat{E} = 2 \cdot \Delta P = 0,2$ Radiant und ein mittlerer Polarisationsfehler von $\bar{E} = 1,5 \cdot \Delta P = 0,15$ Radiant, unabhängig vom Startwert.

Allgemein gilt: Der Gradientensprung G_N zu Beginn des Zyklus N ist gleich der detektierten Polarisationsabweichung E_{N-1} zu Beginn des Zyklus N-1. Die Polarisationsabweichung zu Beginn eines Zyklus N ist daher

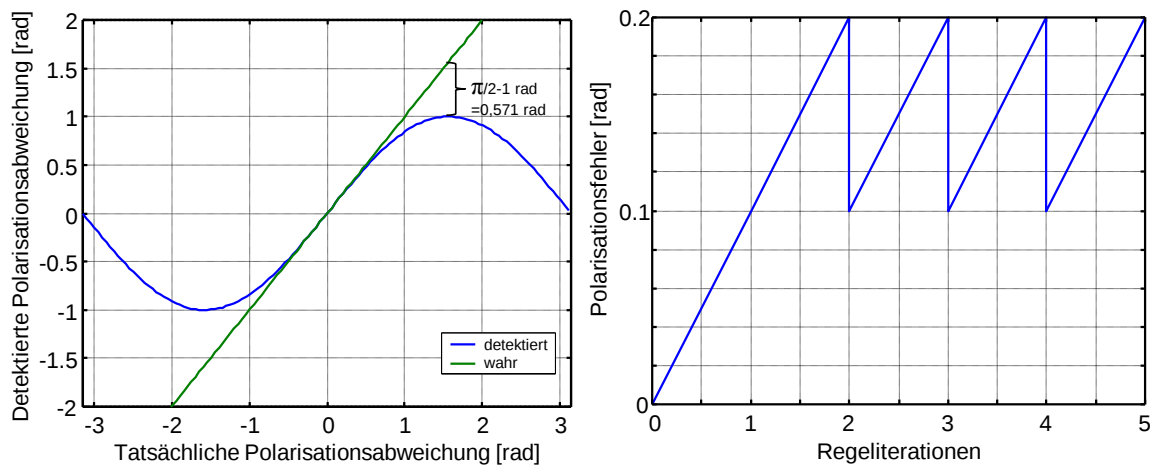


Abbildung 10: Links: Detektierte Polarisationsabweichung mit Intensitätsdetektor im Vergleich zur tatsächlichen Polarisationsabweichung. Rechts: Verlauf des Polarisationsfehlers während der Regelung mit idealem Fehlersignal

$$E_{N,\text{Beginn}} = E_{N-1} - G_N + \Delta P_{N-1} = \Delta P \quad (2.13)$$

und am Ende des Zyklus

$$E_{N,\text{Ende}} = \Delta P_{N-1} + \Delta P_N = 2\Delta P \quad (2.14)$$

Mittler und Maximaler Polarisationsfehler berechnen sich zu

$$\bar{E}_N = \Delta P_{N-1} + \frac{\Delta P_N}{2}, \quad \hat{E}_N = \Delta P_{N-1} + \Delta P_N \quad (2.15)$$

2.2.5 Relative Regelverstärkung

Mittlere und maximale Fehler lassen sich etwas reduzieren, indem der applizierte Gradientensprung etwas größer gewählt wird als die ermittelte Polarisationsabweichung. Dies gilt unter der Voraussetzung, dass die auszuregelnden Polarisationsänderungen von einem Regelzyklus zum nächsten nicht die Richtung umkehren. Der dabei verwendete Faktor wird im Folgenden relative Regelverstärkung A_R genannt. Sie gibt die Steigung des modifizierten Gradientenverlaufs im Nullpunkt an.

Gewichtet man die Gradientensprünge mit einer relativen Regelverstärkung $A_R > 1$, wird in dem aktuellen Zyklus etwas mehr als die detektierte Polarisationsabweichung des letzten Zyklus ausgeglichen. Dann gilt für die Polarisationsabweichung zu Beginn eines Zyklus N :

$$E_{N,\text{Beginn}} = \sum_{i=1}^N E_{i-1} - \underbrace{A_R \cdot E_{i-1}}_{G_i} + \Delta P_{i-1} \quad (2.16)$$

Dabei wechseln sich zunächst größere und kleinere Gradientensprünge ab. Eine relative Regelverstärkung von 2 stellt die theoretische Stabilitätsgrenze dar. Bei dieser Grenze springt der Regler gerade um den detektierten Polarisationsfehler über das berechnete Optimum hinaus. Bei konstanten Polarisationsänderungen $\Delta P_{i-1} = \Delta P_i = \Delta P$ wird so bei jedem zweiten Zyklusbeginn das Optimum erreicht. Bei Regelverstärkung unterhalb der Stabilitätsgrenze wird der Unterschied zwischen großen und kleinen Gradientensprüngen mit jeder Iteration kleiner, bis eine stabile Abweichung von

$$E_{N,\text{Beginn}} = \frac{1}{A_R} \cdot \Delta P \quad (2.17)$$

zu Beginn eines Zyklus erreicht wird.

Mittler und Maximaler Polarisationsfehler lauten in diesem Fall

$$\bar{E} = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{A_R} \right) \cdot \Delta P, \quad \hat{E} = \left(1 + \frac{1}{A_R} \right) \cdot \Delta P \quad (2.18)$$

Mittlerer und maximaler Fehler lassen sich durch eine hohe relative Regelverstärkung maximal um die Hälfte der Polarisationsänderung pro Regeliteration reduzieren. Eine Erhöhung der relativen Regelverstärkung von eins auf die Stabilitätsgrenze 2 reduziert den maximalen Fehler von $2 \cdot \Delta P$ auf $3/2 \cdot \Delta P$, den mittleren Fehler von $3/2 \cdot \Delta P$ auf ΔP .

Bei dem sinusförmigen Gradientenverlauf des reellen Detektors sind mittlerer und maximaler Polarisationsfehler wieder etwas größer, da die detektierte Polarisationsabweichung $\sin(E_{i-1})$ immer kleiner als die tatsächliche Abweichung E_{i-1} ist.

Damit ergibt sich für die Abweichung am Anfang des Zyklus N

$$E_{N,\text{Beginn}} = \sum_{i=1}^N E_{i-1} - A_R \cdot \sin(E_{i-1}) + \Delta P_{i-1} \quad (2.19)$$

und für die Bedingung der stabilen Lage bei konstantem ΔP :

$$E_{N-1} = a \sin\left(\frac{1}{A_R} \Delta P\right). \quad (2.20)$$

Mittler und Maximaler Polarisationsfehler lauten jetzt

$$\bar{E} = a \sin\left(\frac{1}{A_R} \Delta P\right) + \frac{\Delta P}{2}, \quad \hat{E} = a \sin\left(\frac{1}{A_R} \Delta P\right) + \Delta P. \quad (2.21)$$

Eine relative Regelverstärkung $A_R > 1$ vergrößert gleichzeitig die theoretisch erreichbare Regelgeschwindigkeit. An der Stabilitätsgrenze $A_R = 2$ werden mit dem reellen Intensitätsdetektor dann theoretisch maximal 2 Radiant pro Iteration ausgeglichen, was die Nachregelgeschwindigkeit bei 1 μs Iterationszeit von 1 Mrad/s auf 2 Mrad/s erhöht. In der Praxis (siehe Kapitel 4.2.3.2) führten allerdings schon Regelverstärkungen deutlich unter der Stabilitätsgrenze zu hohen maximalen Regelfehlern.

Tabelle 2.2 vergleicht den mittleren Polarisationsfehler $\bar{E}$ von idealem und reellem Intensitätsdetektor bei verschiedenen Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten und einer relativen Regelverstärkung von $A_R=1$. Zur Berechnung wurden Formel (2.18) und Formel (1.20) verwendet. Bei einer Polarisationsänderungsgeschwindigkeit von 0,1 Radiant pro Iteration (100 krad/s bei 1 μs Iteration) erhöht sich der mittlere Polarisationsfehler aufgrund des verwendeten Detektors nur um 0,0002 Radiant. Bei 0,5 Radiant pro Iteration beträgt die Erhöhung schon 0,0236 Radiant (3,15%) und an der Regelgrenze von 1 Radiant pro Iteration 0,5708 Radiant (38%). Bei den in der Praxis zu erwartenden Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten von unter 100 krad/s in einem Regelsystem mit einer Zykluszeit von 1 μs sind die Nachteile durch die sinusförmige Detektorcharakteristik gegenüber einer idealen Polarisationsfehlermessung daher kaum messbar.

Geschwindigkeit [rad/Iteration]	$\bar{E}$ bei Detektortyp	
	ideal	reell
0,01	0,015	0,015
0,1	0,15	0,1502
0,5	0,75	0,7736
0,99	1,485	1,9243
1	1,5	2,0708
1,01	1,515	unendlich

Tabelle 2.2: Mittlerer Polarisationsfehler bei idealem und reellem Detektor bei Regelverstärkung $A_R=1$ und verschiedenen Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten

3 Polarisationsdemultiplex mit Interferenzdetektion

Beim Polarisationsmultiplex werden zwei Datensignale über eine gemeinsame Faser übertragen und am Ende der Faser wieder getrennt. Dabei treten die Signale mit orthogonalen Polarisationen in die Faser ein. Dazu wird ein Polarisationsstrahlteiler (Polarization Beam Splitter, PBS) verwendet, siehe Abbildung 11. Solange die Verluste während der Übertragung nicht polarisationsabhängig (siehe Kapitel 3.3) sind, bleibt die Orthogonalität der Signale erhalten. Die Signale können dann am Ende des Übertragungskanals durch einen zweiten Polarisationsstrahlteiler wieder getrennt werden.

Zunächst wird angenommen, dass die Polarisation der beiden Signale am Anfang der Übertragungsstrecke horizontal bzw. vertikal sei:

$$\vec{S}_{IN1} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{S}_{IN2} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Bei der Übertragung erfahren beide Signale die gleichen unerwünschten Polarisationsänderungen und deren Kompensation. Die Polarisationstransformationen werden daher wieder durch die beiden Müllermatrizen $\mathbf{M}_S$ (Strecke) und $\mathbf{M}_K$ (Kompensation) beschrieben. Der Strahlteiler zur Trennung der beiden Signale habe ebenfalls horizontal und vertikal polarisierte Ausgänge. Analog zu Formeln (2.1) und (2.2) hat dann der horizontal polarisierte Ausgang die Müllermatrix $\mathbf{M}_{PBS1}$ und der vertikal polarisierte Ausgang die Müllermatrix $\mathbf{M}_{PBS2}$:

$$\mathbf{M}_{PBS1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{M}_{PBS2} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

Für die beiden Signale $\vec{S}_{OUT1}$ und $\vec{S}_{OUT2}$ an den beiden Ausgängen gilt daher:

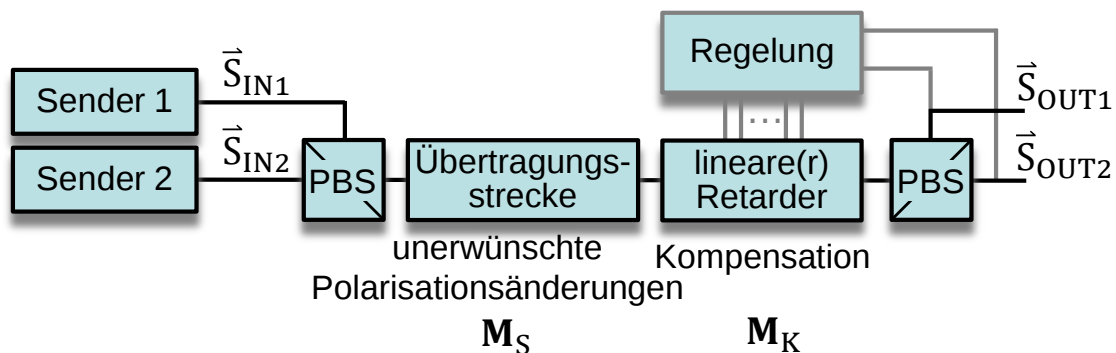


Abbildung 11: Stabilisierung eines Polarisationsmultiplex-Signals an einem Strahlteiler

$$\begin{aligned}\vec{S}_{\text{OUT1}} &= \mathbf{M}_{\text{PBS1}} \cdot \mathbf{M}_{\text{K}} \cdot \mathbf{M}_{\text{S}} \cdot \vec{S}_{\text{IN1}} \text{ und} \\ \vec{S}_{\text{OUT2}} &= \mathbf{M}_{\text{PBS2}} \cdot \mathbf{M}_{\text{K}} \cdot \mathbf{M}_{\text{S}} \cdot \vec{S}_{\text{IN2}} .\end{aligned}\tag{3.3}$$

Wegen $\mathbf{M}_{\text{PBS1,2}} \cdot \vec{S}_{\text{IN1,2}} = \vec{S}_{\text{IN1,2}}$ muss der Polarisationsregler den Zustand $\mathbf{M}_{\text{K}} = \mathbf{M}_{\text{S}}^{-1}$ erreichen, um beide Kanäle perfekt zu trennen. Auch hier genügt das schwächere Kriterium der Transformation von $\mathbf{M}_{\text{S}} \cdot \vec{S}_{\text{IN1}}$ in $\vec{S}_{\text{OUT1}}$, gleichbedeutend mit der Transformation von $\mathbf{M}_{\text{S}} \cdot \vec{S}_{\text{IN2}}$ in $\vec{S}_{\text{OUT2}}$. Dabei ist zu beachten, dass die beiden getrennten Kanäle $\vec{S}_{\text{OUT1}}$ und $\vec{S}_{\text{OUT2}}$ im Allgemeinen nicht mehr im gleichen Phasenverhältnis zueinander stehen wie die gesendeten Kanäle $\vec{S}_{\text{IN1}}$ und $\vec{S}_{\text{IN2}}$.

3.1 Interferenzdetektoren

Zwei phasenmodulierte Signale überlagern sich beim Polarisationsmultiplex aufgrund der Phasenunterschiede symbolweise zu verschiedenen resultierenden Polarisationszuständen. Innerhalb einer Symboldauer ist das Signal zwar vollständig polarisiert, bei Mittelung über mehrere Symbole jedoch depolarisiert. Wenn beide Kanäle die gleiche Leistung besitzen, tritt unabhängig von ungewollten Polarisationsänderungen eine konstante mittlere Lichtleistung an den Ausgängen des Polarisationsstrahlteilers aus. Durch Intensitätsdetektion eines Strahlteileroutputs lässt sich daher in diesem Fall kein geeignetes Fehlersignal gewinnen.

Man kann allerdings einem der Polarisationskanäle einen Pilotton aufprägen, dessen Intensität dem Regler als Fehlersignal dient. In dem Fall entspricht die Regelung dem gezeigten Verfahren mit Intensitätsdetektion (Kapitel 2). Da die Verwendung von Pilottönen aber Nachteile für das Übertragungssystem mit sich bringt, sollen in dieser Arbeit stattdessen Detektoren aufgebaut werden, die für die Regelsignalerzeugung keine künstlich hinzugefügte Information in den Polarisationskanälen erfordern. Dafür wird das Übersprechen zwischen den beiden Kanälen detektiert, d.h. Signalverzerrungen, die daraus entstehen, dass sich Anteile aus beiden Kanälen abhängig vom Polarisationsfehler am Ausgang des Strahlteilers überlagern. Zu Beginn dieses Kapitels werden dafür zwei elementare Verfahren vorgestellt: Symboltaktdetektion und Interferenzdetektion.

3.1.1 Symboltaktdetektion

Wenn die phasenmodulierten Symbole (z.B. bei (D)QPSK-Modulation) in den beiden Polarisationskanälen um eine halbe Symboldauer versetzt gesendet werden (sog. bit-interleaved), fällt immer eine Symbolmitte in einem Kanal mit einem Symbolwechsel im anderen Kanal zusammen.

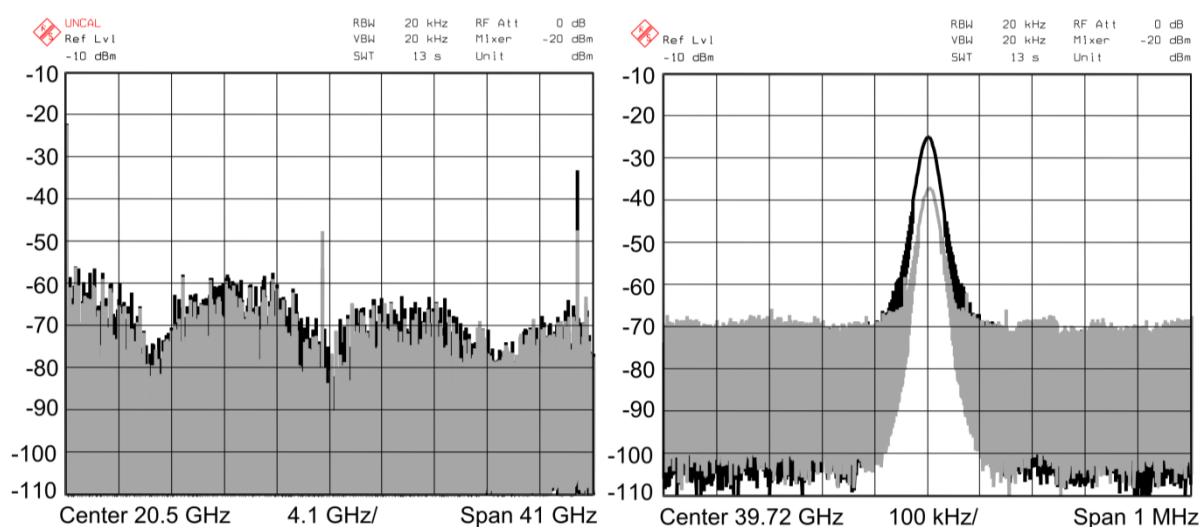


Abbildung 12: Amplitudenspektrum des Photostroms zweier Polarisationskanäle mit zeitversetzten Symbolen, gemessen bei 160-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK und minimalem (schwarz) bzw. maximalem (grau) Kanalübersprechen.

Dieses Verfahren wird oft zusammen mit einer RZ-Modulation (Return-to-Zero) eingesetzt. Da durch die Symbolverschiebung die maximale Leistung (Summe beider Kanäle) insgesamt im Vergleich zu NRZ (Non Return-to-Zero) kleiner ist, treten bei dieser Variante weniger nichtlineare Verzerrungen während der Übertragung auf. Dieses wirkt sich vor allem bei engen WDM-Kanälen mit gleicher Symbolrate und gleichem Modulationsformat aus [54] [55]. Als Nebeneffekt verursacht die Symbolverschiebung, dass die Symbolinterferenz der Polarisationskanäle viel geringer als bei synchronen Symbolen ausfällt.

Abbildung 12 zeigt das Amplitudenspektrum des Photostroms eines 160-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK-Signals mit zeitversetzten Symbolen. Über den gesamten Spektralbereich lässt sich nur schwer ein Leistungsunterschied zwischen perfekter Kanaltrennung (schwarze Kurve) und maximalem Kanalübersprechen (graue Kurve) ausmachen. Nur die Leistungsspitze bei der RZ-Modulationsfrequenz von 40 GHz nimmt mit zunehmendem Polarisationsfehler ab. Grund dafür ist, dass sich durch die Interferenz ein Teil der Leistung von der einfachen auf die doppelte Modulationsfrequenz verschiebt (80 GHz, nicht abgebildet). Der Leistungsunterschied zwischen minimalem und maximalem Kanalübersprechen beträgt bei der Symbolfrequenz etwa 12 dB. Daher lässt sich durch Detektion des 40-GHz-Trägers ein Fehlersignal gewinnen, das aber umgekehrte Polarität besitzt als zuvor bei der Intensitätsdetektion. Der Regler muss in diesem Fall deshalb das Fehlersignal maximieren anstatt minimieren.

3.1.2 Interferenzdetektion

Bei symbolsynchronen Polarisationskanälen dagegen (sog. bit-aligned) überlagern sich die Symbole der beiden Kanäle zeitlich vollständig und erzeugen eine Interferenzleistung im Spektralbereich unterhalb der Symbolrate, wie im Folgenden erläutert wird. Eine Interferenzdetektion eignet sich besonders für symbolsynchrone Polarisationskanäle, welche

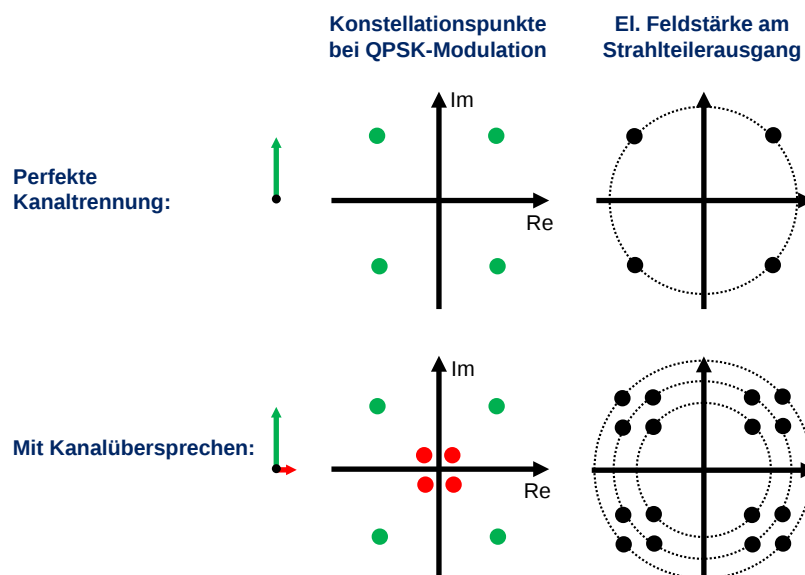


Abbildung 13: Änderung des elektrischen Feldstärkebetrags von QPSK-Symbolen durch Kanalübersprechen.

ausschließlich phasenmoduliert werden. Die folgenden Erläuterung und auch die später dokumentierten Experimente beziehen sich ausschließlich auf die weit verbreitete RZ-(D)QPSK-Modulation.

Jeder gesendete RZ-Puls entspricht dabei einem der vier Punkte im QPSK-Konstellationsdiagramm (Abbildung 13, oben). Die vier Symbole unterscheiden sich lediglich durch ihre Phase. Der Abstand zum Nullpunkt und damit auch die optische Leistung des RZ-Pulses sind für alle Symbole gleich. Bei unzureichender Unterdrückung des zweiten Kanals, z.B. durch eine Polarisationsfehlstellung, überlagern sich die Pulse beider Kanäle. Die Leistung des Pulses hängt jetzt von der Phasendifferenz zwischen den beiden gesendeten Symbolen ab (Abbildung 13, unten). Am geringsten ist die Leistung, wenn die Symbole um den Wert π zueinander phasenverschoben sind (innerer Kreis, destruktive Überlagerung). Maximale Leistung wird bei phasenidentischen Pulsen erreicht (äußerer Kreis, konstruktive Überlagerung).

Durch die zufallsähnlichen Bitfolgen mit symbolweise unterschiedlicher Phasendifferenz bei der Datenübertragung entsteht durch die Überlagerung ein Amplitudenrauschen, dessen Leistung nach Mittelung über genügend viele Symbole ein Maß für das Kanalübersprechen und damit ein geeignetes Fehlersignal für den Polarisationsregler ist. Nach Abzug des Gleichanteils ist die elektrische HF-Leistung proportional zum Quadrat der Photostromdifferenz zwischen konstruktiv und destruktiv überlagerten Pulsen.

In den in Abbildung 13 dargestellten Fällen wird angenommen, dass die beiden Kanäle genau in Phase sind. Senden die beiden Kanäle Symbole mit Phasendifferenz 0 oder π , erreicht die optische Leistung ihr Minimum oder Maximum. Symbole mit Phasendifferenz $\pm\pi/2$ ändern dagegen die Leistung nicht.

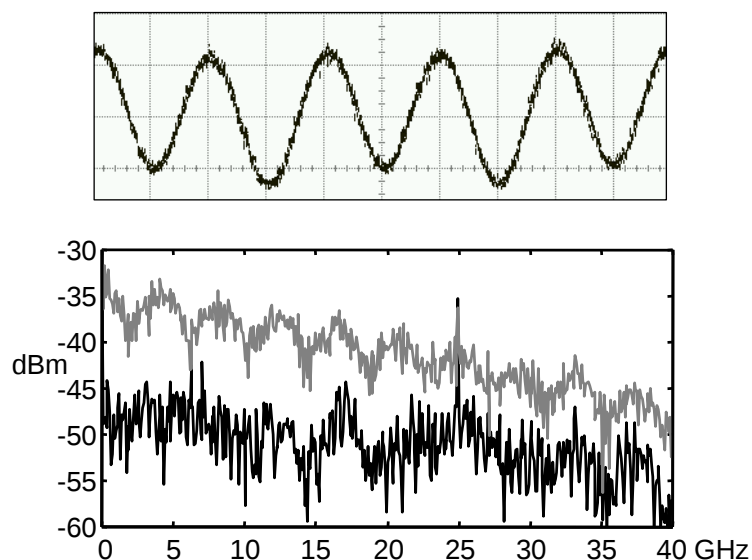


Abbildung 14: Oben: Pulse der optischen Leistung nach einem 50-GHz-RZ-Modulators (10 ps/div).
Unten: Amplitudenspektrum des Photostroms eines symbolsynchronen 200-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK-Signals bei minimaler (schwarz) und maximaler (grau) Interferenz.

Abbildung 14 (unten) zeigt das gemessene Amplitudenspektrum des Photostroms eines symbolsynchronen 200-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK-Signals am Strahlteiler Ausgang nach Detektion mit einer 50-GHz-Fotodiode. Gesendet wurde mit einer Symbolrate von 50 Gbaud auf zwei Polarisationskanälen. Der RZ-Modulator erzeugte Pulse alternierender Polarität. Da er etwas unsymmetrisch arbeitete, wechselten sich stärkere mit etwas schwächeren Pulsen ab (Abbildung 14, oben). Diese symbolunabhängige Schwingung ist als Leistungsspitze bei 25 GHz im Amplitudenspektrum sichtbar, unabhängig von der Symbolinterferenz. Der restliche Teil des Spektrums zeigt einen deutlichen Leistungsunterschied von etwa 10 dB zwischen perfekt getrennten Kanälen (schwarze Linie) und maximalem Kanalübersprechen (graue Linie).

Zur Messung der Interferenzleistung muss nicht das gesamte Spektrum unterhalb der Symbolrate detektiert werden. Um die Kosten der Hardware gering zu halten, wurden für die Interferenzdetektoren Photodioden mit einer Bandbreite von nur 10 GHz verwendet, obwohl die Detektoren in den Regelexperimenten bei Symbolraten von 28 Gbaud und höher eingesetzt werden sollen. Zum Charakterisieren der Detektoren wurde allerdings ein PDM-RZ-DQPSK Sender mit Symbolfrequenz von nur 10 Gbaud eingesetzt.

3.1.2.1 Elektrische und optische Interferenzleistung

Wie zuvor beschrieben, überlagern sich die Signale aus beiden Polarisationskanälen an den Ausgängen des Polarisationsstrahlteilers abhängig von einem Fehlerwinkel δ zwischen den Polarisationsausrichtungen der Signale und dem horizontal bzw. vertikal polarisierten Eigenmodus des Strahlteilers. Zunächst sei der Fehlerwinkel auf eine Fehlstellung des Erhebungswinkels beschränkt. Damit gilt für die komplexen Feldstärken an den Strahlteiler Ausgängen:

$$\begin{pmatrix} \underline{E}_{PBS1}(t) \\ \underline{E}_{PBS2}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{E}_{PBS1,1}(t) + \underline{E}_{PBS1,2}(t) \\ \underline{E}_{PBS2,1}(t) + \underline{E}_{PBS2,2}(t) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta & \sin\delta \\ -\sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \underline{E}_1(t) \\ \underline{E}_2(t) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Dabei sei $\underline{E}_{PBSx,y}(t)$ der Feldstärkeanteil von $\underline{E}_y(t)$ am Ausgang x und $x, y \in \{1, 2\}$. Unter der Annahme, dass beide Polarisationskanäle sich nur durch ihre Phasen φ_1 und φ_2 unterscheiden, ist die elektrische Feldstärke am ersten Strahlteiler Ausgang bei konstantem Fehlerwinkel lediglich von der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen den Kanälen abhängig:

$$\begin{aligned} \underline{E}_{PBS1}(t) &= (\cos\delta \cdot e^{j\varphi_1} + \sin\delta \cdot e^{j\varphi_2}) \cdot \underline{E}_0(t) \\ &= (\cos\delta + \sin\delta \cdot e^{j\Delta\varphi}) \cdot e^{j\varphi'} \cdot \underline{E}_0(t) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Für die normierte, komplexe Feldstärkeamplitude gilt:

$$\underline{E}_{PBS1}' = \frac{\underline{E}_{PBS1}(t)}{e^{j\varphi'} \cdot \underline{E}_0(t)} = \cos\delta + \sin\delta \cdot e^{j\Delta\varphi} \quad (3.6)$$

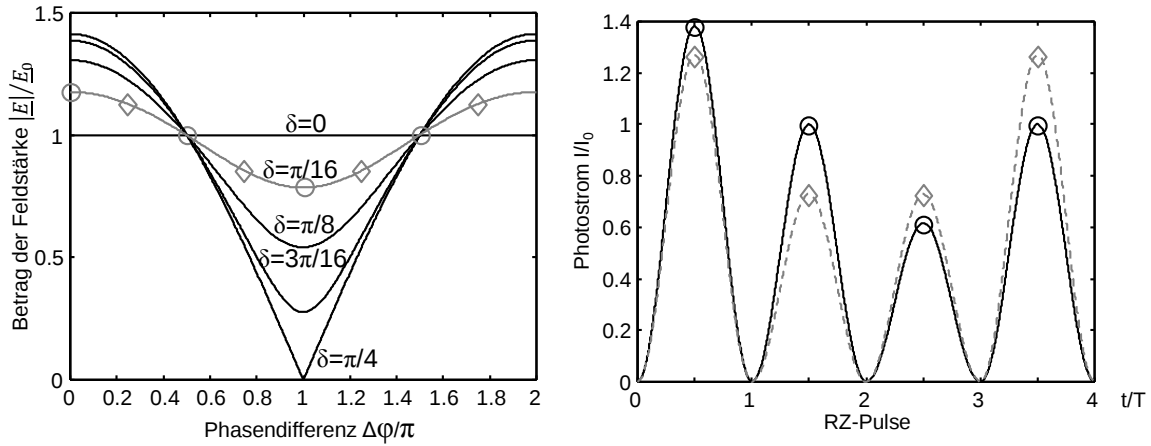


Abbildung 15: Links: Betrag der Feldstärke als Funktion der Phasendifferenz für ausgewählte Polarisationsfehlstellungen. Rechts: Verlauf des normierten Photostroms über die 4 möglichen RZ-QPSK-Pulse bei konstanter Phasendifferenz 0 (durchgehende Linie) und $\pi/4$ (gestrichelte Linie) zwischen den Kanälen bei einer Polarisationsfehlstellung von $\pi/16$.

In der komplexen Ebene kann die Amplitude der normierten elektrischen Feldstärke als resultierende Länge der Summe eines reellen Zeigers der Länge $\cos\delta$ und eines komplexen Zeigers mit Länge $\sin\delta$ und Phase $\Delta\varphi$ dargestellt werden.

Abbildung 15 zeigt den Betrag der Feldstärkeamplitude als Funktion der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen den Kanälen für ausgewählte Polarisationsfehlstellungen δ zwischen 0 und $\pi/4$. An der Stelle $\delta = 0$ (d.h. kein Polarisationsfehler) wird nur ein Kanal detektiert, daher spielt dort die Phasendifferenz keine Rolle und die Amplitude ist konstant. Bei einer Phasendifferenz von $\Delta\varphi = \pi/2$ oder $\Delta\varphi = 3\pi/2$ stehen die Feldstärken in der komplexen Ebene senkrecht zueinander. Die Amplitude ist in diesem Fall unabhängig von der Polarisationsfehlstellung und die abgebildeten Graphen schneiden sich in diesen Punkten. In allen anderen Fällen überlagern sich die Kanäle entweder konstruktiv ($|\Delta\varphi| < \pi/2$, $|E|/|E_0| > 1$) oder destruktiv ($\pi/2 < \Delta\varphi < 3\pi/2$, $|E|/|E_0| < 1$). Die maximale Amplitude entsteht bei $\Delta\varphi = 0$ (Zeiger in gleiche Richtung), minimale Amplitude bei $\Delta\varphi = \pi$ (Zeiger in entgegengesetzte Richtungen).

Bei RZ-DQPSK-Modulation werden den RZ-Pulsen in beiden Polarisationskanälen Phasenverschiebungen von $\Delta\varphi \in [0, \pi/2, \pi, 3\pi/2]$ aufgeprägt. Sind beide Kanäle in Phase, muss die Phasendifferenz zwischen den Kanälen ebenfalls aus dieser Menge stammen. Auf der rechten Seite der Abbildung 15 sind die 4 möglichen RZ-Pulse des Photostroms für die Polarisationsfehlstellung $\delta = \pi/16$ dargestellt (durchgehende Linie). Kreise markieren die vier Amplituden des Photostroms, quadratisch proportional zu den vier mit Kreisen markierten Feldstärkebeträgen in der linken Abbildung.

Im Allgemeinen sind die Kanäle auch bei gleichen Sendesymbolen nicht unbedingt in Phase. Alle Polarisationstransformationen wirken sich gleichzeitig auch auf die Phasen der Kanäle aus. Wenn die Eigenmoden eines doppelbrechenden Elementes mit den Polarisationskanälen übereinstimmen, werden die Phasen der Polarisationskanäle sogar ohne Änderung der Polarisation zueinander verschoben. Minimale und maximale Amplitude werden daher nur in

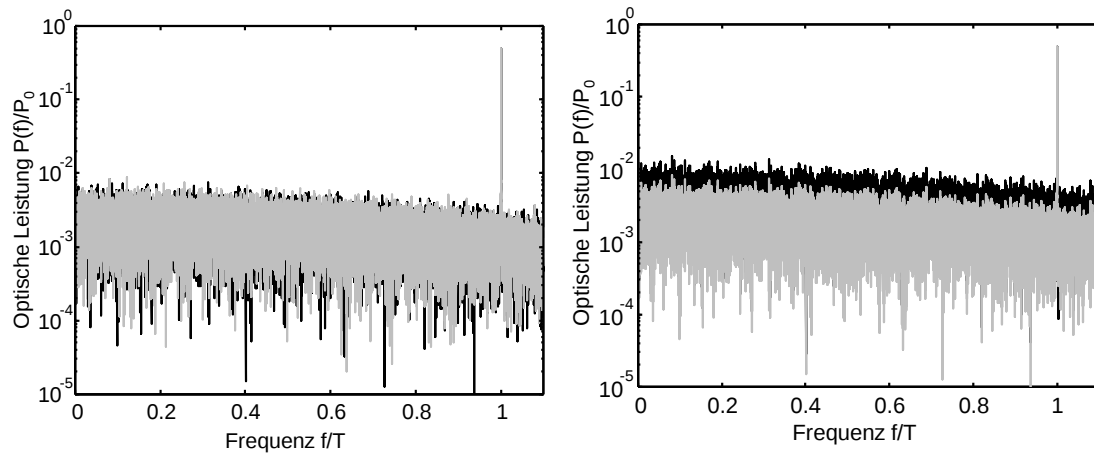


Abbildung 16: Links: Optische Leistungsspektren zweier RZ-QPSK-Zufallsfolgen mit Phasendifferenz 0 (schwarz) und $\pi/4$ (grau) bei der Polarisationsfehlstellung $\delta = \pi/16$. Rechts: Leistungsspektren zweier QPSK-Signale ohne Phasendifferenz bei Polarisationsfehlstellungen $\pi/16$ (grau) und $\pi/8$ (schwarz).

den Sonderfällen $\Delta\varphi = n \cdot \frac{\pi}{2}, n \in \mathbb{Z}$ erreicht. Die geringste Differenz zwischen maximaler und minimaler Amplitude entsteht bei einer Phasendifferenz von $\Delta\varphi = n \cdot \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{4}, n \in \mathbb{Z}$. Diese Fälle sind in den beiden Abbildungen mit Rauten markiert. Die gestrichelte graue Kurve in der rechten Abbildung zeigt den Impulsverlauf für diese Fälle. Die Flächen unter den Kurven des Photostroms, d.h. die Ladungsmengen, die während der vier Symbole fließen, sind in beiden Fällen gleich. Dies gilt auch für alle anderen Phasenunterschiede und Polarisationsfehlstellungen.

Trotz der unterschiedlichen Amplitudenverteilungen werden die Spektren der Signale von der konstanten Phasenverschiebung kaum beeinflusst. Abbildung 16 (links) zeigt das Amplitudenspektrum $2 \cdot \text{abs}(\mathcal{F}\{I(t)\})$ der Photostrompulse $I(t)$ für eine simulierte Folge von 10.000 Symbolen mit zufälligen Phasenzuständen $\Delta\varphi = n \cdot \frac{\pi}{2}, n \in \mathbb{Z}$. Deutlich erkennbar ist der Peak bei der Symbolfrequenz $f = 1/T$. Außerdem fällt die Leistung zu höheren Frequenzen hin leicht ab. Bei der schwarzen Kurve sind die Kanäle vor der Modulation in Phase, bei der grauen Kurve gibt es einen zusätzlichen konstanten Phasenversatz von $\pi/4$ zwischen den Kanälen. Die Gesamtleistung und der Leistungspeak sind in beiden Fällen gleich, ebenso der Gleichanteil. Dies kann damit erklärt werden, dass die beiden in der Abbildung 15 (rechts) dargestellten Pulsverläufe Produkte einer RZ-Schwingung mit Symbolfrequenz und einer zweiten Schwingung mit einem Viertel der Symbolfrequenz sind (dies wird besonders deutlich, wenn man die durchgehende Kurve um eine halbe Symbolperiode nach links verschiebt). Daher sind auch die Spektren der beiden Kurven für die abgebildeten Symbolfolgen gleich. Für die weiteren Berechnungen kann daher immer angenommen werden, dass beide Polarisationskanäle in Phase sind.

Die rechte Seite der Abbildung 16 zeigt die simulierten Amplitudenspektren der Photoströme bei den verschiedenen Polarisationsfehlstellungen $\delta = \pi/16$ (grau) und $\delta = \pi/8$ (schwarz).

Im Bereich zwischen Nulllinie und Peak hat sich das Spektrum aufgrund der größeren Interferenz durch den größeren Polarisationsfehler fast verdoppelt (Faktor 1,85).

Jede Spektrallinie entspricht dem Betragsquadrat der Amplitude einer zugehörigen Exponentialschwingung der elektrischen Feldstärke. Nach Formel (3.6) gilt daher für den Photostrom und die optische Leistung in Pulsmittle:

$$\hat{P}_{opt}(\delta) \sim \hat{I}(\delta) \sim |\underline{E}_0|^2 \cdot |\cos\delta + \sin\delta \cdot e^{j\Delta\varphi}|^2 = |\underline{E}_0|^2 \cdot (1 + \sin(2\delta) \cdot \cos(\Delta\varphi)) \quad (3.7)$$

Die Photostromamplituden besitzen einen polarisations- und phasenunabhängigen Gleichanteil. Ihr Wechselanteil $\tilde{I}(\delta)$, dessen Amplitude für zufällige Phasen $\Delta\varphi$ proportional zum Sinus des doppelten Erhebungswinkels ist, definiert eine optische Interferenzleistung $P_{RF,opt}(\delta)$ und eine elektrische Interferenzleistung $P_{RF,el}(\delta)$:

$$\begin{aligned} P_{RF,opt}(\delta) &\sim \hat{I}(\delta) \sim |\underline{E}_0|^2 \cdot |\sin(2\delta)| \\ P_{RF,el}(\delta) &\sim \hat{I}(\delta)^2 \sim |\underline{E}_0|^4 \cdot \sin^2(2\delta) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Der Wechselanteil $\tilde{I}(\delta)$ des Photostroms entspricht gerade dem Produkt der überlagerten elektrischen Feldstärkeamplituden $\underline{E}_{PBS1,1}$ und $\underline{E}_{PBS1,2}$ aus Formel (3.4). Die optische und elektrische Interferenzleistung kann daher auch über

$$\begin{aligned} P_{RF,opt}(\delta) &\sim |\underline{E}_{PBS1,1} \cdot \underline{E}_{PBS1,2}| \quad \text{bzw.} \\ P_{RF,el}(\delta) &\sim |\underline{E}_{PBS1,1} \cdot \underline{E}_{PBS1,2}|^2 \sim I_{PBS1,1} \cdot I_{PBS1,2} \end{aligned} \quad (3.9)$$

definiert werden, siehe auch [16].

Der Polarisationsfehler δ entspricht bis jetzt noch willkürlich einer Fehlstellung des Erhebungswinkels. Er darf aber auf beliebige Polarisationsfehler verallgemeinert werden und entspricht dabei der Hälfte des Winkelabstands E zur Zielpolarisation auf der Poincarékugel.

Mit einem idealen Detektor für die optische Interferenzleistung würde analog zu Formel (2.4) ein normiertes Fehlersignal $RIE = |\sin(2\delta)| = |\sin(E)|$ detektiert werden. Für die beiden Polarisationsfehlstellungen $\delta = \pi/16$ und $\delta = \pi/8$ aus Abbildung 16, rechts, wird mit dieser Formel ein Faktor von

$$\frac{RIE\left(\delta = \frac{\pi}{8}\right)}{RIE\left(\delta = \frac{\pi}{16}\right)} = \frac{\sin(2\frac{\pi}{8})}{\sin(2\frac{\pi}{16})} = 1,85 \quad (3.10)$$

zwischen den beiden Interferenzleistungen berechnet, was mit dem simulierten Spektrum übereinstimmt.

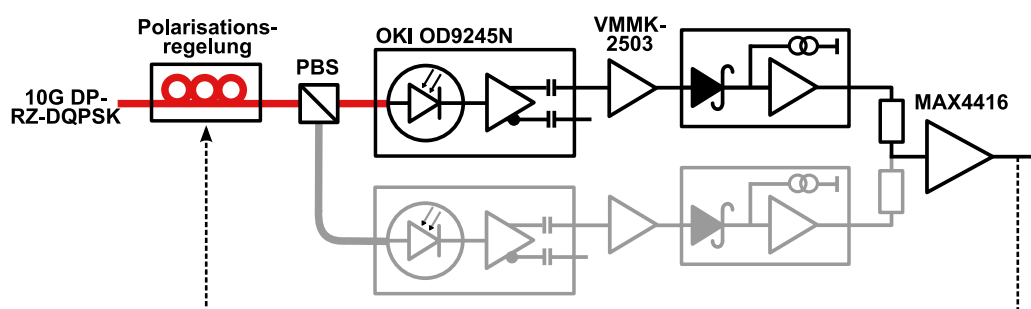


Abbildung 17: Detektortyp „spannungslinear 1“: Interferenzmessung mit zwei spannungslinearen RF-Detektoren (Peak-Detektoren) und Addition zweier Interferenzsignalen nach den Detektoren.



Abbildung 18: Aufgebauter Interferenzdetektor des Typs „spannungslinear 1“ als Aufsteckplatine, Detektion in beiden Polarisationskanälen.

Um im Versuchsaufbau ein geeignetes Fehlersignal aus den Interferenzleistungen zu gewinnen, wurden für diese Arbeit verschiedene Interferenzdetektoren aufgebaut und charakterisiert, die im Folgenden beschrieben werden.

3.1.2.2 Hochfrequenzdetektoren mit spannungslinearer Kennlinie

Die beiden Polarisationskanäle eines PDM-RZ-DQPSK-Senders mit einer Symbolfrequenz von 10 Gbaud werden nach der Polarisationsregelung mit Hilfe eines Polarisationsstrahlteilers getrennt (Abbildung 17). Beide Strahlteilerausgänge werden mit jeweils einem 10-GHz-Frontend (OKI OD9245N) detektiert. Im integrierten Transimpedanzverstärker wird dabei der Photostrom in eine dazu proportionale elektrische Spannung umgewandelt [56]. Kapazitäten in Reihenschaltung blockieren den Gleichanteil. Die verbleibenden, hochfrequenten Spannungspulse werden mit einem Hochfrequenzverstärker (Avago VMMK 2503) verstärkt. Die Verstärkung beträgt bei 1 GHz etwa 15 dB und fällt bis 13 GHz auf 11 dB ab [57]. Die Hochfrequenzleistung des elektrischen Signals wird anschließend in einem Hochfrequenzdetektor mit spannungslinearer Kennlinie detektiert. Dieses Bauelement detektiert nicht die Leistung, sondern die Spannungsspitzen des elektrischen Hochfrequenzsignales. Die Spannungsspitzen werden mittels einer Schottkydiode gehalten, verstärkt und ausgegeben. Die Ausgangsspannung des Detektors ist daher im Großsignalbetrieb proportional zur Spannung und damit zur optischen Leistung. Diese Detektorvariante wird im Folgenden als Typ „spannungslinear 1“ bezeichnet.

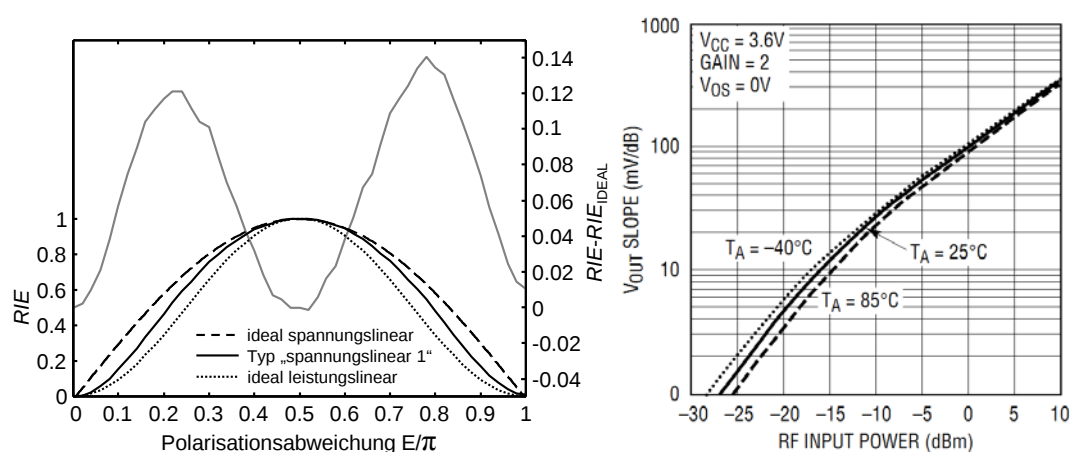


Abbildung 19: Links: Gemessene Kennlinie des Detektortyps „spannungslinear 1“ (durchgehend), theoretische Kennlinien eines idealen, leistungslinearen Detektors (gepunktet) und eines idealen, spannungslinearen Detektors (gestrichelt). Rechts: Steilheit des HF-Detektors bei 6 GHz aus Datenblatt.

Abbildung 18 zeigt die komplette, aufgebaute Detektorschaltung in Form einer Aufsteckplatine. Der abschließende Operationsverstärker (siehe auch Abbildung 17) ist dabei so beschaltet, dass das Ausgangssignal bei +7 dBm optischer Leistung eines 10G-PDM-RZ-DQPSK-Signales am Eingang des Polarisationsreglers gerade den vollen ADC-Bereich der Reglerhauptplatine ausnutzt. Die maximale Empfindlichkeit der Gesamtschaltung liegt bei 6 GHz, die 3-dB-Bandbreite erstreckt sich von unter 1 GHz bis über 9 GHz.

3.1.2.3 Charakteristik

Ein streng spannungslinearer Detektor mit Kennlinie $R/E = |\sin(E)|$ hätte den Nachteil, dass der größte Fehlersignalgradient gerade bei einem Polarisationsfehler in Größe der Modulationsschrittweite ermittelt würde. Lediglich bei Polarisationsfehlern innerhalb der Modulationsschrittweite wäre die einfache Abstandsberechnung aus Formel (2.7) anwendbar. Solche Detektoren wären daher in Bezug auf die erreichbare Nachregelgeschwindigkeit sehr ungünstig. Auch wegen der Analogien zum Intensitätsdetektor (Kapitel 2.1) wird die Charakteristik der Detektoren in Folgenden immer im Vergleich zu einem leistungslinearen (bezogen auf die elektrische HF-Leistung) Detektor analysiert. Wie zuvor beim Intensitätsdetektor wird die Detektorkennlinie durch Mittelung des Detektorsignals auf verschiedenen Breitenkreisen um die Poincarékugel ermittelt.

Die schwarze durchgehende Linie in Abbildung 19 (links) zeigt den Verlauf des relativen Intensitätsfehlers (linke Achse) des Detektors bei Polarisationsabweichungen zwischen 0 und π . Die gestrichelte Kurve zeigt die Funktion $R/E = |\sin(E)|$ eines spannungslinearen Detektors, die gepunktete Kurve die Funktion $R/E = \sin^2(E)$ eines leistungslinearen Detektors. Grau und in zehnfach vergrößertem Maßstab sind die Abweichungen zwischen gemessener und leistungslinearer Kennlinie dargestellt (rechte Achse). Es fällt auf, dass die gemessene Kurve vor allem in der Nähe von $R/E=0$ der leistungslinearen Kennlinie ähnlicher ist als der spannungslinearen. Dies ist der Eigenschaft des verwendeten RF-Detektors

zuzuschreiben, kleine Interferenzleistungen schwächer zu detektieren als große. Diese Eigenschaft wird im Folgenden genauer analysiert.

Auf der rechten Seite der Abbildung 19 ist der Verlauf der Detektorsteilheit bei 6 GHz Signalfrequenz dargestellt. Abgebildet ist die Ausgangsspannung V_{OUT} , abgeleitet nach der elektrischen HF-Leistung, $P_{el,dB}$, in Dezibel. Ein idealer Gleichrichter wiese einen linearen Zusammenhang zwischen Ausgangsspannung V_{OUT} und optischer Leistung P_{opt} auf. Die Ableitung nach P_{opt} wäre daher bei einem idealen Detektor konstant, d.h.

$$\frac{\partial V_{OUT}(P_{opt})}{\partial P_{opt}} = k', \quad \text{da } V_{OUT}(P_{opt}) = k' \cdot P_{opt} . \quad (3.11)$$

Für die Ausgangsspannung als Funktion der elektrischen Leistung P_{el} gälte gleichzeitig

$$V_{OUT}(P_{el}) = k \cdot \sqrt{P_{el}} . \quad (3.12)$$

Mit der Umrechnung der elektrischen Leistung in Dezibel,

$$P_{el,dB} = 10 \cdot \log_{10}(P_{el}) \quad \text{bzw.} \quad P_{el} = 10^{\frac{P_{el,dB}}{10}} , \quad (3.13)$$

lässt sich die Ausgangsspannung V_{OUT} nach $P_{el,dB}$ ableiten,

$$\begin{aligned} V_{OUT}(P_{el,dB}) &= k \cdot 10^{\frac{P_{el,dB}}{20}} \\ \frac{\partial V_{OUT}(P_{el,dB})}{\partial P_{el,dB}} &= k \cdot \ln\left(10^{\frac{1}{20}}\right) \cdot 10^{\frac{P_{el,dB}}{20}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

und ebenfalls in Dezibel darstellen:

$$\left. \frac{\partial V_{OUT}(P_{el,dB})}{\partial P_{el,dB}} \right|_{dB} = 10 \cdot \log_{10}\left(k \cdot \ln\left(10^{\frac{1}{20}}\right)\right) + \frac{1}{2} \cdot P_{el,dB} \quad (3.15)$$

Die ideale Gleichrichtung ist daher in in Abbildung 19 (rechts) dargestellten Koordinatensystem als eine Gerade mit Steigung 1/2 zu erkennen. Diese Steigung wird jedoch nur bei elektrischen Leistungen $P_{el,dB} > -10$ dBm erreicht. Darunter verläuft die Kurve deutlich steiler. Unter -20 dBm erreicht der Detektor etwa

$$\left. \frac{\partial V_{OUT}(P_{el,dB} < -20 \text{ dBm})}{\partial P_{el,dB}} \right|_{dB} \cong k' + \frac{10}{12} \cdot P_{el,dB} , \quad (3.16)$$

also fast einen linearen Zusammenhang zwischen Ausgangsspannung und elektrischer Leistung. Diese Aufteilung der Kennlinie in einen quadratischen Bereich bei kleinen Leistungen und einen linearen Bereich bei größeren Leistungen ist typisch für

Schottkydetektoren. Die quadratische Detektion kleiner Leistungen kann rechnerisch wie folgt erklärt werden:

Im Durchlassbereich wird der Strom I durch die Diode durch die Schockley-Gleichung [58] beschrieben. Er hängt von der angelegten Spannung U sowie von einer *Temperaturspannung* U_T (~ 26 mV) und dem *Sättigungssperrstrom* I_S ($\sim 10^{-12} \dots 10^{-6}$ A) ab:

$$I = I_S \cdot \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right) \quad (3.17)$$

Der Exponentialterm der Schockley-Gleichung kann durch seine Taylorreihe

$$e^{\frac{U}{U_T}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{U^n}{U_T^n \cdot n!} \quad (3.18)$$

dargestellt werden. Für kleine Eingangsspannungen U werden die Terme höherer Ordnung schnell so klein, dass sie vernachlässigt werden können. Des Weiteren wirken sich bei Wechsellspannungen nur Terme mit geradem n aus: Terme mit ungeraden n besitzen keinen Gleichanteil und werden daher von einer Kapazität am Ausgang des Detektors eliminiert. Für die Detektion kleiner Wechsellspannungen gilt daher in guter Näherung

$$I = I_S \cdot \frac{U^2}{2U_T^2} \quad (3.19)$$

Damit kann erklärt werden, dass die gemessene Detektorkennlinie bei kleinen Leistungen näherungsweise linear zur elektrischen Leistung ist.

In Abbildung 19 ist die Differenz zwischen gemessenem und leistungslinem Verlauf des RIE (links) nahezu sinusförmig, mit doppelter Frequenz und einer Amplitude (peak-to-peak) von etwa 0,125. Der gemessene Verlauf des relativen Intensitätsfehlers lässt sich daher gut durch

$$RIE(E) = \sin^2(E) + 0,125 \cdot \sin^2(2E) \quad (3.20)$$

beschreiben.

Um die Charakteristik des Detektors weiter zu analysieren, werden die Kennlinien als Funktionen der tatsächlichen elektrischen Interferenzleistung $RIE_{IDEAL} = \sin^2(E)$ dargestellt. Für den leistungslinaren Detektor ergibt sich erwartungsgemäß

$$f_{IDEAL}(E) = \sin^2(E) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2E), \quad \text{mit } E = \frac{1}{2} \arccos(1 - 2 \cdot RIE) \quad (3.21)$$

$$f_{IDEAL}(RIE) = RIE, \quad f_{IDEAL}'(RIE) = 1$$

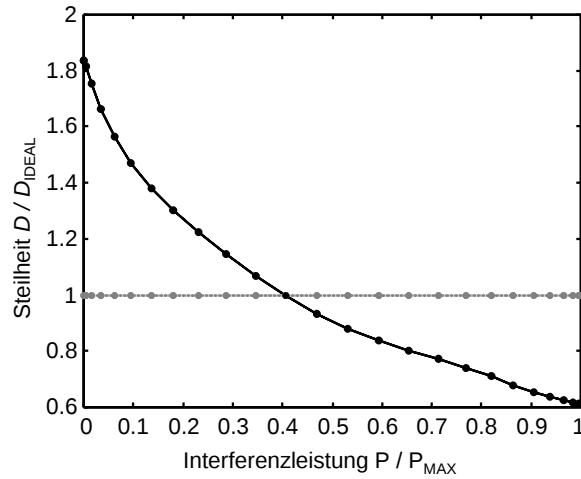


Abbildung 20: Steilheit des Detektortyps „spannungslinear 1“ (schwarz) im Vergleich zum idealen, leistungslinaren Detektor (grau)

Die Ableitung $f'(RIE)$ dieser Funktion wird im Folgenden als Detektorsteilheit bezeichnet. Die konstante Steilheit Eins des leistungslinaren Detektors zeigt hier gewissermaßen die konstante Verstärkung einer bestimmten Interferenzleistung. Im gemessenen, reellen Fall (Formel (3.20)) erhält man

$$\begin{aligned}
 f_{REAL}(E) &= \sin^2(E) + 0.125 \cdot \sin^2(2E) \\
 &= \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cdot \cos(2E) + \frac{1}{16} - \frac{1}{16} \cdot \cos(4E) \\
 &= \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cdot \cos\left(2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \arccos(1 - 2 \cdot RIE)\right) + \frac{1}{16} - \frac{1}{16} \cdot \cos\left(4 \cdot \frac{1}{2} \cdot \arccos(1 - 2 \cdot RIE)\right), \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

und mit $\cos(2 \cdot \arccos(x)) = 2 \cdot x^2 - 1$:

$$f_{REAL}(RIE) = \frac{3}{2} \cdot RIE - \frac{1}{2} \cdot RIE^2, \quad f_{REAL}'(RIE) = \frac{3}{2} - RIE$$

Die Steilheit des realen Detektors in dieser Konfiguration ist also im Optimum ($RIE=0$) um 50% höher als die eines theoretischen, leistungslinaren Interferenzdetektors.

Die vorgenommene Näherung der Abweichung durch die Sinuskurve ist allerdings nicht sehr genau: Die Kurve $RIE - RIE_{IDEAL}$ aus Abbildung 19 (links) verläuft um die Punkte Null und π herum etwas steiler als um den Punkt $\pi/2$. Die tatsächliche Detektorsteilheit muss deshalb am Nullpunkt noch etwas größer sein als die berechneten 150%.

Um die Detektorsteilheit möglichst genau zu ermitteln, wurde die Messkurve in Matlab durch ein Polynom achter Ordnung angenähert. Abbildung 20 zeigt die Ableitung dieses Polynoms nach dem idealen RIE . Die berechnete Detektorsteilheit beträgt 183% bei $RIE=0$ und fällt nach $RIE=1$ bis auf 61% ab.

3.1.2.4 Addition der Interferenzsignale

In Kapitel 3.3 wird später gezeigt, dass es wegen polarisationsabhängiger Dämpfung (PDL) sinnvoll sein kann, Interferenz in beiden Polarisationskanälen zu detektieren und das Regelsignal aus der Summe der beiden Interferenzleistungen zu bilden. Im trivialen Fall werden die Interferenzen einzeln detektiert und anschließend die Ausgangsströme der beiden Hochfrequenzdetektoren summiert, siehe Abbildung 17 im vorherigen Kapitel. Bei diesem Verfahren bleibt die Charakteristik des Detektors erhalten, es werden aber zwei Hochfrequenzverstärker und zwei Hochfrequenzdetektoren benötigt. Werden stattdessen direkt die zwei Photoströme aus den beiden Kanälen addiert und gemeinsam weiterverarbeitet, spart man Bauelemente (einen Verstärker und einen Detektor) und deren Verlustleistung. Eine solche Schaltung ist in Abbildung 21 dargestellt. Dabei müssen für die Addition jeweils die zueinander inversen Ausgänge der Frontends verwendet werden, wie die folgende Rechnung zeigt:

Kanal 1 sende ein Signal mit beliebiger Polarisation:

$$\vec{E}_1 = E_1 \cdot \begin{pmatrix} \cos\vartheta \cos\epsilon + j \sin\vartheta \sin\epsilon \\ \sin\vartheta \cos\epsilon - j \cos\vartheta \sin\epsilon \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

Das Signal von Kanal 2 sei orthogonal zu Kanal 1. Aufgrund der Orthogonalitätsbedingung (Formel (1.10)) gilt für den zweiten Kanal:

$$\vec{E}_2 = E_2 \cdot \begin{pmatrix} -\sin\vartheta \cos\epsilon - j \cos\vartheta \sin\epsilon \\ \cos\vartheta \cos\epsilon - j \sin\vartheta \sin\epsilon \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Beide Signale werden überlagert und treffen auf einen Polarisationsstrahlteiler, an dessen Ausgang 1 der horizontal polarisierte Anteil und an dessen Ausgang 2 der vertikal polarisierte Anteil des Signals austritt. Für die Signale an den Ausgängen gilt dann:

$$\begin{aligned} E_{PBS1} &= E_1 \cos\vartheta \cos\epsilon + E_1 j \sin\vartheta \sin\epsilon - E_2 \sin\vartheta \cos\epsilon - E_2 j \cos\vartheta \sin\epsilon \\ E_{PBS2} &= E_1 \sin\vartheta \cos\epsilon - E_1 j \cos\vartheta \sin\epsilon + E_2 \cos\vartheta \cos\epsilon - E_2 j \sin\vartheta \sin\epsilon \end{aligned} \quad (3.25)$$

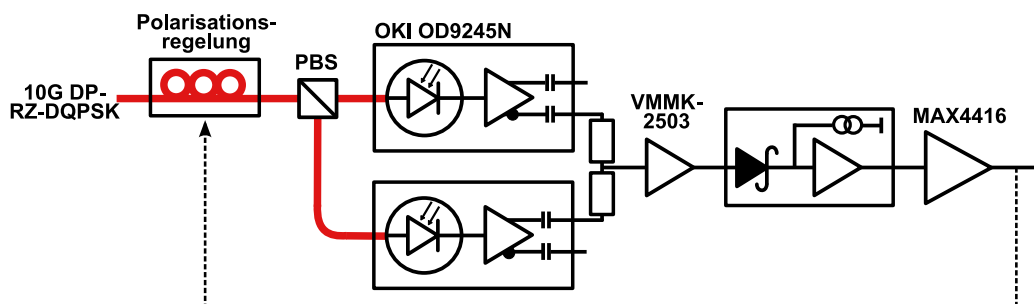


Abbildung 21: Detektortyp „spannungslinear 2“: Interferenzmessung mit einem spannungslinearen RF-Detektor (Peak-Detektor) und Addition zweier Interferenzsignalen vor dem Detektor.

Beide Kanäle senden mit gleicher Amplitude $|\underline{E}_1| = |\underline{E}_2| = 1$, aber unterschiedlicher Phase ($\underline{E}_2 = \underline{E}_1 \cdot e^{j\Delta\varphi(t)}$). Eine gemeinsame Phase der beiden Kanäle wird vernachlässigt, sie spielt für die Interferenz keine Rolle. Die Phasendifferenz $\Delta\varphi(t)$ beinhaltet die Phasenmodulation sowie eine unbekannte, symbolunabhängige Phasenverschiebung der Kanäle.

$$\begin{aligned}\underline{E}_{PBS1}(t) &= \cos\epsilon \cdot (\cos\vartheta - e^{j\Delta\varphi(t)}\sin\vartheta) + j\sin\epsilon \cdot (\sin\vartheta - e^{j\Delta\varphi(t)}\cos\vartheta) \\ \underline{E}_{PBS2}(t) &= e^{j\Delta\varphi(t)} \cdot (\cos\epsilon \cdot (\cos\vartheta + e^{-j\Delta\varphi(t)}\sin\vartheta) - j\sin\epsilon \cdot (\sin\vartheta + e^{-j\Delta\varphi(t)}\cos\vartheta))\end{aligned}\quad (3.26)$$

Bei linearer Polarisation ($\sin\epsilon = 0, \cos\epsilon = 1$) verschwindet der rechte Teil der beiden Formeln. Übrig bleiben an beiden Ausgängen zwei Zeiger der Längen $\cos\vartheta$ und $\sin\vartheta$ mit demselben Winkel $\Delta\varphi(t)$ zwischen den Zeigern, genau wie in Formel (3.6). In einem Kanal wird der Zeiger mit dem Betrag $\sin\vartheta$ addiert, im anderen Kanal subtrahiert. Für die Fotoströme in den Frontends an den beiden Strahlteilerausgängen gilt in diesem Fall:

$$\begin{aligned}I_{PBS1,\epsilon=0}(t) &= r \cdot |\cos\vartheta - e^{j\Delta\varphi(t)}\sin\vartheta|^2 = r \cdot (1 - \cos(2\vartheta)\sin(\Delta\varphi(t))) \\ I_{PBS2,\epsilon=0}(t) &= r \cdot |\cos\vartheta + e^{-j\Delta\varphi(t)}\sin\vartheta|^2 = r \cdot (1 + \cos(2\vartheta)\sin(\Delta\varphi(t)))\end{aligned}\quad (3.27)$$

Abhängig von ϑ wird der Fotostrom in einem Frontend um den gleichen Betrag kleiner, um den er am anderen Frontend größer wird. Das Gleiche gilt auch für den zirkularen Anteil des Signals ($\sin\epsilon = 1, \cos\epsilon = 0$). Damit erzeugt auch eine Polarisationsabweichung in Richtung zirkularer Polarisation gegenphasige Interferenz an den Strahlteilerausgängen. Die in Abbildung 21 gezeigte Zusammenschaltung der jeweils zueinander inversen Ausgänge der Frontends ist daher richtig.

Eine einfachere Erklärung dafür ist auch, dass während einer Symboldauer das aus den beiden Kanälen zusammengesetzte Licht vollständig polarisiert ist. Aufgrund der Leistungserhaltung muss die Leistungssumme auch während dieses kurzen Zeitraums konstant bleiben. Eine symbolabhängige Zunahme der Leistung an einem der Ausgänge muss daher gleichzeitig eine Abnahme der Leistung gleichen Betrags an dem anderen Ausgang bewirken.

Da die Leistung am Eingang des Detektors bei dieser Variante größer ist, muss die Verstärkung des abschließenden Operationsverstärkers etwas verringert werden, sodass bei einer optischen Eingangsleistung von +7 dBm das Regelsignal wieder den vollen ADC-Bereich der Reglerhauptplatine ausnutzt.

3.1.2.5 Leitungslängen

Wie in Kapitel 3.1.2.1 gezeigt wurde, hat eine Phasenverschiebung zwischen den beiden Polarisationskanälen an einem einzelnen Frontend kaum Einfluss auf die Interferenz. Unterschiedliche Leitungslängen der beiden Kanäle zwischen den Strahlteilerausgängen und den beiden Frontends führen jedoch dazu, dass die RZ-Pulse zu unterschiedlichen

Längenunterschied / Pulsabstand	Abschwächung der optischen Interferenzleistung	Abschwächung der elektrischen Interferenzleistung
50%	36%	56%
25%	13%	24%
20%	8,6%	17%
10%	2,4%	4,7%
5%	0,6%	1,3%

Tabelle 3.3: Abschwächung der Interferenzleistung durch unterschiedliche Leitungslängen

Zeitpunkten detektiert werden. Im schlimmsten Fall überlagern sich die Pulse bei der Addition vor dem Hochfrequenzverstärker (Abbildung 21) dann destruktiv.

Bei perfekter Polarisationsausrichtung (keine Interferenz) bedeutet dieser Fall, dass Leistungsanteile von der Symbolfrequenz hin zur doppelten Symbolfrequenz verschoben werden. Die durch Kanalübersprechen entstandenen Interferenzleistungen werden ebenfalls aus dem Bereich unterhalb der Symbolfrequenz in den Bereich oberhalb der Symbolfrequenz verschoben. Da der detektierte Bereich unterhalb der Symbolfrequenz liegt, verringert sich dadurch die Empfindlichkeit des Detektors.

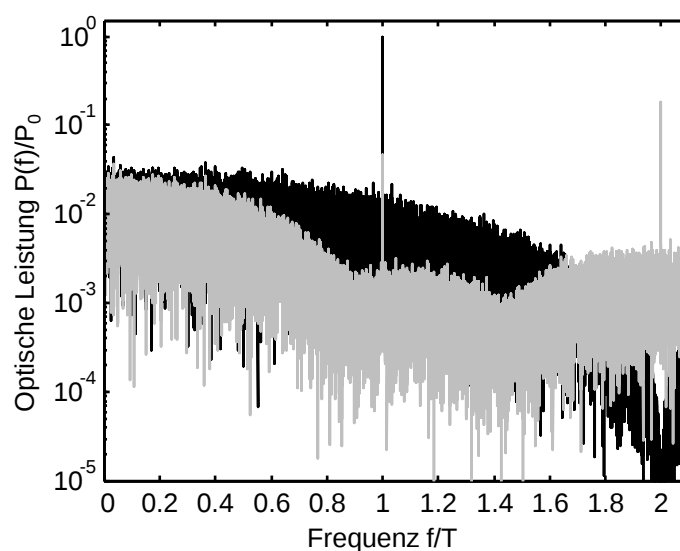


Abbildung 22: Spektrum der maximalen optischen Interferenzleistung bei angepasster Leitungslänge (schwarz) und bei einem Leitungslängenunterschied von einer halben RZ-Pulslänge (grau).

Abbildung 22 zeigt das (simulierte) Amplitudenspektrum des Photostroms bei maximaler Interferenz im Fall angepasster Leitungslänge (schwarz) und bei einem Leitungslängenunterschied von einer halben RZ-Pulslänge (grau). Im ersten Fall überlagern sich die Photostrompulse der empfangenen Symbole konstruktiv, im zweiten Fall destruktiv. Bei einer Symbolfrequenz von 10 GHz würde der Mittelwert der optischen Interferenzleistung im detektieren Bereich zwischen 700 MHz und 7 GHz um 36% abgeschwächt. Die gleichen Abschwächungsfaktoren ergeben sich auch für kleinere Interferenzleistungen (Polarisationsfehlstellung $< \pi/2$).

Die Leistungsabschwächung wurde bei verschiedenen Längenunterschieden simuliert und in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Die Leistungsabschwächung verläuft im Fall optischer Interferenzleistung fast quadratisch mit dem Längenunterschied. Wenn nur eine Abschwächung der optischen Interferenzleistung von 10% noch toleriert werden kann, müssen die Leitungen auf 20% des Pulsabstandes abgeglichen werden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Signale im Lichtwellenleiter beträgt etwa 200 $\mu\text{m}/\text{ps}$ (siehe Kapitel 1.2.2.1). Bei 10 Gbaud (20 mm Pulsabstand) beträgt die zulässige Längendifferenz demnach 4 mm, bei 50 Gbaud (4 mm Pulsabstand) nur 0,8 mm.

3.1.2.6 Detektorcharakteristik bei Addition der Interferenzsignale

Abbildung 23 (links) vergleicht die gemessene Kennlinie eines Detektors mit Addition der Interferenzsignale vor dem HF-Detektor (im Folgenden: Typ „spannungslinear 2“) mit einem leistungslinearen Detektor. Die gemessene Kennlinie ist jetzt der spannungslinearen Funktion viel ähnlicher. Der maximale Unterschied der gemessenen relativen Intensitätsfehler (*RIE*) zum leistungslinearen Detektor ist jetzt mit 0,225 deutlich höher als in der vorherigen Konfiguration (maximal 0,14). Auch die Verzerrung der Sinusform der Kennliniendifferenz ist noch stärker. Sie lässt sich in diesem Fall nicht mehr gut durch einen Sinus approximieren: In der Nähe von Null ist die Funktion noch steiler, in der Nähe von $\pi/2$ noch flacher. Die Detektorsteilheit dieses Typs beginnt daher bei *RIE*=0 noch höher und fällt nach *RIE*=1 noch

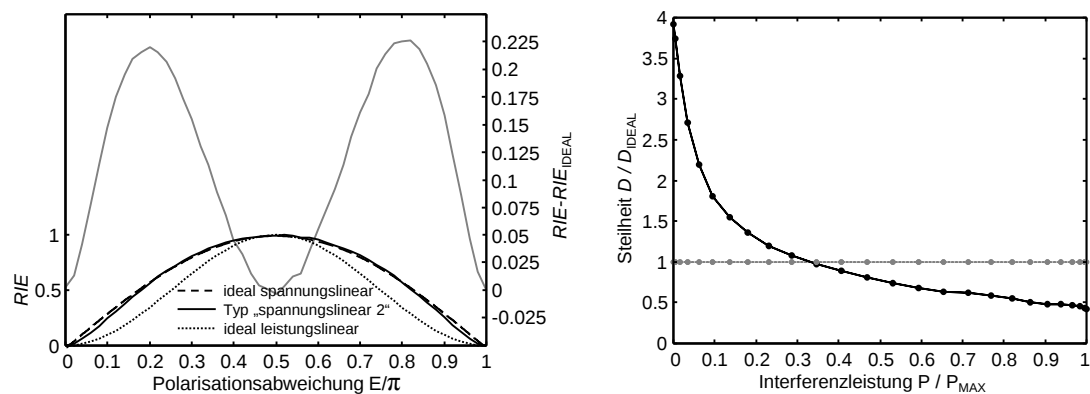


Abbildung 23: Links: Gemessene Kennlinie des Detektortyps „spannungslinear 2“ (durchgehend), theoretische Kennlinien eines idealen, leistungslinearen Detektors (gepunktet) und eines idealen, spannungslinearen Detektors (gestrichelt). Rechts: Steilheit des Interferenzdetektors (schwarz) im Vergleich zum idealen, leistungslinearen Detektor (grau).

weiter ab.

Dies kann damit erklärt werden, dass sich die elektrischen Signale der beiden Frontends vor den Detektoren konstruktiv überlagern und sich damit die detektierten Spannungspikes verdoppeln. Die maximale Ausgangsspannung V_{OUT} des Hochfrequenzdetektors ist jetzt mit 1400 mV deutlich höher als zuvor (800 mV). Zieht man die Offsetspannung des Detektors von 200 mV von diesen Werten ab, vergrößert sich der Ausgangsspannungshub bei diesem Detektor gerade um den Faktor 2. Laut Datenblatt gehören 1400 mV zu einer elektrischen Hochfrequenzleistung von etwa +4 dBm, die früheren 800 mV zu etwa -1,5 dBm. Dies bestätigt in etwa die Vervielfachung der elektrischen, oder die Verdopplung der gemessenen optischen Interferenzleistung. Der linearere Verlauf des Detektors bei höheren Leistungen kann daher die größere Ähnlichkeit dieses Typs zum spannungslinearen Detektor erklären.

Die gemessene Interferenzkurve wurde wieder in Matlab durch ein Polynom achter Ordnung angenähert. Abbildung 23 (rechts) zeigt die Ableitung der Funktion nach der elektrischen Interferenzleistung $P_{el}(E) = \sin^2(E)$. Die Normierung erfolgt wieder auf einen leistungslinearen Detektor, so dass die Fläche unter beiden Kurven gleich Eins ist. Die Steilheit fällt zwischen minimaler und maximaler Interferenz von 3,92 auf 0,42 ab. Die Vergrößerung der Steilheit im Optimum von der ersten zur zweiten Detektorvariante beträgt mit dem Faktor $3,92/1,875=2,09$ mehr als eine Verdopplung. Im Maximum dagegen sinkt die Steilheit von 0,61 auf 0,42.

3.1.2.7 Nutzung beider Ausgänge der Frontends

Analog zu dem oben beschriebenen Verfahren lassen sich auch die beiden noch offenen Ausgänge der Frontends zusammenschalten. Dieses Signal ist gegenphasig zum ersten Interferenzsignal, enthält aber die gleiche Interferenzleistung. Es wird in einem separaten Zweig verstärkt und detektiert, siehe Abbildung 24. Hinter den Detektoren wird das Interferenzsignal summiert. Die Verstärkung des Operationsverstärkers kann daher halbiert werden, was den Rauschanteil des Regelsignals verringert. Die Detektorcharakteristik ändert sich hierdurch nicht.

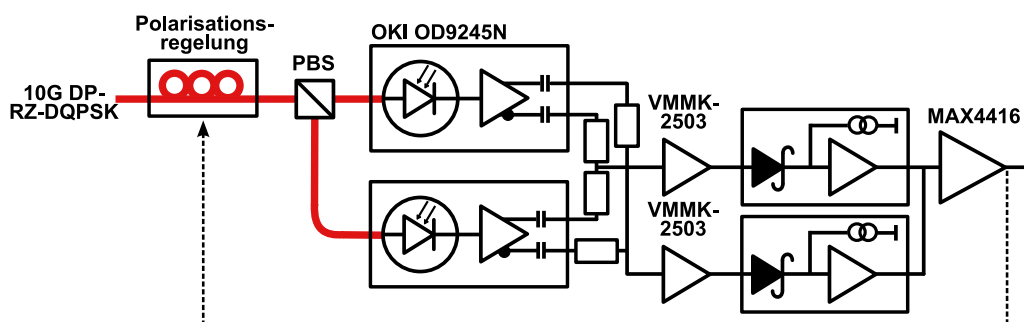


Abbildung 24: Interferenzmessung mit zwei spannungslinearen RF-Detektoren (Peak-Detektoren). Addition von zwei Interferenzsignalen vor den Detektoren und Nutzen beider Detektorausgänge.

Die Detektorcharakteristik kann allerdings durch die Verwendung eines anderen Hochfrequenzverstärkers oder Änderung der optischen Eingangsleistung angepasst werden. Je nach Leistung vor dem HF-Detektor arbeitet der Interferenzdetektor mehr im spannungslinearen oder mehr im leistungslinearen Bereich, sodass die beschriebenen Detektorvarianten nur zwei charakteristische Beispiele für viele mögliche Kennlinien spannungs- oder leistungslinearer Detektoren sind.

3.1.2.8 Interferenzdetektoren mit logarithmischer Kennlinie

Als dritter Interferenzdetektortyp wurde eine Platine mit einem logarithmischen Leistungsdetektor (Analog Devices AD8319) aufgebaut. Da dieser einen differentiellen Eingang besitzt, werden für den positiven und negativen Eingang die gleichphasigen Ausgänge der beiden Frontend verwendet, siehe Abbildung 25. Da der Detektor außerdem sehr empfindlich ist [59], kann auf den Hochfrequenzverstärker verzichtet werden.

Die durchgehende Kurve in Abbildung 26 (links) zeigt wieder den Verlauf des relativen Intensitätsfehlers (linke Achse), die gestrichelte Kurve den theoretischen Verlauf $R/E = \log_{10}(\sin^2(E) + 0,025)$, welcher zusätzlich noch auf den Bereich zwischen 0 und 1 normiert wurde. Grau und in zehnfach vergrößertem Maßstab sind die Abweichungen zwischen gemessener und theoretischer Kennlinie dargestellt (rechte Achse). Eine kleine

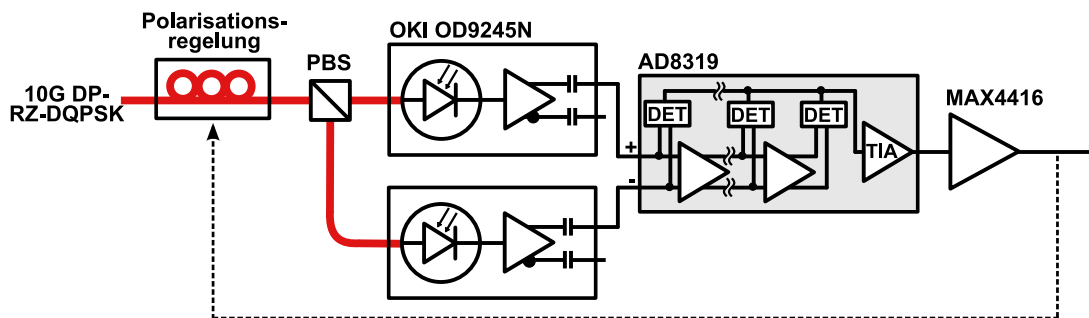


Abbildung 25: Interferenzmessung mit logarithmischem RF-Detektor.

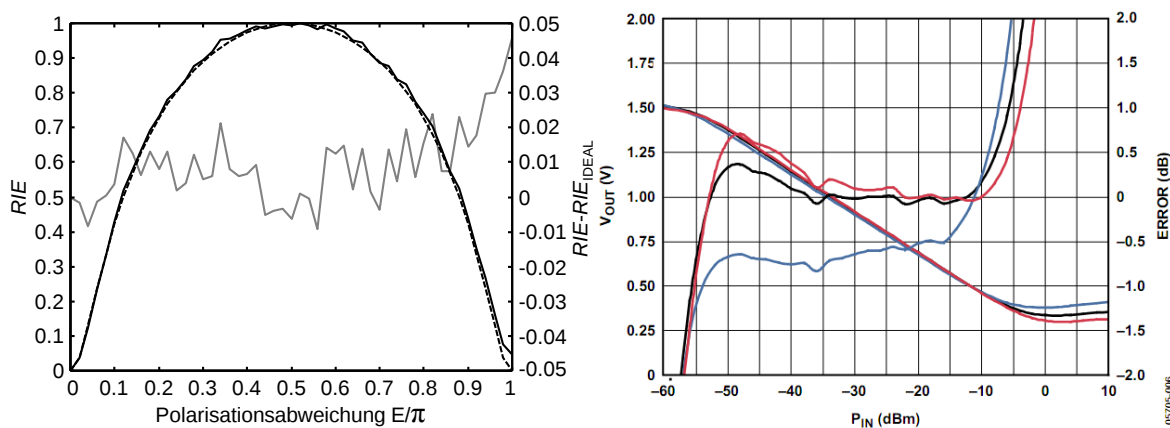


Abbildung 26: Links: Gemessene (durchgehend) und ideale (gestrichelt) Kennlinie des logarithmischen Interferenzdetektors. Rechts: Kennlinie bei 3,6 GHz aus Datenblatt [59] bei unterschiedlichen Temperaturen von 25°C, -40°C und +85°C.

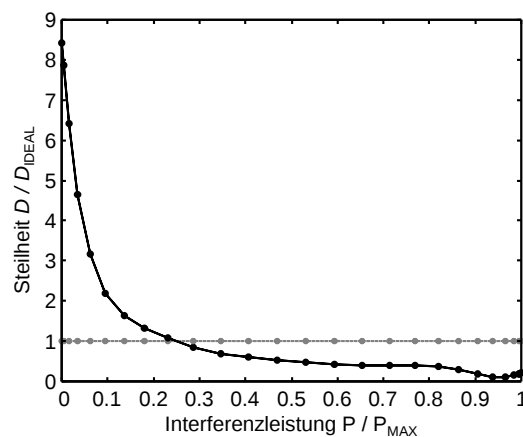


Abbildung 27: Steilheit des logarithmischen Interferenz-detektors (schwarz) im Vergleich zum idealen linearen Detektor (grau).

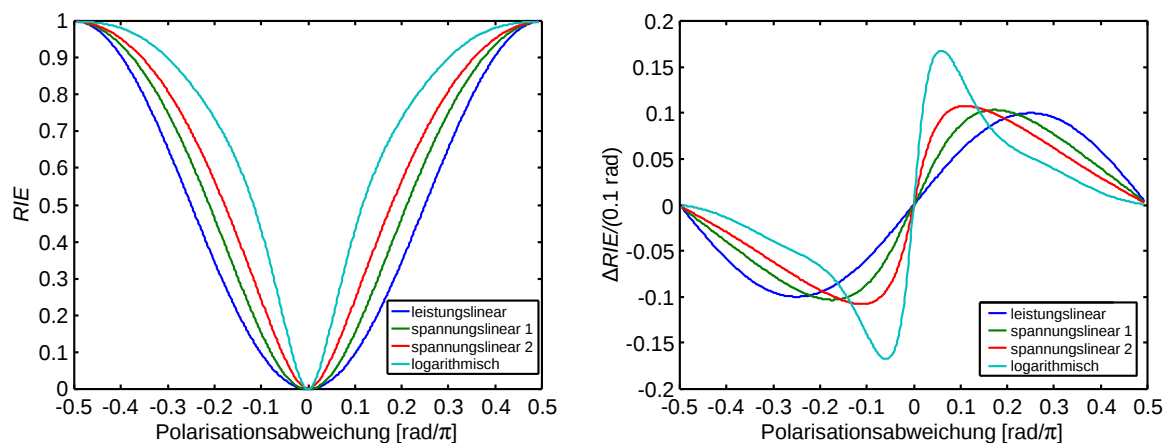


Abbildung 28: Links: Vergleich der Interferenzgebirge aller Detektoren, Rechts: Vergleich der Gradientenverläufe aller Detektoren

Interferenzleistung wird auch in den Optima bei 0 und π detektiert, weshalb der idealen Kurve ein Offset hinzugefügt wurde und das theoretische Regelsignal auch in diesen Punkten begrenzt ist. Der Wert von 0,025 wurde so gewählt, dass die reale Kennlinie möglichst gut getroffen wird. Größere Abweichungen sind nur in der Nähe von $E=\pi$ erkennbar. Ursache dafür ist aber nicht die Detektorcharakteristik, sondern wieder die Ungenauigkeiten der Wellenplattenmodellierung, die sich in diesem Messpunkt besonders stark auswirken.

Das wie zuvor durch die Messpunkte gelegte Polynom weist im Vergleich zum idealen, leistunglinearen Detektor eine Steilheit von 842% im Minimum und 11% im Maximum auf, siehe Abbildung 27.

3.1.3 Vergleich der Interferenzdetektoren

Abbildung 28 vergleicht die Detektorkennlinien aller vorgestellten Detektortypen. Auf der linken Seite ist das Interferenzgebirge abhängig vom Polarisationsfehler abgebildet. Die rechte Seite zeigt die Fehlersignalgradienten. Dabei ist schon berücksichtigt, dass der Detektor nicht exakt den Gradienten am lokalen Arbeitspunkt erfasst, sondern einen

Gradienten aus zwei Modulationspunkten berechnet, die jeweils 0,05 Radiant ober- und unterhalb des Arbeitspunktes liegen.

Die Detektoren unterscheiden sich deutlich in der Lage des maximalen Fehlersignalgradienten und der Steigung des Gradienten im Optimum. Dies beeinflusst die Eigenschaften des Polarisationsreglers, beispielsweise die maximale Nachregelgeschwindigkeit, wie im Folgenden gezeigt wird. Beim idealen, spannungslinearen Detektor (nicht abgebildet) würde der maximale Gradient bereits im Optimum bzw. bei einer der Modulationsweite entsprechenden Abweichung von diesem erreicht. Gleiches gälte für einen idealen, logarithmischen Detektor. Nur die Eigenschaft der realen Detektoren, kleine Leistungen etwas schwächer zu detektieren, ermöglicht es in diesen Fällen, in einem begrenzten Bereich auch außerhalb der Modulationsschrittweite aus dem Gradienten auf den aktuellen Polarisationsfehler zu schließen.

3.2 Regelung mit Interferenzdetektion

Im Kapitel 3.1.2.1 wurde gezeigt, dass der RIE bei idealer leistunglinearer Interferenzdetektion dem Sinusquadrat des Polarisationsfehlers E entspricht. Anders als bei der Intensitätsdetektion gibt hier zwei Polarisationszustände, die zu minimalem Fehlersignal führen: Bei einem Polarisationsfehler $E = \pi$ ist das Interferenzsignal wieder minimal, da sich dort der orthogonale Polarisationskanal befindet. Es wird dabei keine Erkennung eines bestimmten Polarisationskanals durchgeführt. Beim Einschalten rastet der Regler auf einen der beiden Kanäle ein. Soll der Kanal gewechselt werden, beispielsweise weil zwei unabhängige Regler auf denselben Kanal eingerastet sind, muss einer der Regler seinen Arbeitspunkt in beliebiger Richtung um den Wert π ändern.

Für das Fehlersignal und den Gradienten gelten jetzt nahe dem Optimum die Näherungen

$$\begin{aligned} RIE(E) &= \sin^2(E) \cong E^2 \quad \text{und} \\ \frac{\partial RIE(E)}{\partial E} &= 2 \cdot \sin(E) \cong 2 \cdot E . \end{aligned} \quad (3.28)$$

Zwischen der Berechnung des Abstands zum Optimum bei der idealen Intensitätsdetektion (Formel (2.5)) und Interferenzdetektion liegt ein Faktor 4, der bei der Festlegung der Regelparameter berücksichtigt werden muss. Analog zu Formel (2.9) lässt sich aus dem an zwei Modulationspunkten gemessenen Interferenzsignal der Abstand zum Optimum in Richtung der Modulation berechnen:

$$\Delta RIE(\varphi, E) = RIE\left(E + \cos\varphi \cdot \frac{\Delta M}{2}\right) - RIE\left(E - \cos\varphi \cdot \frac{\Delta M}{2}\right) = 2 \cdot \cos\varphi \cdot \Delta M \cdot E \quad (3.29)$$

3.2.1 Regelung mit idealer leistunglinearer Detektorkennlinie

Abbildung 29 zeigt die detektierte Polarisationsabweichung eines idealen, leistunglinearen Interferenzdetektors, normiert auf die Steigung 1 im Optimum. Die detektierte Polarisationsabweichung entspricht der Ableitung der elektrischen Interferenzleistung nach der Polarisationsabweichung im aktuellen Arbeitspunkt. Im Gegensatz zur Detektion der Intensität einer einzelnen Polarisation tritt hier die erste Nullstelle außerhalb des Optimums schon bei der Polarisationsabweichung von $\pi/2$ auf. Dort werden beide Polarisationskanäle zu gleichen Anteilen überlagert, und die Interferenzleistung ist in ihrem Maximum. Bei einer Polarisationsabweichung von π sind beide Kanäle vertauscht und die Interferenzleistung wieder minimal.

Der maximale Intensitätsgradient wird bei einer Polarisationsabweichung von $\pi/4=0,785$ rad erreicht. Mit der Näherung aus Formel (3.28) wird jedoch an dieser Stelle eine Polarisationsabweichung von nur 0,5 rad ermittelt. Der nachfolgende Polarisationsprung fällt daher um 0,285 rad geringer aus als eigentlich nötig. Dies begrenzt die erreichbare Nachregelgeschwindigkeit beim idealen, leistunglinearen Interferenzdetektor auf 0,5 rad pro Iteration, also 500 krad/s bei 1 μ s Iterationszeit.

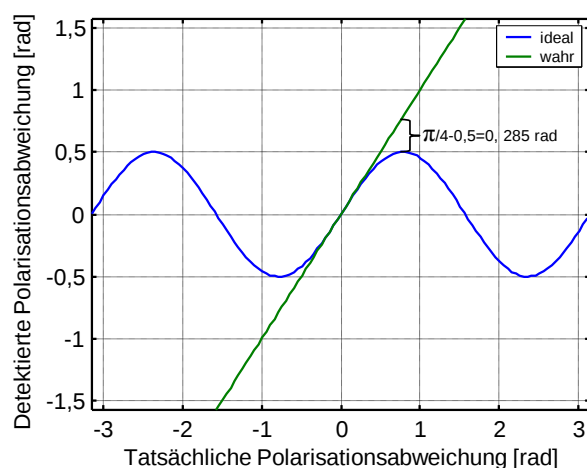


Abbildung 29: Vergleich zwischen detektierter Polarisationsabweichung mit idealem, leistungslinemem Interferenzdetektor im Vergleich zur tatsächlichen Polarisationsabweichung.

3.2.1.1 Vor- und Nachteile anderer Detektorkennlinien

Da bei der Regelung mit Interferenzdetektion sehr geringe Leistungen und Leistungsunterschiede innerhalb eines sehr kurzen Modulationszeitraums gemessen werden müssen, spielt das Rauschverhalten eine wichtige Rolle. Bei geringen Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten sind daher Detektoren mit steiler Detektorkennlinie (z.B. der logarithmische Detektor) am Nullpunkt im Vorteil. Nachteilig dagegen ist diese Eigenschaft bei hohen Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten, wie im Folgenden gezeigt wird.

Abbildung 30 zeigt die mit den aufgebauten Interferenzdetektoren ermittelten Polarisations-

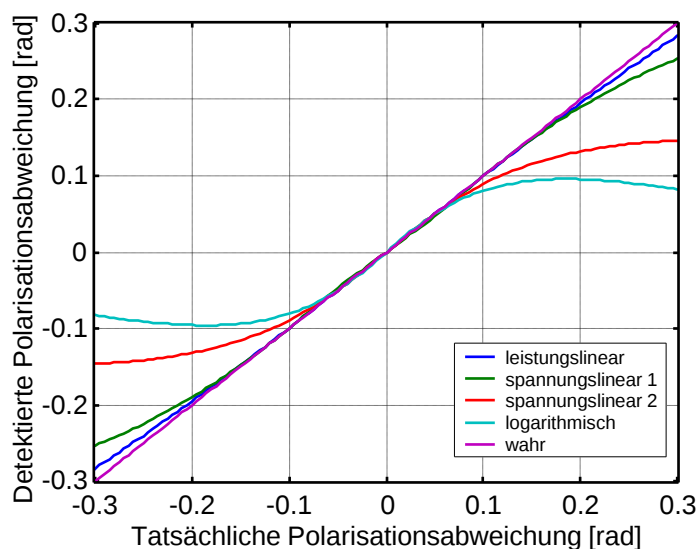


Abbildung 30: Vergleich zwischen detektierten und tatsächlichen Polarisationsabweichungen aller Detektoren

Detektortyp	Tatsächliche Polarisationsabweichung bei maximalem Gradienten	Detektierte Polarisationsabweichung bei maximalem Gradienten	Maximale Geschwindigkeit bei 1 μ s Zykluszeit
leistunglinear	0,785 rad	0,5 rad	500 krad/s
spannungslinear 1	0,545 rad	0,31 rad	310 krad/s
spannungslinear 2	0,327 rad	0,147 rad	147 krad/s
logarithmisch	0,185 rad	0,096 rad	96 krad/s

Tabelle 3.4: Theoretische Nachregelgeschwindigkeitsgrenzen der Interferenzdetektoren bei einer Zykluszeit von 1 μ s und relativer Regelverstärkung von Eins

abweichungen (vertikale Achse) abhängig von den tatsächlichen Polarisationsabweichungen (horizontale Achse). Dafür wurden die Gradientenverläufe aus Abbildung 28, rechts, so normiert, dass der Betrag der detektierten Polarisationsabweichung nie größer als die tatsächliche Polarisationsabweichung ist (relative Regelverstärkung $A_R=1$). Da bei allen Detektoren das Maximum der zweiten Ableitung des *RIE* im Optimum liegt, reicht es dazu aus, die Steigung der Gradienten im Optimum auf 1 zu normieren. Daraus ergeben sich die normierten Gradientenverläufe mit relativer Regelverstärkung von Eins.

Je größer die Verstärkung kleiner Interferenzleistungen ist, desto kleiner ist die tatsächliche Polarisationsabweichung im Punkt des maximalen Gradienten. Beim logarithmischen Detektor liegt das Maximum bei einer tatsächlichen Polarisationsabweichung von $\pm 0,185$ Radiant. An diesem Punkt wird bei Regelverstärkung von Eins eine detektierte Polarisationsabweichung von knapp 0,1 Radiant berechnet. Der logarithmische Detektor kann daher bei dieser Regelverstärkung unmöglich eine konstante Polarisationsänderungsgeschwindigkeit von mehr als 0,1 Radiant pro Iteration nachverfolgen. Für den idealen, leistunglinearen Detektor liegt diese theoretische Grenze bei 0,5 Radiant pro Iteration, beim Typ „spannungslinear 1“ bei 0,310 Radiant pro Iteration, und beim Typ „spannungslinear 2“ bei 0,147 Radiant pro Iteration, siehe Tabelle 3.4.

3.2.2 Polarisationsregelung mit verschiedenen Detektoren

Jeder Zyklus des Polarisationsreglers beginnt mit der Anwendung des zuletzt berechneten Gradientensprungs auf den aktuellen Arbeitspunkt. Am neuen Arbeitspunkt wird die Polarisierung moduliert. Aus den Fehlersignalen an den Modulationspunkten berechnet der

Regler den nächsten Gradientensprung. Anschließend beginnt der Regler mit dem nächsten Regelzyklus.

In der Simulation erfolgen die Anwendung des Gradientensprungs und die Modulation gleichzeitig, und die Modulationsschritte werden nicht dargestellt. Außerdem wird die Simulation auf einen eindimensionalen Polarisationsfehler beschränkt. Die gewonnen Erkenntnisse können auf den reellen Fall, in dem zweidimensionale Polarisationsfehler ausgeregelt werden, übertragen werden. Im Folgenden wird die Regelung unter den gleichen Bedingungen wie zuvor in Kapitel 2.2 betrachtet.

Eine moderate Polarisationsänderungsgeschwindigkeit von 1 krad/s entspricht 1 mrad pro Iteration bei 1 μ s Iterationszeit. Dies führt bei einem idealen Detektor zu einem maximalen und mittleren Polarisationsfehler von 2 mrad und 1,5 mrad (ohne Modulation), analog zum Intensitätsdetektor in Kapitel 2.2. Bei solch geringen Abweichungen machen sich die unterschiedlichen Gradientenverläufe der Detektoren (Abbildung 30) noch nicht bemerkbar. Erst ab einer Polarisationsabweichung von etwa 0,05 Radiant weichen die detektierten Werte stärker voneinander ab.

Abbildung 31 zeigt die Regelsimulation bei Polarisationsänderungen von 0,1 Radiant pro Iteration, entsprechend 100 krad/s bei einer Iterationszeit von 1 μ s. Zu Beginn des zweiten Zyklus wird bei einer Polarisationsabweichung von 0,1 Radiant moduliert. An diesem Arbeitspunkt ist die Verstärkung des logarithmischen Detektors schon so reduziert, dass statt der benötigten 0,1 Radiant nur 0,0805 Radiant als Polarisationsabweichung ermittelt werden (beim Typ „spannungslinear 2“: 0,0893 Radiant).

Wie in Tabelle 3.4 gezeigt, verliert der logarithmische Detektor bei 100 krad/s die Zielpolarisation, während 95 krad/s gerade noch nachgeregelt werden würden. In der Praxis

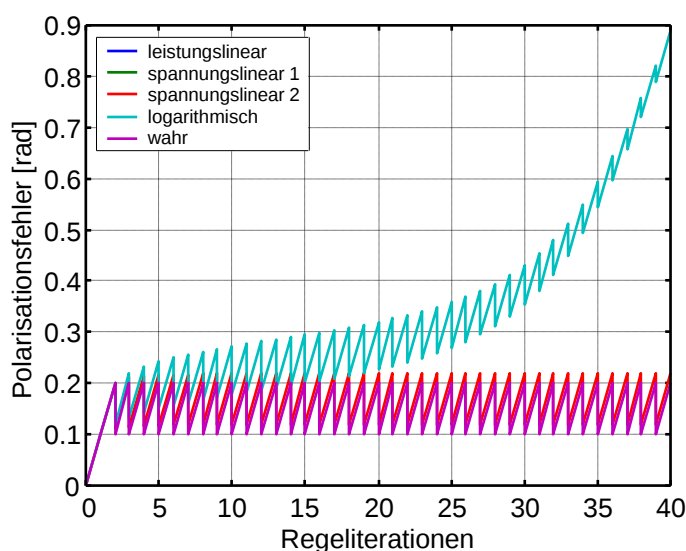


Abbildung 31: Simulation der Polarisationsregelung mit verschiedenen Detektoren bei relativer Regelverstärkung von Eins und Polarisationsänderungen von 0,1 Radiant pro Iteration.

kann der Arbeitspunkt durch Messrauschen zusätzlich verschoben werden, so dass die Gefahr besteht, dass der Regler mit diesem Detektor auch unterhalb von 100 krad/s die Zielpolarisation verliert. Dieses Verhalten wurde auch in den Experimenten bestätigt.

Auch der Detektortyp „spannungslinear 2“ leidet bei hohen Regelgeschwindigkeiten etwas unter der abflachenden Detektorcharakteristik. Die maximalen Polarisationsfehler bei Regelung mit diesem Detektortyp sind mit 0,218 Radiant etwas höher als bei den anderen, die kaum einen Unterschied zum idealen (wahren) Detektor (0,2 Radiant) zeigen.

3.3 Auswirkungen von PDL

Werden bei der Übertragung Lichtwellen eines bestimmten Polarisationszustands stärker gedämpft als andere, spricht man von polarisationsabhängigen Verlusten (engl. Polarization Dependent Loss, PDL). PDL verschlechtert die Übertragungsqualität. Stärker als der Leistungsverlust wirkt sich dabei der Verlust der Orthogonalität zweier zuvor orthogonal polarisierter Signale im Polarisationsmultiplex aus. Dieser Orthogonalitätsverlust führt im Empfänger zu Kanalübersprechen, da die Kreuzpolarisation bei der optischen Signaltrennung mit einem Polarisationsstrahlteiler nicht mehr vollständig unterdrückt werden kann.

3.3.1 Polarisationsänderungen durch PDL

PDL-Elemente lassen sich durch die Höhe der Dämpfung und die Lage der Polarisationszustände mit größter bzw. geringster Dämpfung, den sogenannten Hauptachsen, beschreiben. Falls der vorerst als linear angenommene Polarisationszustand einer Lichtwelle nicht genau auf einer der ebenfalls linear polarisierten Hauptachsen eines PDL-Elements liegt, wird sie beim Durchlaufen des PDL-Elements in Richtung der weniger gedämpften Hauptachse verdreht. Am größten ist der Drehwinkel, wenn zwischen Signalpolarisation und Hauptachse ein (Erhebungs-)Winkel von 45° liegt.

Durchläuft beispielsweise ein $+45^\circ$ linear polarisiertes Signal einen partiellen Polarisator $\mathbf{J}_{PDL}$ mit stärker gedämpftem Eigenmodus $[0 \ 1]^T$ und einem Dämpfungsfaktor von e^γ zwischen den Hauptachsen, dann hat sich die Polarisation am Ausgang,

$$\vec{\mathbf{E}}_{out} = \mathbf{J}_{PDL} \cdot \vec{\mathbf{E}}_{in} = \begin{bmatrix} e^{\gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma/2} \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{\gamma/2} \\ e^{-\gamma/2} \end{pmatrix}, \quad (3.30)$$

um einen Winkel von $\Delta\vartheta = \text{atan}(e^{-\gamma}) - \pi/4 = \text{atan}\left(\frac{1-e^{-\gamma}}{1+e^{-\gamma}}\right)$ in Richtung des weniger gedämpften Eigenmodus $[1 \ 0]^T$ des partiellen Polarisators hin gedreht. In der hier gewählten Darstellung ist die Jonesmatrix so normiert, dass der weniger gedämpfte Eigenmodus verstärkend wirkt.

Im Falle der Signalübertragung im Polarisationsmultiplex erfährt das kreuzpolarisierte Signal mit -45° Polarisation die gleiche Drehung in Richtung des weniger gedämpften Eigenmodus, so dass die beiden Signale hinter dem PDL-Element in einem (Erhebungs-)Winkel von $2\text{atan}(e^{-\gamma})$ zueinander stehen. Bei PDL in Höhe von 3 dB ($e^{-\gamma} = 0,5$) reduziert sich der Erhebungswinkel zwischen den Polarisationskanälen bereits von 90° auf $53,1^\circ$.

Auch zirkular polarisierte Signale erfahren eine Polarisationsänderung beim Durchlaufen des PDL-Elements. Aus der Jonesmatrix lässt sich mit Formel (2.227) aus [9] die Müllermatrix dieses PDL-Elements berechnen:

	horizontal	vertikal	+45°	-45°	rechtszirk.	linkszirk.
$\vec{S}_{in}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
$\vec{S}_{out}$	$\begin{pmatrix} e^\gamma \\ e^\gamma \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} e^{-\gamma} \\ -e^{-\gamma} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \cosh\gamma \\ \sinh\gamma \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \cosh\gamma \\ \sinh\gamma \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \cosh\gamma \\ \sinh\gamma \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \cosh\gamma \\ \sinh\gamma \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$

Tabelle 3.5: Polarisationsänderungen durch PDL eines Faktors $e^{-\gamma}$ für Stokesvektoren fundamentaler Polarisationszustände

$$\mathbf{J}_{PDL} = \begin{bmatrix} e^{\gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma/2} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{M}_{PDL} = \begin{bmatrix} \cosh\gamma & \sinh\gamma & 0 & 0 \\ \sinh\gamma & \cosh\gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.31)$$

Tabelle 3.5 zeigt die Polarisationsänderungen durch dieses PDL-Element für die Stokesvektoren der fundamentalen Polarisationszustände aus Kapitel 1.2.3. Der Polarisationsgrad 1 bleibt in allen Fällen erhalten. Horizontale oder vertikale Polarisation ändert sich nicht, dafür ist hier die Dämpfung bzw. Verstärkung des Signals am größten. Der Orthogonalitätsverlust ist dagegen am größten, wenn die Eingangsvektoren in der S_2 - S_3 -Ebene liegen, z.B. $\pm 45^\circ$ lineare Polarisation oder zirkulare Polarisation. Unter dieser Voraussetzung wird der Einfluss der PDL auf das Polarisationsdemultiplex im Folgenden untersucht.

3.3.2 Polarisationsdemultiplex bei PDL

Wird zum Trennen der beiden Polarisationskanäle X und Y mit einem Polarisationsstrahlteiler lediglich am Strahlteiler Ausgang für Kanal X die Interferenz detektiert, so transformiert der Polarisationsregler den kreuzpolarisierten Kanal Y exakt auf den nicht detektierten Strahlteiler Ausgang Y. Am Ausgang X tritt dann kein Übersprechen aus Kanal Y auf, allerdings ist das Signal X um den Faktor $\cos^2 \Delta\theta'$ gedämpft, wobei $\Delta\theta' = 2 \operatorname{atan}(e^{-\gamma})$ in diesem Fall der verbleibende Winkel zwischen den Polarisationskanälen ist. Am Ausgang Y entsteht ein Kanalübersprechen, da zusätzlich zum Signal X noch Signal Y mit Faktor $\sin^2 \Delta\theta'$ auftritt. Der Nachteil bei diesem Detektionsverfahren ist, dass es einen Kanal bevorzugt, der andere aber ein umso größeres Kanalübersprechen aufweist.

Um den maximalen Einfluss von PDL so gering wie möglich zu halten kann das Übersprechen auf beide Kanäle aufgeteilt werden. Dazu muss das Fehlersignal aus der Summe der Interferenz beider Kanäle gewonnen werden. Der Polarisationsregler stellt die Polarisation dann auf die Mitte zwischen den Optimalstellungen für Kanal X und Y ein. Beide

Kanäle werden dann um den Faktor $\cos^2(\Delta\vartheta'/2)$ gedämpft, an beiden Ausgängen tritt Übersprechen des zweiten Kanals in Höhe von $\sin^2(\Delta\vartheta'/2)$ auf.

Um das Übersprechen dagegen aus beiden Kanälen zu eliminieren, kann das Signal mittels eines optischen Kopplers aufgeteilt und jeder Kanal von einem zweier unabhängiger Polarisationsreglern auf den Ausgang eines Polarisators geregelt werden. Nachteilig sind dabei der höhere Hardwareaufwand sowie der Signalverlust von 3 dB durch den Koppler. Außerdem sinkt dadurch gegenüber der Detektion an beiden Ausgängen die erzielbare Nachregelgeschwindigkeit, wie in den nächsten Kapiteln gezeigt wird. Dieses Verfahren eignet sich daher bevorzugt nur für Szenarien mit hoher PDL wenn die erwarteten Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten niedrig sind.

3.3.3 Polarisationsregelung bei PDL

Abhängig von der polarisationsabhängigen Dämpfung und dem gewählten Detektionsverfahren ändert sich die Verteilung der detektierten Interferenzleistung über die Poincarékugel. Der Einfluss dieser Verteilung auf das Regelverhalten wird im Folgenden unter Annahme einer idealen, leistunglinearen Detektorkennlinie untersucht.

Die Stokesvektoren zweier orthogonaler Signale $\vec{S}_{in,X}$ und $\vec{S}_{in,Y}$ seien rechts- bzw. linkszirkular und treffen auf ein PDL-Element mit horizontal polarisiertem gedämpften Eigenmodus. Der Polarisationsregler mit der Müllermatrix $\mathbf{M}_{Regler}(\Psi, \Phi)$ transformiere das Signal anschließend durch Drehung um eine Φ - (entspr. doppeltem Elliptizitätswinkel) und Ψ -Achse (entspr. doppeltem Erhebungswinkel) auf einen Polarisationsstrahlteiler, dessen Ausgänge rechtszirkular (V) bzw. linkszirkular (W) seien. Damit gilt an den Ausgängen des Polarisationsstrahlteilers:

$$\vec{S}_{X,Y \rightarrow V,W} = \mathbf{M}_{PBS,V,W} \cdot \mathbf{M}_{Regler}(\Psi, \Phi) \cdot \mathbf{M}_{PDL} \cdot \vec{S}_{in,X,Y} \quad (3.32)$$

Die Orientierungen wurden so gewählt, dass ohne PDL die beiden Interferenzminima auf den Polen der Poincarékugel liegen und die kartesischen Koordinaten Ψ und Φ eine an den Polen gestreckte Oberfläche der Poincarékugel aufspannen. Analog zu Kapitel 3.1.2 wird als Maß für die detektierte Interferenz des leistunglinearen Detektors das Produkt der optischen Leistungen I der beiden Signale X und Y an den Strahlteilerausgängen V und W verwendet:

$$\begin{aligned} RIE_V &\sim I(\vec{S}_{X \rightarrow V}) \cdot I(\vec{S}_{Y \rightarrow V}) \\ RIE_W &\sim I(\vec{S}_{X \rightarrow W}) \cdot I(\vec{S}_{Y \rightarrow W}) \end{aligned} \quad (3.33)$$

Aus Formel (3.32) werden zuerst Teilprodukte berechnet:

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}_{PDL} \cdot \vec{S}_{in,X} &= \begin{pmatrix} \cosh\gamma \\ \sinh\gamma \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, & \mathbf{M}_{PDL} \cdot \vec{S}_{in,Y} &= \begin{pmatrix} \cosh\gamma \\ \sinh\gamma \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \\
\mathbf{M}_{PBS,V} \cdot \mathbf{M}_{Regler}(\Psi, \Phi) &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -\sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) & \cos(\Psi) \cdot \sin(\Phi) & \cos(\Phi) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & -\sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) & \cos(\Psi) \cdot \sin(\Phi) & \cos(\Phi) \end{bmatrix}, & (3.34) \\
\mathbf{M}_{PBS,W} \cdot \mathbf{M}_{Regler}(\Psi, \Phi) &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) & -\cos(\Psi) \cdot \sin(\Phi) & -\cos(\Phi) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -\sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) & \cos(\Psi) \cdot \sin(\Phi) & \cos(\Phi) \end{bmatrix}.
\end{aligned}$$

Damit können die vier Signalintensitäten an den Strahlteilerausgängen berechnet werden,

$$\begin{aligned}
I(\vec{S}_{X \rightarrow V}) &= \frac{1}{2} (\cosh\gamma - \sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) \cdot \sinh\gamma + \cos(\Phi)), \\
I(\vec{S}_{Y \rightarrow V}) &= \frac{1}{2} (\cosh\gamma - \sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) \cdot \sinh\gamma - \cos(\Phi)), \\
I(\vec{S}_{X \rightarrow W}) &= \frac{1}{2} (\cosh\gamma + \sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) \sinh\gamma - \cos(\Phi)), \\
I(\vec{S}_{Y \rightarrow W}) &= \frac{1}{2} (\cosh\gamma + \sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) \sinh\gamma + \cos(\Phi)),
\end{aligned} \tag{3.35}$$

aus denen schließlich die detektierte Interferenzleistung, d.h. der *RIE*, folgt:

$$\begin{aligned}
RIE_V &= (\cosh\gamma - \sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) \cdot \sinh\gamma)^2 - \cos^2(\Phi), \\
RIE_W &= (\cosh\gamma + \sin(\Psi) \cdot \sin(\Phi) \cdot \sinh\gamma)^2 - \cos^2(\Phi).
\end{aligned} \tag{3.36}$$

Der *RIE* wurde dabei so normiert, dass er ohne PDL zwischen 0 und 1 liegt. Abbildung 32 zeigt das Interferenzgebirge, das am Ausgang V (links) und am Ausgang W (Mitte) über die Koordinaten Ψ und Φ detektiert wird. Dargestellt sind die Gebirge für vier verschiedenen Dämpfungsfaktoren zwischen 0 und 3 dB. Je dunkler die Einfärbung, desto größer ist die Interferenzleistung. Ohne PDL (erste Zeile) ergibt sich aus Formel (3.33) an beiden Ausgängen das gleiche $RIE_{V,W}(\gamma = 0) = \frac{1}{2} \cdot (1 + \cos(\Phi)) \cdot (1 - \cos(\Phi)) = \frac{1}{2} \sin^2(\Phi)$ wie in Kapitel 3.1.2. Die Interferenzminima liegen in diesem Fall auf den Polen $\Phi = 0$ und $\Phi = \pi$ der Poincarékugel. Je größer der Orthogonalitätsverlust durch PDL, desto weiter wandern die beiden Interferenzminima aufeinander zu.

Die beiden Interferenzminima (Nullstellen der Gleichung (3.36)) für den Ausgang V liegen allgemein auf den Punkten

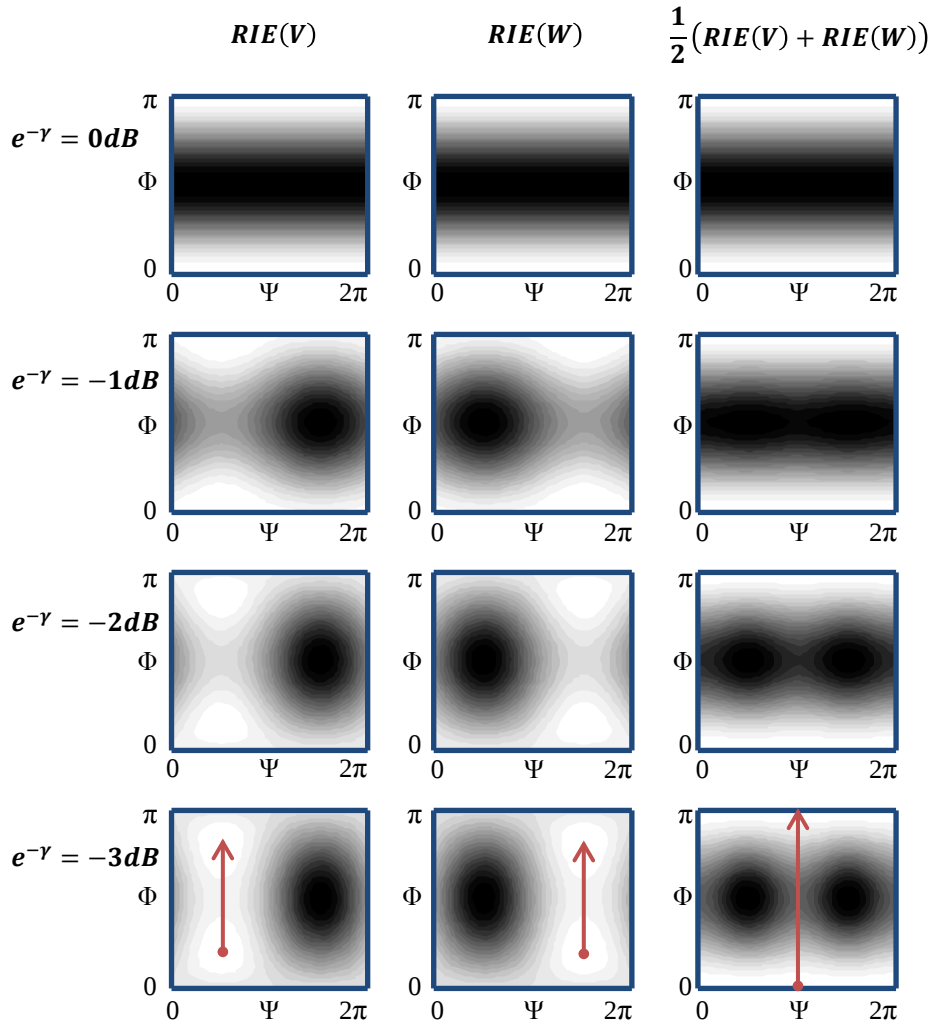


Abbildung 32: Interferenzgebirge auf der gestreckten Oberfläche der Poincarékugel für Ausgang V (links) und Ausgang W (Mitte) des Strahlteilers und für Kombination beider Ausgänge (rechts). Simulation für verschiedene Dämpfungskonstanten γ ursächlich für PDL zwischen 0 dB (oben) und -3 dB (unten)

$$\begin{pmatrix} \Phi_{V,Min1} \\ \Psi_{V,Min1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2atan\left(\frac{1-e^{-\gamma}}{1+e^{-\gamma}}\right) \\ \pi/2 \end{pmatrix} \text{ und } \begin{pmatrix} \Phi_{V,Min2} \\ \Psi_{V,Min2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi - 2atan\left(\frac{1-e^{-\gamma}}{1+e^{-\gamma}}\right) \\ \pi/2 \end{pmatrix}. \quad (3.37)$$

Das globale Interferenzmaximum liegt, unabhängig vom detektierten Ausgang und Größe des Dämpfungsfaktors, am Punkt

$$\begin{pmatrix} \Phi_{V,Max} \\ \Psi_{V,Max} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi/2 \\ 3\pi/2 \end{pmatrix}. \quad (3.38)$$

Auf dem kürzesten Weg zwischen den Minima entsteht durch die PDL ein Pfad mit geringem Interferenzgradienten (in der Abbildung mit einem Pfeil markiert). Der Scheitelpunkt der Interferenzleistung auf diesem Weg liegt am Punkt

$$\begin{pmatrix} \Phi_{V,SP} \\ \Psi_{V,SP} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi/2 \\ \pi/2 \end{pmatrix}. \quad (3.39)$$

Der detektierte *RIE* am Scheitelpunkt ist nach Formel (3.36):

$$RIE_{V,SP}(\gamma) = (\cosh\gamma - \sinh\gamma)^2 = e^{-2\gamma}, \quad (3.40)$$

während im globalen Maximum ein Wert von

$$RIE_{V,Max}(\gamma) = (\cosh\gamma + \sinh\gamma)^2 = e^{2\gamma} \quad (3.41)$$

erreicht wird. Bei einem Dämpfungsfaktor von 3dB ($e^{-\gamma} = 0,5$) bedeutet dies, dass die detektierte Interferenzleistung auf dem Scheitelpunkt zwischen den Minima auf ein Viertel sinkt, auf der gegenüberliegenden Seite der Poincarékugel jedoch auf das Vierfache ansteigt.

Abbildung 33 zeigt den Interferenzverlauf in Φ -Richtung im Bereich $\pm\pi$ um den Pol herum für verschiedene PDL zwischen 0 und -3dB. Auf der Trajektorie in Richtung Φ werden sowohl beide Nullstellen als auch der Scheitelpunkt und das globale Maximum durchlaufen. Je höher die PDL, desto größer wird die detektierte Interferenz im Maximum. Es muss daher beim Aufbau des Detektors darauf geachtet werden, dass die Bauelemente wie Verstärker, Detektor und ADC beim Auftreten von PDL im globalen Maximum nicht übersteuert werden. Auf dem direkten Weg zwischen den beiden Minima wird dagegen bei PDL weniger Interferenz detektiert.

Für das Verhalten des Reglers sind die Absolutwerte der Interferenzleistung weniger wichtig

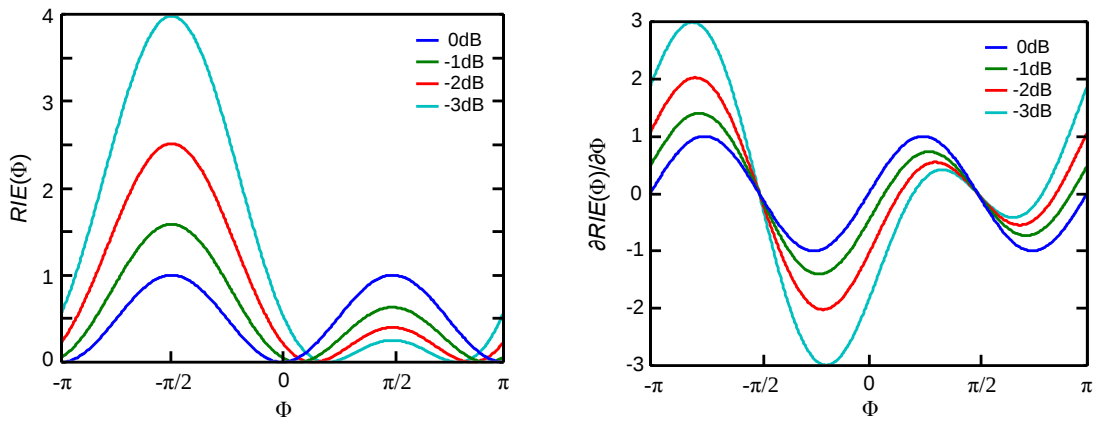


Abbildung 33: Links: Verlauf der Interferenzleistung über Φ am Ausgang V. Ψ ist so gelegt, dass alle Extremstellen durchlaufen werden. Rechts: Verlauf des Interferenzgradienten über Φ .

als der Verlauf des Interferenzleistungsgradienten. Auf kürzestem Weg zwischen den beiden Minima verlaufen die Polarisationsabweichungen in Φ -Richtung. Der RIE am Ausgang V muss für die Betrachtungen daher an der Stelle $\Psi = \pi/2$ nach Φ abgeleitet werden. Dann gilt am Ausgang V nach Formel (3.36):

$$\frac{\partial RIE_V \left(\Psi = \frac{\pi}{2}, \Phi \right)}{\partial \Phi} = -\cos(\Phi) \cdot \sinh(2\gamma) + \sin(2\Phi) \cdot \cosh^2 \gamma. \quad (3.42)$$

Abbildung 33, rechts, zeigt den Verlauf des so berechneten Gradienten. Die konstanten Nullstellen liegen im Scheitelpunkt ($\Psi = \pi/2$) und im globalen Interferenzmaximum ($\Psi = -\pi/2$), die übrigen Nullstellen liegen in den Interferenzminima, ihre Lage ist damit abhängig vom Dämpfungsfaktor. Der maximale Gradient zwischen erstem Minimum und Scheitelpunkt der Interferenzleistung sinkt bei steigender PDL. Es ergeben sich maximale Gradienten von 1 (0 dB), 0,73 (-1 dB), 0,55 (-2 dB) und 0,42 (-3 dB). Bereits ohne weitere Einschränkungen würde die maximale Nachregelgeschwindigkeit bei einem Dämpfungsfaktor von -3 dB auf 42% des Wertes von 0 dB sinken.

Aus Formel (2.12) geht hervor, dass die maximale Regelgeschwindigkeit durch einen hohen Gradienten an anderer Stelle zusätzlich verringert werden kann. Dieser Fall tritt hier ein, und es gilt:

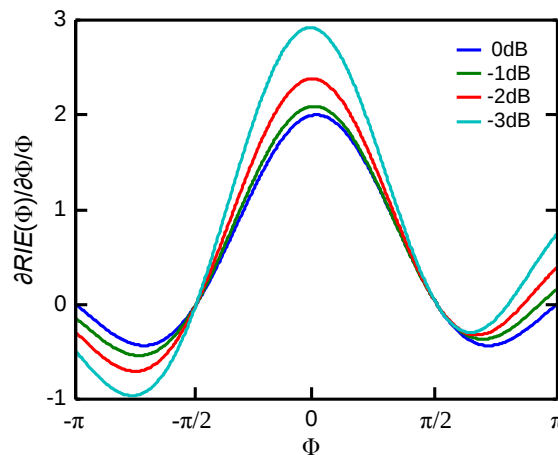


Abbildung 34: Verlauf des resultierenden Regelfaktors bei nicht normiertem RIE und unterschiedlich starker PDL zwischen 0 und -3 dB.

$$\frac{\Delta\Phi_{max}}{Iteration} = \frac{\max\left(\frac{\partial RIE_V\left(\Psi = \frac{\pi}{2}, \Phi\right)}{\partial\Phi}\right)}{\max\left(\frac{\partial RIE_V\left(\Psi = \frac{\pi}{2}, \Phi\right)}{\partial\Phi} \frac{1}{\Delta\Phi}\right)}. \quad (3.43)$$

Bei PDL stimmt der Polarisationsfehler E hier zwar bezüglich der Richtung, aber nicht bezüglich des Betrags mit Φ überein. In der obigen Formel wurde daher für den Abstand zwischen Arbeitspunkt und dem ersten Minimum die Variable $\Delta\Phi$ eingesetzt, also

$$\Delta\Phi = \Phi - \Phi_{V,Min1} = \Phi - 2atan\left(\frac{1 - e^{-\gamma}}{1 + e^{-\gamma}}\right). \quad (3.44)$$

Der Zähler von Formel (3.43) wurde bereits zuvor berechnet. Durch die erneute Normierung des Gradienten (Nenner der Formel (3.43)) wird sichergestellt, dass die normierte Regelverstärkung an keiner Stelle größer als 1 ist. Die erreichbare Regelgeschwindigkeit sinkt daher nicht nur aufgrund des geringeren Gradienten zwischen den Minima, sondern auch, weil die Regelverstärkung aufgrund des an anderen Stellen stärkeren Gradienten verringert werden muss.

Für diese Anpassung muss der Gradient durch den Abstand zum Minimum, nämlich $\Delta\Phi$, geteilt werden. Abbildung 34 zeigt den Verlauf der berechneten Kurven die sozusagen einen resultierenden Regelfaktor angeben. Auf das globale Maximum dieser Funktion muss der RIE, und damit auch der Gradient, normiert werden.

Je höher die PDL, desto größer wird das globale Maximum des resultierenden Regelfaktors. Ohne PDL ergibt sich für den resultierenden Regelfaktor eine SI-Funktion mit Maximum von Zwei an der Stelle $\Phi = 0$. Tatsächlich liegen die Regelfaktormaxima alle an diesem Punkt. Es gilt daher für den Nenner von Formel (3.43):

$$\max\left(\frac{\partial RIE_V\left(\Psi = \frac{\pi}{2}, \Phi\right)}{\partial\Phi} \frac{1}{\Delta\Phi}\right) = \frac{\sinh(2\gamma)}{2atan\left(\frac{1 - e^{-\gamma}}{1 + e^{-\gamma}}\right)}. \quad (3.45)$$

Es ergeben sich Werte von 2 (0 dB), 2,09 (-1 dB), 2,38 (-2 dB) und 2,92 (-3dB). Durch die Normierung auf diese Werte wird die erreichbare Regelgeschwindigkeit zusätzlich verringert. Tabelle 3.6 fasst die berechneten Ergebnisse zusammen. Bei -3 dB erreicht die Regelgeschwindigkeit nur noch gut 28% des ursprünglichen Wertes, nämlich gut 0,14 Radiant pro Iteration.

Funktion	0 dB	-1 dB	-2 dB	-3 dB
$\max\left(\frac{\partial \text{RIE}_V\left(\Psi = \frac{\pi}{2}, \Phi\right)}{\partial \Phi}\right)$	1	0,73	0,55	0,42
$\max\left(\frac{\partial \text{RIE}_V\left(\Psi = \frac{\pi}{2}, \Phi\right)}{\partial \Phi} \frac{1}{\Delta \Phi}\right)$	2	2,09	2,38	2,92
$\frac{\Delta \Phi_{\max}}{\text{Iteration}}$	0,5	0,35	0,23	0,14

Tabelle 3.6: Durch PDL begrenzte maximale Nachregelgeschwindigkeiten

3.3.4 Polarisationsregelung bei PDL mit Detektion beider Kanäle

Wie die rechte Seite der Abbildung 32 zeigt, kann der Abstand zwischen den Minima konstant gehalten werden, wenn als Fehlersignal der Mittelwert der Interferenzleistungen der beiden Ausgänge verwendet wird.

Zwischen den Minima, die auf den Polen der Poincarékugel liegen, gibt es nun zwei charakteristische Wege. Abbildung 35 zeigt die beiden Wege in Φ -Richtung über den Punkt mit höchster Interferenz ($\Psi = \frac{\pi}{2}$, links) und mit geringster Interferenz ($\Psi = \pi$, rechts).

Die Funktion für die Summe der Interferenzleistung lautet

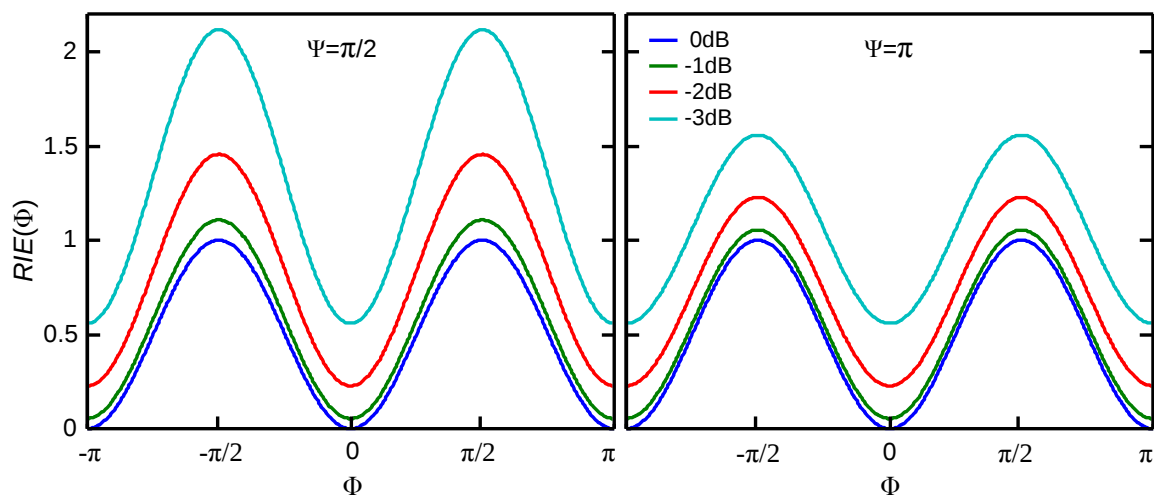


Abbildung 35: Interferenzverlauf über Φ bei Detektion beider Ausgänge. Links: Weg über höchste Interferenz ($\Psi = \pi/2$). Rechts: Weg über geringste Interferenz ($\Psi = \pi$).

$$RIE_{vw} = \frac{1}{2}(RIE_v + RIE_w) = \sinh^2\gamma + \sin^2\Phi \cdot (\sin^2\Psi \cdot \sinh^2\gamma + 1) \quad (3.46)$$

und besitzt einen sinusförmigen Verlauf über Φ . Offset und Amplitude der sinusförmigen Funktion hängen von der Höhe der PDL und von der gewählten Richtung Ψ ab.

Für die beiden charakteristischen Wege aus Abbildung 35 vereinfacht sich die Funktion zu

$$RIE_{vw} = \sinh^2\gamma + \sin^2\Phi \cdot \begin{cases} \cosh^2\gamma & \text{für } \Psi = \pi/2 \\ 1 & \text{für } \Psi = \pi \end{cases} \quad (3.47)$$

Die dazugehörigen Gradienten lauten

$$\frac{\partial RIE_{vw}(\Psi, \Phi)}{\partial \Phi} = \sin(2\Phi) \cdot \begin{cases} \cosh^2\gamma & \text{für } \Psi = \pi/2 \\ 1 & \text{für } \Psi = \pi \end{cases} \quad (3.48)$$

Bei der Berechnung der maximalen Regelgeschwindigkeit nach Formel (3.43) muss der Zähler für den Weg durch minimale Interferenz ($\Psi = \pi$) berechnet werden. Formel (3.48) zeigt, dass der Gradient auf diesem Weg unabhängig vom Dämpfungsfaktor ist. Die maximale Regelgeschwindigkeit wird bei Detektion beider Ausgänge also erfreulicherweise nicht durch eine Verringerung des Interferenzgradienten reduziert. Der Nenner der Formel (3.43), der eine Normierung durch den resultierenden Regelfaktor bewirkt, muss jedoch für den Weg über den maximalen Gradienten auf dem Weg $\Psi = \pi/2$ erfolgen. Abbildung 36 zeigt die Verläufe des resultierenden Regelfaktors beim Weg in Richtung Φ über das globale Maximum von RIE . Ohne PDL ergibt sich wieder die SI-Funktion des doppelten Arguments. Abhängig von der Höhe der PDL vergrößert sich jetzt lediglich die Amplitude der SI-Funktion. Bei -3 dB PDL ist die Amplitude in diesem Fall sogar etwas größer als bei Detektion von nur einem Ausgang. Da jedoch der Scheitelpunkt des Gradienten beim Weg über den geringsten Gradienten jetzt

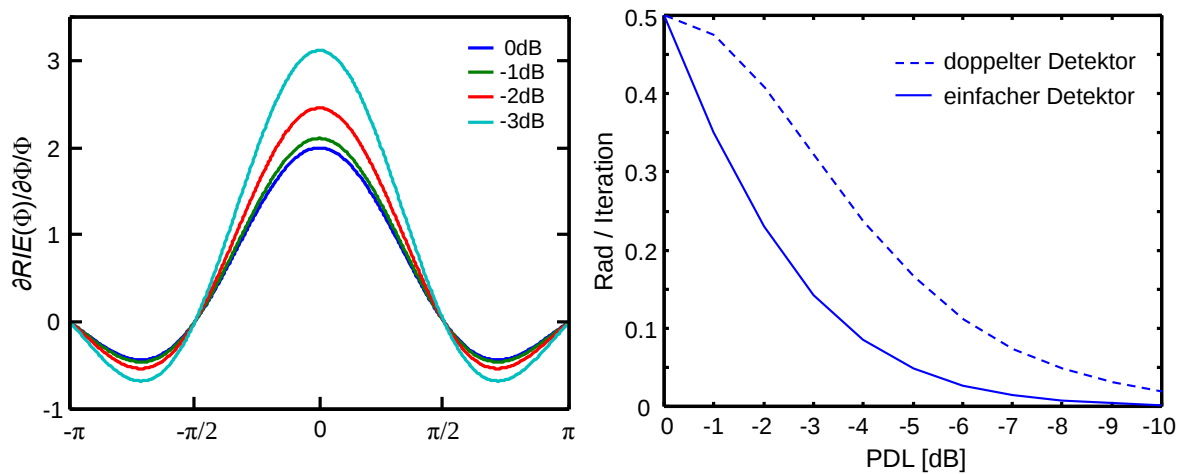


Abbildung 36: Links: Verlauf des resultierenden Regelfaktors bei nicht normiertem RIE und unterschiedlich starker PDL zwischen 0 und -3 dB bei Verwendung beider Ausgänge. Rechts: Verlauf der maximalen Polarisationsregelgeschwindigkeit für PDL zwischen 0 und -10 dB.

Funktion	0 dB	-1 dB	-2 dB	-3 dB
$\max\left(\frac{\partial \text{RIE}_V(\Psi = \pi, \Phi)}{\partial \Phi}\right)$	1	1	1	1
$\max\left(\frac{\partial \text{RIE}_V\left(\Psi = \frac{\pi}{2}, \Phi\right)}{\partial \Phi} \frac{1}{\Phi}\right)$	2	2,11	2,46	3,12
$\frac{\Delta \Phi_{\max}}{\text{Iteration}}$	0,5	0,47	0,41	0,32

Tabelle 3.7: Durch PDL begrenzte maximale Nachregelgeschwindigkeiten bei Detektion beider Ausgänge

wie oben gezeigt unabhängig von der PDL ist, wird die erreichbare Regelgeschwindigkeit weit weniger reduziert.

Tabelle 3.7 zeigt die erreichbaren Nachregelgeschwindigkeiten bei Detektion beider Ausgänge und PDL zwischen 0 und -3 dB. Bei -3 dB wird die Geschwindigkeit bei diesem Verfahren nur noch auf 64% des Ausgangswertes reduziert (früher: 28%).

Die rechte Seite der Abbildung 36 vergleicht die maximale Regelgeschwindigkeit zwischen Detektion an einem Ausgang (gestrichelte Linie) und an beiden Ausgängen (durchgehende Linie). Bei PDL von -10 dB wird die Regelgeschwindigkeit beim einfachen Detektor auf 0,002 Radiant pro Iteration reduziert, während sie beim doppelten Detektor nur auf 0,02 Radiant pro Iteration sinken würde. In diesem extremen Fall würde sich die erreichbare Regelgeschwindigkeit durch Detektion beider Ausgänge also um den Faktor 10 vergrößern.

4 Regelexperimente mit Intensitätsdetektion

4.1 Polarisationsverwürfler

Für einen Polarisationsregler sind Großkreise um die Poincarékugel am schwierigsten nachzuregeln, denn die Steuerspannungen müssen in ihrem Arbeitsbereich gehalten werden, während die Eingangspolarisation sich quasi endlos um die Poincarékugel bewegen kann. Die meisten kommerziellen Polarisationsverwürfler bieten nur einfache Vor- und Zurückbewegungen des Polarisationszustandes an. Dabei lassen sich beispielsweise Spannungshub (Phasenverschiebung) und Frequenz einer oder mehrerer Dreiecksspannungen definieren, die tatsächliche Polarisations trajektorie ist aber unbekannt [60]. Diese Tatsache erschwert es auch, die tatsächliche Polarisationsänderungsgeschwindigkeit solcher Polarisationsverwürfler abzuschätzen. Darüber hinaus gibt es auch bestimmte Polarisationszustände bzw. -trajektorien, die vom Regler besonders schwer nachzuverfolgen sind. Eine gleichmäßige Verteilung der Trajektorien und der Änderungsgeschwindigkeit der Polarisation über die Poincarékugel ist daher wünschenswert.

Um schnelle, endlose Polarisationsänderungen zu erzeugen, die auch auf den ungünstigsten Trajektorien liegen, wurden eigene Polarisationsverwürfler mit Hilfe rotierender Viertel- und Halbwellenplatten aufgebaut. Anfangs wurden mechanische Viertelwellenplatten aus Faserschlaufen und eine Halbwellenplatte aus Quarzglas genutzt, welche auf eine hohle, drehbare Achse aufgeklebt wurde, siehe Abbildung 37. Während das Lichtsignal in einer Freistrahloptik durch die hohle Achse geführt wurde, wurde die Achse mit Hilfe eines Elektromotors über einen Riemen gedreht. Dabei wurden Rotationsgeschwindigkeiten der Halbwellenplatte von 1.600 Umdrehungen pro Sekunde erreicht. Auf diese Weise konnten Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten von 40 krad/s erzeugt werden, z.B. für die Experimente in [61], [62] und [63].

Nachdem die erreichten Nachregelgeschwindigkeiten diesen Wert überschritten, wurden zuerst die Halbwellenplatte, später auch die Viertelwellenplatten nach und nach

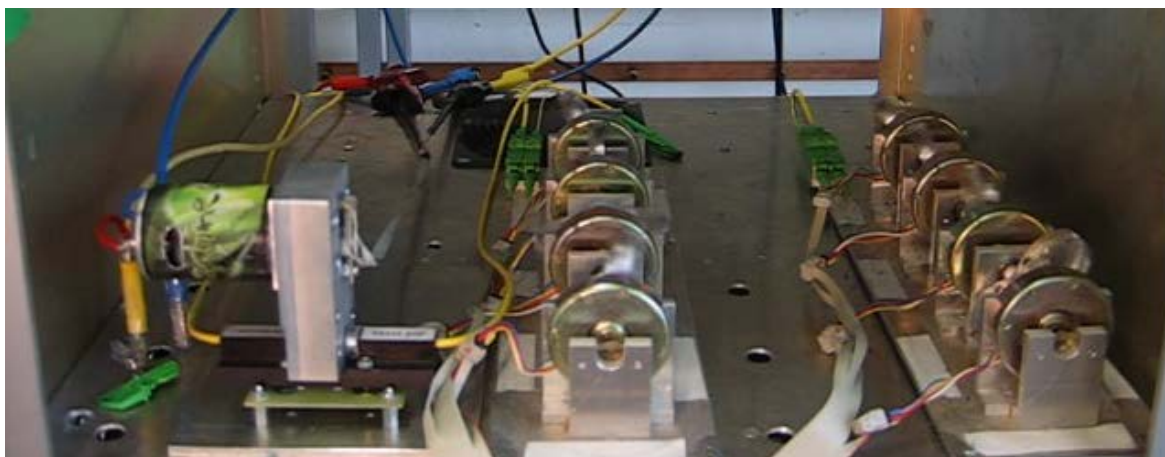


Abbildung 37: Mechanische Anordnung von einer Halb- (links) und acht Viertelwellenplatten (mittig und rechts) zur Erzeugung schneller, endloser Polarisationsänderungen

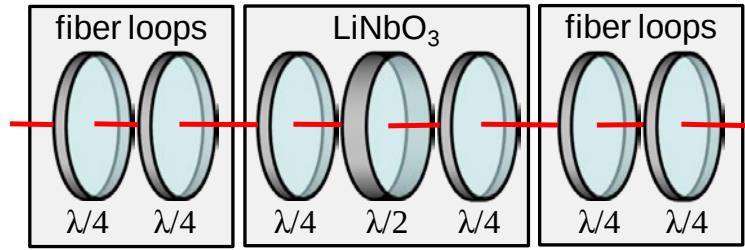


Abbildung 38: Anordnung von Viertel- und Halbwellenplatten als Kombination eines mechanischen und elektrooptischen Systems.

elektrooptisch nachgestellt, siehe Abbildung 38. Zuletzt wurden die acht Sektionen eines Lithiumniobatbauelementes so angesteuert, dass eine Halbwellenplatte zwischen zwei Trios von Viertelwellenplatten gedreht werden konnte. Zur Ansteuerung wurde eine modifizierte Polarisationsregelkarte verwendet. Dieser Aufbau erlaubt es, endlose Polarisationsänderungen mit einer Geschwindigkeit von bis zu 20 Mrad/s zu erzeugen. Dies entspricht ca. 1,6 Millionen kompletten Drehungen der Schwingungsebene des Lichts pro Sekunde.

4.1.1 Trajektorien

Die von der Halbwellenplatte erzeugten Polarisationsänderungen sind immer Kreise auf der Poincarékugel um die Achse zirkularer Polarisation, siehe Formel (1.23). Jede Umdrehung der Eigenmoden der Halbwellenplatte erzeugt zwei komplette Kreise der Ausgangspolarisation. Um die Halbwellenplatte herum sind mehrere Viertelwellenplatten angeordnet, siehe Abbildung 38. Durch Polarisations Transformationen vor und hinter der Halbwellenplatte ändern sich Größe und Orientierung der Kreise, auf denen die durch die Halbwellenplatte verursachten Polarisationsänderungen liegen. Die Viertelwellenplatten drehen sich dabei langsamer als die Halbwellenplatte und mit untereinander inkommensurablen Geschwindigkeiten. Beiträge der Viertelwellenplatten zur resultierenden Polarisationsänderungsgeschwindigkeit können vernachlässigt werden.

4.1.2 Maximale Polarisationsänderungsgeschwindigkeit

Die höchste Änderungsgeschwindigkeit entsteht, wenn das Licht vor der Halbwellenplatte linear polarisiert ist ($\vec{S}_{IN} = [\cos 2\vartheta \ \sin 2\vartheta \ 0]^T$) und die Ausgangspolarisation daher auf einem Großkreis um die Poincarékugel verläuft:

$$\vec{S}_{OUT} = \mathbf{G}_{HWP} \cdot \vec{S}_{IN} = \begin{bmatrix} \cos 4\alpha & \sin 4\alpha & 0 \\ \sin 4\alpha & -\cos 4\alpha & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos 2\vartheta \\ \sin 2\vartheta \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(4\alpha - 2\vartheta) \\ \sin(4\alpha - 2\vartheta) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Bei einer Winkelgeschwindigkeit von $\frac{\partial \alpha}{\partial t} = 2\pi f_r$ der Halbwellenplatte folgt für die Polarisationsänderungsgeschwindigkeit v unter dieser Bedingung:

$$\frac{\partial \vec{S}_{OUT}}{\partial t} = \vec{v} = \begin{pmatrix} -8\pi f_r \cdot \sin(8\pi f_r t - 2\vartheta) \\ 8\pi f_r \cdot \cos(8\pi f_r t - 2\vartheta) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad v = |\vec{v}| = 8\pi f_r \quad (4.2)$$

4.1.3 Mittlere Polarisationsänderungsgeschwindigkeit

Die momentane Polarisationsänderungsgeschwindigkeit hängt nur von der Komponente S_3 des Stokesvektors $\vec{S}_{IN}$ vor der Halbwellenplatte ab. Die Viertelwellenplatten erzeugen gleichmäßig über die Poincarékugel verteilte Polarisations trajektorien vor der Halbwellenplatte. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion F der Polarisation ist daher konstant $1/4\pi$ auf der Kugeloberfläche. Die Wahrscheinlichkeitsfunktion $F_{S_3}(S_3)$ des Stokesparameters S_3 kann berechnet werden, indem die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion F nach S_3 abgeleitet wird [64]:

$$F_{S_3}(S_3) = P(S_3' \leq S_3) = \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\arcsin S_3'} \frac{1}{4\pi} \cos(2\varepsilon) d(2\varepsilon) d(2\vartheta) = \frac{1}{2} S_3 \quad (4.3)$$

$$p_{S_3} = \frac{dF_{S_3}}{dS_3} = \begin{cases} 1/2 & \text{für } |S_3| \leq 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Gleiches gilt für p_{S_2} und p_{S_1} , d.h. alle Stokesparameter sind gleichverteilt.

Die Polarisationen $\vec{S}_{IN}$ vor der Halbwellenplatte und $\vec{S}_{OUT}$ hinter der Halbwellenplatte können durch ihren S_3 -Anteil und ihren Erhebungswinkel ϑ dargestellt werden,

$$\vec{S}_{IN} = \begin{pmatrix} \sqrt{1 - S_{3,IN}^2} \cos 2\vartheta \\ \sqrt{1 - S_{3,IN}^2} \sin 2\vartheta \\ S_{3,IN} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{S}_{OUT} = \begin{pmatrix} \sqrt{1 - S_{3,IN}^2} \cos(4\alpha - 2\vartheta) \\ \sqrt{1 - S_{3,IN}^2} \sin(4\alpha - 2\vartheta) \\ -S_{3,IN} \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Die Polarisationsänderungsgeschwindigkeit $\frac{\partial \vec{S}_{OUT}}{\partial t}$ hinter der Halbwellenplatte ist dann nur noch abhängig vom Stokesparameter S_3 :

$$\frac{\partial \vec{S}_{OUT}}{\partial t} = \vec{v} = \begin{pmatrix} -\sqrt{1 - S_{3,IN}^2} 8\pi f_r \cdot \sin(8\pi f_r t - 2\vartheta) \\ \sqrt{1 - S_{3,IN}^2} 8\pi f_r \cdot \cos(8\pi f_r t - 2\vartheta) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad v = 8\pi f_r \sqrt{1 - S_{3,IN}^2} \quad (4.5)$$

Für die mittlere Polarisationsänderungsgeschwindigkeit gilt:

$$\overline{\left| \frac{\partial \vec{S}_{OUT}}{\partial t} \right|} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \left| \frac{\partial \vec{S}_{OUT}}{\partial t} \right| dS_3 = 8\pi f_r \int_0^1 \sqrt{1 - S_{3,IN}^2} dS_3 = 2\pi^2 f_r \quad (4.6)$$

Damit liegt ein Faktor von $k=\pi/4$ zwischen maximaler und mittlerer Polarisationsänderungsgeschwindigkeit.

Abbildung 39 zeigt eine typische aus solch einer Anordnung erzeugte Polarisations trajektorie. Bei langsamer Geschwindigkeit (links: 5 rad/s) sind die zeitlichen Änderungen der Kreisdurchmesser und –orientierungen auf dem Polarimeter erkennbar. Bei hoher Geschwindigkeit (im Bild rechts: 15 krad/s) füllt sich die Poincarékugel mit den Punkten der einzelnen Abtastwerte. Die gleichmäßige Verteilung der Punkte zeugt von der Gleichverteilung der Polarisation durch die Viertelwellenplatten vor und hinter der Halbwellenplatte.

4.1.4 Frequenzspektrum des Polarisationsverwürlers

Die Polarisation eines unmodulierten Lasers wurde mit der beschriebenen Anordnung aus mehreren Viertel- und einer Halbwellenplatte verwürfelt. Das verwürfelte Signal wurde anschließend durch einen Polarisator geführt und dessen Ausgang mit einer Fotodiode detektiert, so dass die Polarisationsänderungen Intensitätsschwankungen verursachten. Der Photostrom wurde mit einem Spektrumanalysator untersucht.

Bei der ersten Messung wurde die Halbwellenplatte auf eine elektrische Rotationsfrequenz von 7,9 kHz eingestellt, so dass bei linearer Eingangspolarisation gerade eine Polarisationsänderungsgeschwindigkeit von $7.900 \text{ Hz} \cdot 4 \cdot \pi \text{ rad/s} \cong 100 \text{ krad/s}$ erzeugt wurde. Die sechs Viertelwellenplatten vor und hinter der Halbwellenplatte wurden auf inkommensurable Geschwindigkeiten zwischen 10 und 15 Hz eingestellt. Die linke Seite der Abbildung 40 zeigt das Spektrum, gemittelt über eine Messdauer von 200 Sekunden. Da pro Umdrehung der Eigenmoden der Halbwellenplatte ein Doppelkreis der Ausgangspolarisation erzeugt wird, liegt die höchste Leistungsspitze gerade bei der doppelten Rotationsfrequenz,

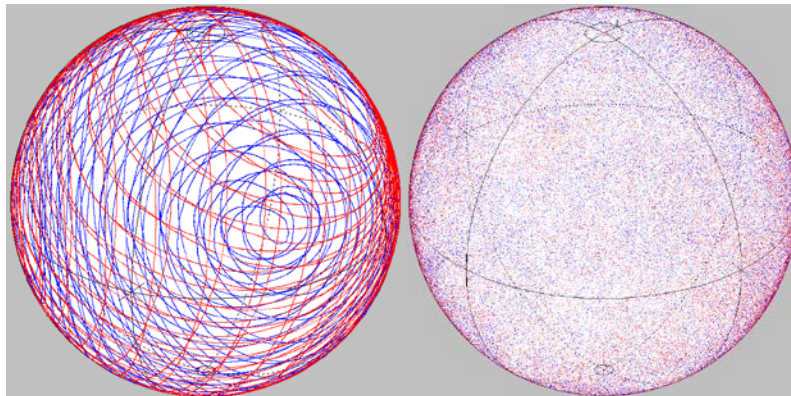
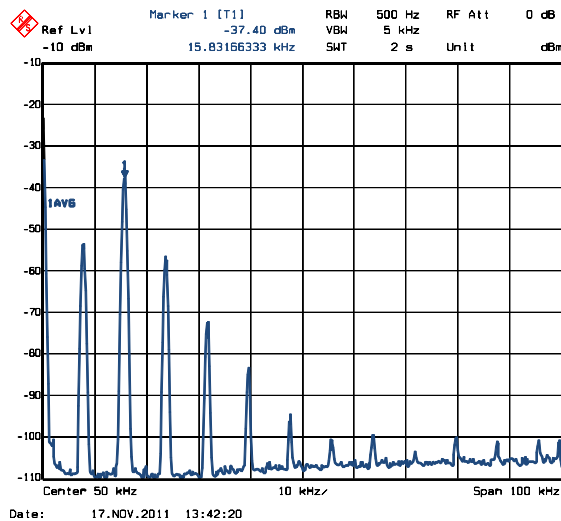


Abbildung 39: Links: Polarisations trajektorie, erzeugt aus Anordnung von zwei Viertel- und einer Halbwellenplatte, Rechts: Gleichmäßige Verteilung der Ausgangspolarisation

HWP: 100 krad/s



QWP: 100 krad/s

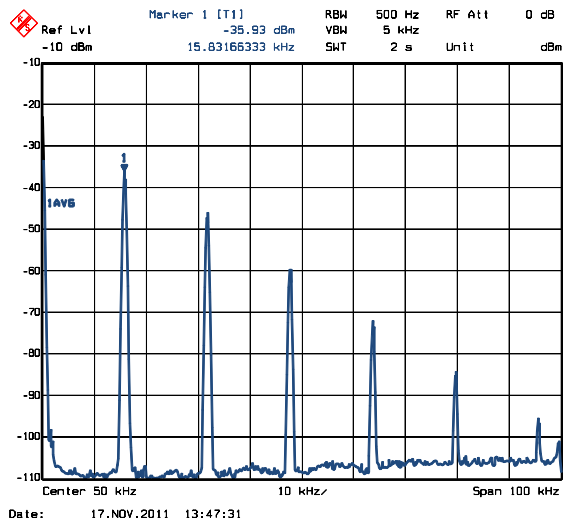


Abbildung 40: Frequenzspektrum einer festen Polarisation bei 100 krad/s-Verwürlung mit einer Halbwellenplatte (links) und einer Viertelwellenplatte (rechts).

nämlich bei 15,8 kHz. Durch geringe Unvollkommenheiten der nachgestellten Halbwellenplatte, die sich erst bei jeder vollen Umdrehung wiederholen, entstehen auch Spektrallinien bei der Rotationsfrequenz von 7,9 kHz sowie bei Vielfachen dieser Frequenz. Die zusätzlichen Spektrallinien sind jedoch im Vergleich zur gewünschten Linie um mindestens 18 dB gedämpft.

Beim Spektrum in der rechten Abbildung dreht sich die Halbwellenplatte nur langsam, dafür rotiert eine der mittleren Viertelwellenplatten mit 15,8 kHz. Eine Viertelwellenplatte erzeugt im Allgemeinen eine verzerrte "8", bei zirkularer Eingangspolarisation aber nur einen Kreis. Die Grundfrequenz der Polarisationsänderungen bei zirkularer Eingangspolarisation ist daher nur halb so hoch wie bei der Halbwellenplatte. Es gibt aber auch doppeltfrequente Anteile, insbesondere bei linearer Eingangspolarisation, die gleichzeitig analysiert wird. Die Grundfrequenz von 15,8 kHz ist im Spektrum als höchste Leistungsspitze erkennbar.

4.2 Hochgeschwindigkeitspolarisationsregelung

Zum Testen der Polarisationsregelung wurde der in Abbildung 41 gezeigte Versuchsaufbau verwendet. Ein unmoduliertes Lasersignal wird zuerst polarisationsverwürfelt und anschließend durch den Regler polarisationsstabilisiert. Die Intensität an einem Ausgang des nachfolgenden Polarisationsstrahlteilers (PBS) wird detektiert, um ein Fehlersignal für den Regler zu gewinnen, wie in Kapitel 2 beschrieben wurde.

4.2.1 Analyse der Regelqualität

Zwischen Polarisationstransformator und Strahlteiler kann Licht ausgekoppelt werden, um die Polarisationsregelung mit einem Polarimeter zu analysieren. Bei ausgeschalteter Regelung füllt sich die gesamte Poincarékugel gleichmäßig mit gemessenen Polarisationszuständen (Abbildung 41, linkes Innenbild). Bei eingeschalteter Regelung wird die Polarisation in einem Zustand stabilisiert, der dem Eigenmodus des nicht detektierten Strahlteilerausgangs entspricht (Abbildung 41, rechtes Innenbild). Der maximale sichtbare Polarisationsfehler (äußerer Radius des Punktes) entspricht bei 40 krad/s nach einer Messdauer von 5 Minuten etwa 0,06 Radiant. Abbildung 42 zeigt die über eine Dauer von 10 Minuten gemessenen Polarisationszustände auf der Poincarékugel bei der Ausregelung von 100 rad/s (links), 40 krad/s (mittig) und 100 krad/s (rechts). Selbst bei 100 krad/s sind die Polarisationszustände am Ausgang des Reglers noch eng begrenzt.

Bei langsamer Verwürflungs- und Regelgeschwindigkeit werden alle Polarisationsfehler vom Polarimeter aufgezeichnet, sogar die Modulationsschritte lassen sich erkennen. Bei schneller Regelung reicht die Abtastrate von 1 kHz des Polarimeters nicht mehr aus, um die Polarisationsabweichungen genau genug zu erfassen. Die Polarisationsabweichungen hängen

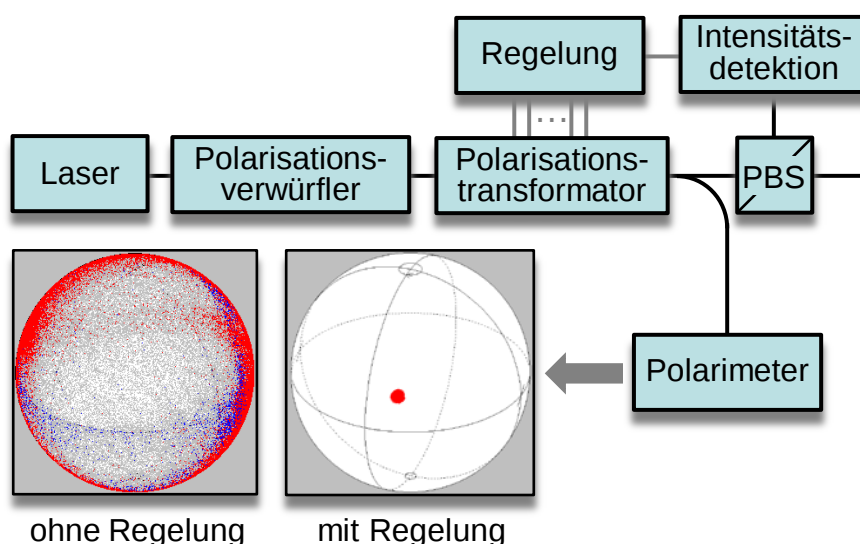


Abbildung 41: Versuchsaufbau für Hochgeschwindigkeitsregelexperimente mit nur einer Polarisation; Bildschirmfotos des Polarimeters ohne und mit Polarisationsregelung

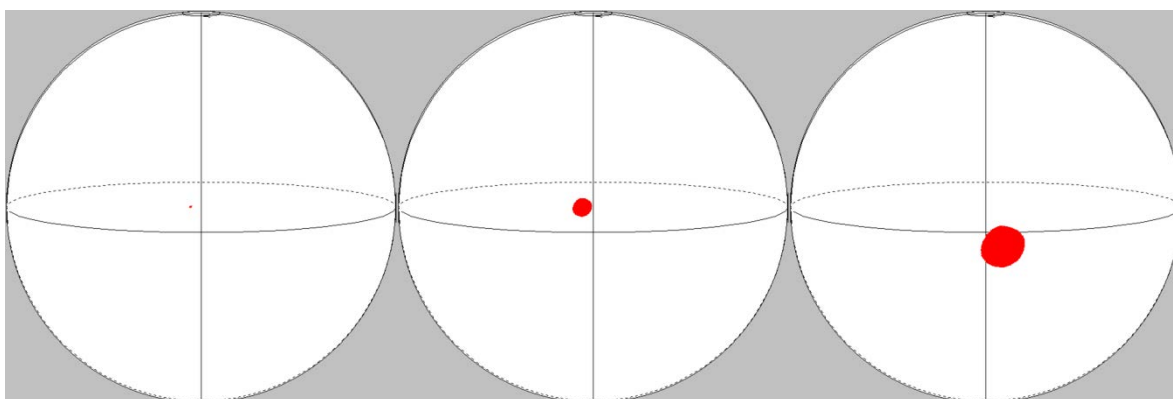


Abbildung 42: Polarisationszustände während der Ausregelung von 100 rad/s (links), 40 krad/s (mittig) und 100 krad/s (rechts).

aber direkt mit dem Fehlersignal zusammen, welches vom Regler mit einer Rate im MHz-Bereich abgetastet wird. Zur Analyse der Regelqualität werden daher die erfassten Werte des Rückkopplungssignals in Form eines Histogramms direkt im FPGA des Polarisationsreglers aufsummiert. Aus dem Histogramm lassen sich nach der Messung über einen genügend langen Zeitraum Fehlerwahrscheinlichkeiten für die aufgetretenen Werte des Fehlersignals berechnen. Der relative Intensitätsfehler RIE lässt sich durch $E = 2 \arcsin(\sqrt{RIE})$ (siehe Formel (2.4)) wieder in die Polarisationsabweichung E umrechnen.

Der Fehlersignaldetektor erzeugt ein geringes Offset im elektrischen Fehlersignal, um die untere Grenze des Arbeitsbereichs des Analog-Digital-Umsetzers (ADC), der das Fehlersignal abtastet, im Optimum der Regelung nicht zu unterschreiten. Dieses Offset wird zuvor in einer Messung ermittelt, bei der der Laser abgeschaltet ist (Dunkelmessung).

Abbildung 43 (links) zeigt die jeweils über zwei Minuten aufgenommenen Histogramme

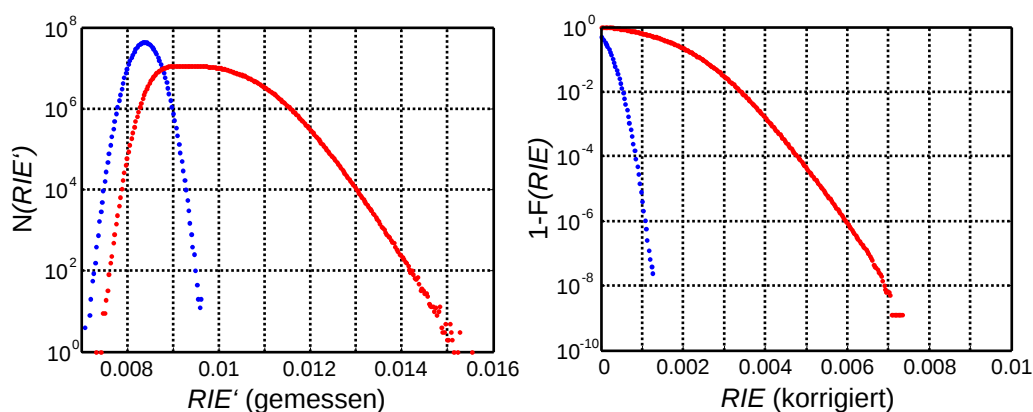


Abbildung 43: Während der Regelung aufgenommene Histogramme (links) und zugehörige inverse kumulative Fehlerwahrscheinlichkeitsverteilung (rechts) des relativen Intensitätsfehlers (RIE) mit (rot) und ohne Lasersignal (blau).

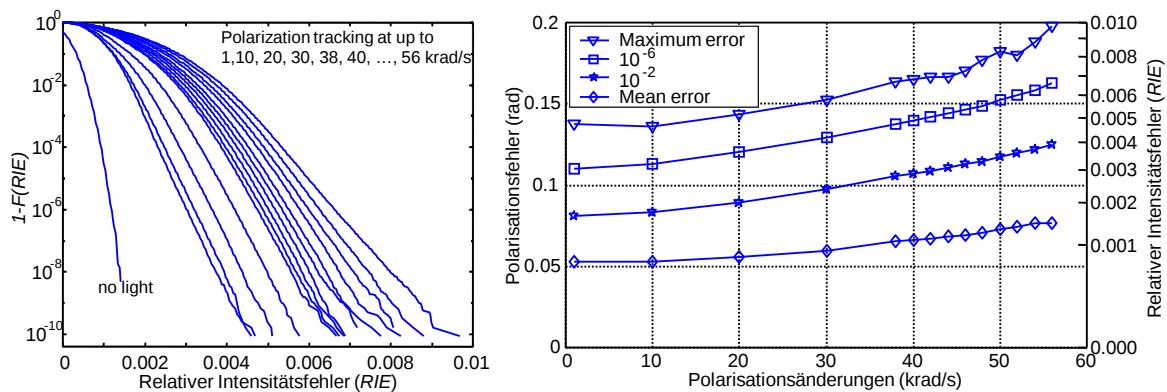


Abbildung 44: Inverse kumulative Fehlerwahrscheinlichkeitsverteilung bei verschiedenen Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten bis 56 krad/s (links); Verlauf des Polarisationsfehlers zwischen 0 und 56 krad/s für verschiedene Fehlerüberschreitungswahrscheinlichkeiten (rechts).

einer Messung ohne Signal (blau) und einer Messung mit Signal, dessen Polarisation sich mit maximal 60 krad/s ändert (rot). Die Anzahl $N(RIE')$ der Einträge eines bestimmten relativen Intensitätsfehlers im Histogramm ist proportional zu seiner Auftrittswahrscheinlichkeit. Der Nullpunkt der Messung wird auf den Erwartungswert des Fehlers in der Dunkelmessung festgelegt, hier auf etwa $RIE'_N = 0,84\%$. Die Anstiege der Dunkelmessung und des Regelexperimentes sind um etwa 0,05% des RIE zueinander parallel verschoben. Das bedeutet, dass selbst bei perfekter Ausrichtung der Polarisation auf den Strahlteiler noch 0,05% des Lichtes am detektierten Ausgang erscheint. Das liegt an der nicht perfekten Extinktion des Strahlteilers sowie an kreuzpolarisierten Signalanteilen, die durch spontane Emission im Laser und Reflektionen des Lichts an Übergängen des Lichtwellenleiters entstehen können. Die Leistung des kreuzpolarisierten Lichts ist gegenüber dem gewünschten Signal in diesem Fall um etwa $10 \cdot \log_{10}(0,0005) = -33$ dB gedämpft.

Das Histogramm mit Signal zeigt ein breites Maximum zwischen $RIE' = 0,9\%$ und $RIE' = 1\%$, entsprechend einem Bereich von 0,063 Radiant. Die zugehörigen Polarisationsabweichungen werden in diesem Bereich auch durch die Modulationsschritte des Reglers verursacht und treten daher sehr häufig auf.

Die rechte Seite der Abbildung 43 zeigt die inverse kumulative Wahrscheinlichkeitsfunktion der um den Nullpunkt korrigierten Abtastwerte, d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass eine bestimmte Fehlergrenze überschritten wird. Ein abgetasteter Messwert überschreitet beispielsweise einen RIE von 0,6% mit einer Wahrscheinlichkeit von 10^{-6} . Ein RIE größer als 0,75% trat während dieser Messdauer überhaupt nicht auf, daher ist die Wahrscheinlichkeit für Abtastwerte oberhalb dieses Werts Null.

4.2.2 Kurzzeitexperimente

Aus den aufgenommenen Histogrammen lassen sich die Fehlergrenzen für beliebige Überschreitungswahrscheinlichkeiten berechnen. Abbildung 44 zeigt die inversen kumulativen Fehlerwahrscheinlichkeitsverteilungen für verschiedene Polarisationsänderungs-

geschwindigkeiten zwischen 1 krad/s und 56 krad/s. Bei jeder Geschwindigkeit wurden die Intensitätsfehler über 30 Minuten aufgezeichnet. Bei Polarisationsänderungen bis 56 krad/s wird beispielsweise ein Fehler von 0,67% mit einer Wahrscheinlichkeit von 10^{-6} überschritten. Bei relativ langsamen Änderungen von 1 krad/s sind mittlerer und maximaler Intensitätsfehler 0,07% und 0,47%, bei bis zu 38 krad/s 0,11% und 0,675% und bei bis zu 56 krad/s 0,15% und 0,97%.

Die rechte Seite der Abbildung 44 zeigt Intensitäts- und Polarisationsfehler für verschiedene Grenzen der kumulativen Fehlerwahrscheinlichkeitsfunktion.

4.2.3 Regelparameter

Aus regelungstechnischer Sicht sind die Polarisationsänderungen eine Rampe, der gefolgt werden muss. Ein Integralregler kann einer Rampe nicht ohne einen kleinen verbleibenden Fehler folgen, da gerade dieser Fehler das Regelsignal darstellt. Während der Regelung werden die verbleibenden Polarisationsfehler hauptsächlich durch folgende Faktoren verursacht:

- Eingangspolarisationsänderungen während einer Regeliteration,
- Polarisationsmodulationen zur Bestimmung des Fehlergradienten sowie
- durch Rauschen des Messsignals verursachte Stellfehler des Reglers.

Ein Teil des ermittelten Polarisationsfehlers hängt daher vom Modulationshub der Steuerspannungen ab, welcher die Modulationsweite bestimmt.

4.2.3.1 Modulationsweite

Die linke Seite der Abbildung 45 zeigt den mittleren und maximalen ermittelten Polarisationsfehler bei Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten von 10 krad/s und 50 krad/s als Funktion des Effektivwertes (rms) der Spannungsmodulation. Bei acht unterschiedlichen Modulationsweiten wurde dafür jeweils über 10 Minuten gemessen. Bei beiden Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten profitieren die mittleren Fehler von kleinen Modulationsweiten.

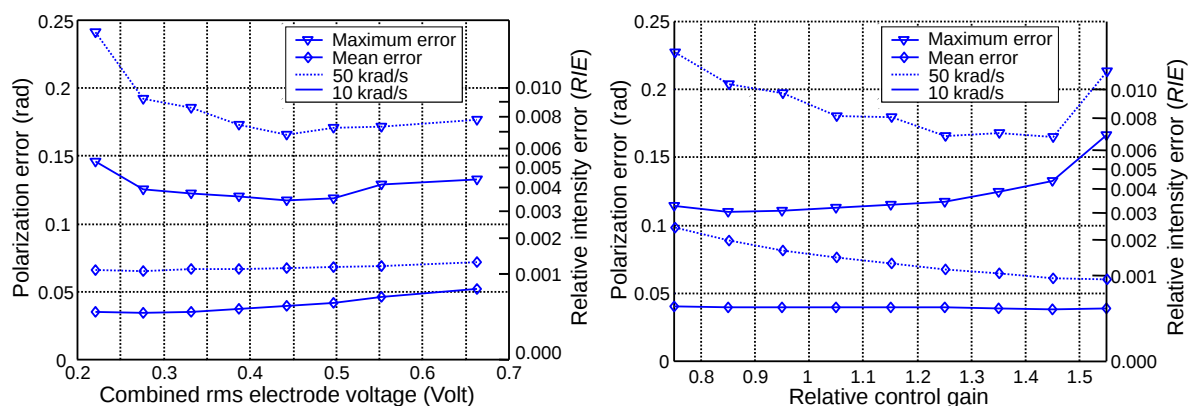


Abbildung 45: Mittlerer und maximaler Polarisationsfehler bei Polarisationsänderungen von 10 krad/s und 50 krad/s als Funktion des Modulationshubs (links) und als Funktion der relativen Regelverstärkung (rechts).

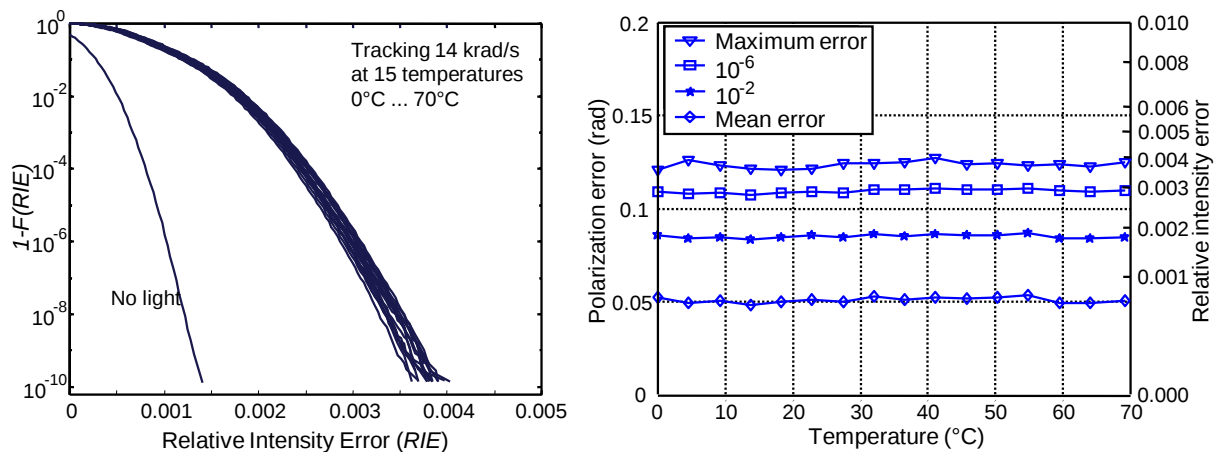


Abbildung 46: Intensitäts- und Polarisationsfehler bei verschiedenen Temperaturen zwischen 0°C und 70°C, jeweils über 30 Minuten gemessen.

Die maximalen Fehler dagegen steigen bei zu kleinen Modulationsweiten aufgrund des schlechteren Signal-Rauschverhältnisses des Messsignals etwa gleich stark an. Bei großen Modulationshuben steigen mittlere und maximale Fehler an, da die von der Modulation verursachten Polarisationsabweichungen überwiegen. Die optimale Modulationsweite in Bezug auf die maximalen Polarisationsfehler hängen vom Rauschpegel des Rückkopplungssignals ab. In dem in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau lag der optimale Modulationshub bei einem Effektivwert von ca. 0,45 Volt der Elektrodensteuerspannungen.

4.2.3.2 Relative Regelverstärkung

Ein weiterer wichtiger Regelparameter ist die relative Regelverstärkung des Gradientenalgorithmus. Bei Regelverstärkung von Eins würde exakt der berechnete Abstand zum Optimum auf den aktuellen Arbeitspunkt des Reglers addiert. Die rechte Seite von Abbildung 45 zeigt mittleren und maximalen Polarisationsfehler bei Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten von 10 krad/s und 50 krad/s als Funktion der relativen Regelverstärkung. Eine kleine Regelverstärkung hat bei langsamen Polarisationsänderungen Vorteile, da sich das Rauschen des Fehlersignals weniger auswirkt. Bei schnellen Polarisationsänderungen dagegen entstehen Nachteile, da der Regler der Zielpolarisation nur mit einem größeren verbleibenden Abstand folgt. Zu hohe Regelverstärkungen führen unabhängig von der Polarisationsänderungsgeschwindigkeit zu großen Fehlern, da der Regler zwischen Punkten beiderseits des Optimums hin- und herspringt. Trotzdem ist die optimale Regelverstärkung bei schnellen Polarisationsänderungen größer als Eins, was die folgenden Gründe hat:

- Die partiellen Ableitungen des Fehlersignals bezüglich der Elektrodensteuerspannungen sind relativ betrachtet kleiner als im Kleinsignalfall.
- Polarisationsänderungen während der Ausführungszeit des Algorithmus werden bei Regelverstärkungen größer als Eins teilweise vorkompensiert.

- Die gemessenen Intensitätsgradienten sind aufgrund der endlichen Anstiegszeit der Elektrodenspannungsverstärker kleiner als der theoretische Wert.

4.2.4 Temperaturen

Ein Polarisationsregelsystem muss unter Umständen unter extremen Umgebungstemperaturen arbeitsfähig sein, beispielsweise in unbeheizten oder ungekühlten Verteilerkästen. Aus diesem Grund wurde bei der Auswahl der Elektronik auf der Reglerplatine auf einen großen zugelassenen Temperaturbereich geachtet. Beim Lithiumniobatbauelement lässt es sich aber nicht verhindern, dass sich Eigenschaften des Bauelementes mit der Temperatur ändern. Der Regelalgorithmus muss so ausgelegt sein, dass Änderungen innerhalb eines genügend großen Bereichs toleriert werden. Um die Regelung unter diesen Bedingungen testen zu können, wurden Experimente bei extremen Temperaturen durchgeführt. Für die ersten Versuche wurde das Lithiumniobatbauelement auf ein Peltier-Element geschraubt. Mit diesem ließ sich das Bauelement auf 0°C kühlen und auf 70 °C heizen. Mit diesem Aufbau wurden bei 15 äquidistanten Temperaturen 14 krad/s ausgeregelt [42]. Abbildung 46 (links) zeigt die bei jeder Temperatur über 30 Minuten aufgezeichneten Fehlerwahrscheinlichkeiten. Auf der rechten Seite sind die extrahierten Polarisationsfehler für bestimmte Auftretenswahrscheinlichkeiten über die Temperatur dargestellt. Die Ergebnisse sind sehr konstant und zeigen keine Bevorzugung bestimmter Temperaturen.

Für die weiteren Experimente wurde das gesamte Regelsystem in einer Klimakammer aufgestellt, siehe Abbildung 47. Damit konnten Temperaturrampen definiert und der abgedeckte Temperaturbereich vergrößert werden. Experimente wurden beispielsweise bei einer Temperaturänderungen von -15°C bis +70°C innerhalb einer Stunde, oder 0°C bis +60°C innerhalb 60 Stunden durchgeführt. Die Temperaturangaben beziehen sich dabei auf die Umgebungstemperatur in der Klimakammer. Die Platine und das montierte Lithiumniobatbauelement wurden während der Versuche deutlich wärmer. Die Messergebnisse bestätigten das konstante Verhalten aus [42].

4.2.5 Wellenlängen

Beim Einsatz in einem WDM-System muss der Regler ohne Programmänderung bei jeder der eingesetzten Wellenlängen funktionieren. Da bei größeren Wellenlängen höhere Steuerspannungen benötigt werden, um die gleichen Polarisations Transformationen zu erzielen ist auch die Wellenlängenänderung eine Herausforderung für den Polarisationsregler. Aus diesem Grund wurden Polarisationsregelexperimente bei verschiedenen Wellenlängen durchgeführt, ohne das Regelprogramm auf die neue Wellenlänge anzupassen. Abbildung 48 zeigt die Ergebnisse von 10 Regelexperimenten über jeweils 30 Minuten Dauer bei Wellenlängen zwischen 1513 nm und 1600 nm und Polarisationsänderungen von 50 krad/s [41]. Insgesamt zeigt sich wieder ein einheitliches Verhalten über den gesamten Wellenlängenbereich. Lediglich die mit einem anderen Laser gemessenen Experimente bei Wellenlängen ab 1550 nm weisen einen höheren mittleren Fehler auf, was aber auf die ungünstigeren Eigenschaften dieses Lasers zurückzuführen ist. Die Standardabweichung der

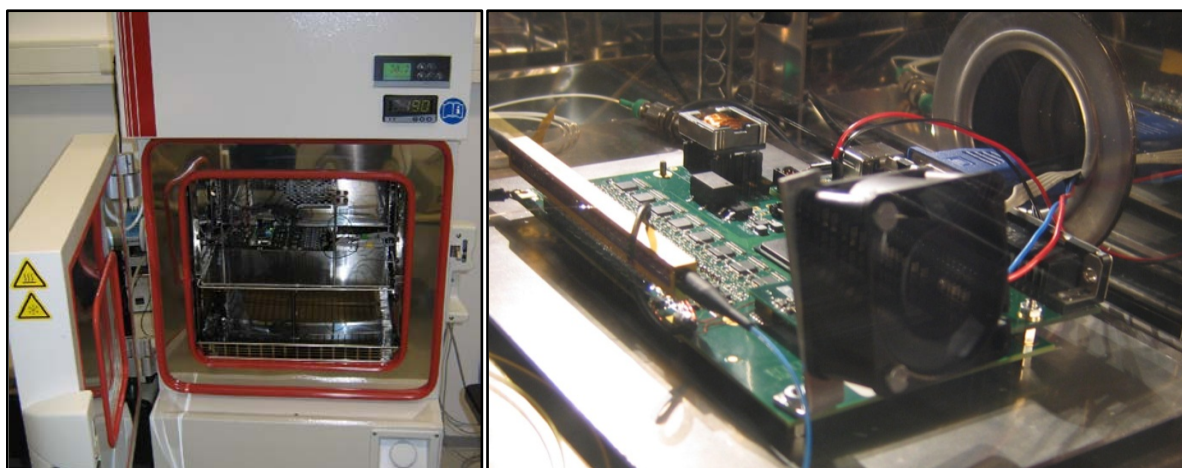


Abbildung 47: Polarisationsregelung in der Klimakammer

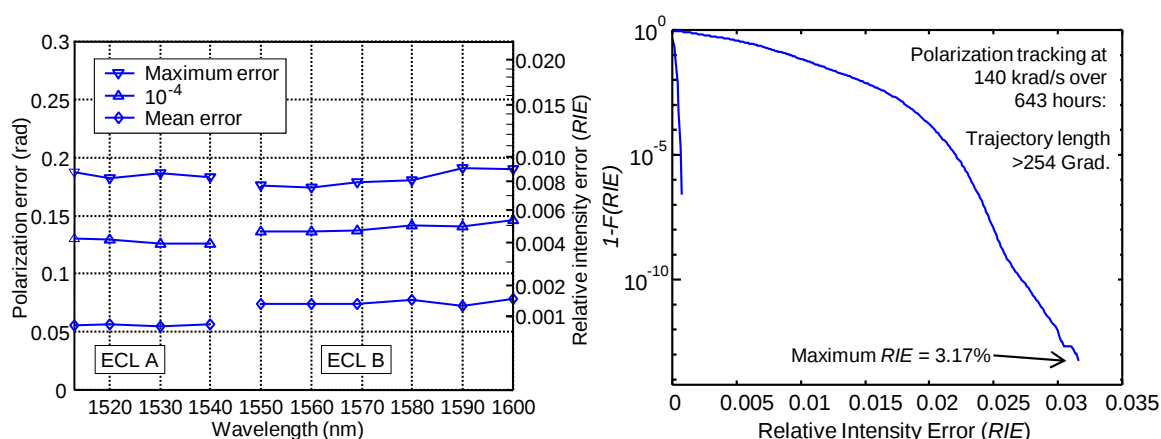


Abbildung 48: Links: Intensitäts- und Polarisationsfehler bei verschiedenen Wellenlängen zwischen 1513 nm und 1600 nm, jeweils über 30 Minuten gemessen [41]. Rechts: Langzeitversuch: Regelung bei 140 krad/s über 643 Stunden [27]

optischen Leistung bei einer Abtastrate von 780 kHz betrug beim Laser für kurze Wellenlängen (ECL A) 0,2%, beim Laser für große Wellenlängen (ECL B) 0,33%.

4.2.6 Langzeitexperimente

Um die Zuverlässigkeit des Polarisationsreglers zu überprüfen, wurden die Fehlerhistogramme immer wieder auch über längere Zeiträume aufgenommen. Die Polarisationsänderungsgeschwindigkeit entsprach dabei jeweils dem Stand der Technik. Die rechte Seite der Abbildung 48 zeigt die inversen kumulativen Fehlerauftretswahrscheinlichkeiten eines Langzeitexperiments mit der bislang höchsten Regelgeschwindigkeit. Über einen Zeitraum von 643 Stunden (>26 Tage) wurde bei einer Polarisationsänderungsgeschwindigkeit von 140 krad/s eine Trajektorie von über 254 Grad Länge ausgeregelt. Die dabei gemessenen Intensitätsfehler lagen bei maximal 3,17%.

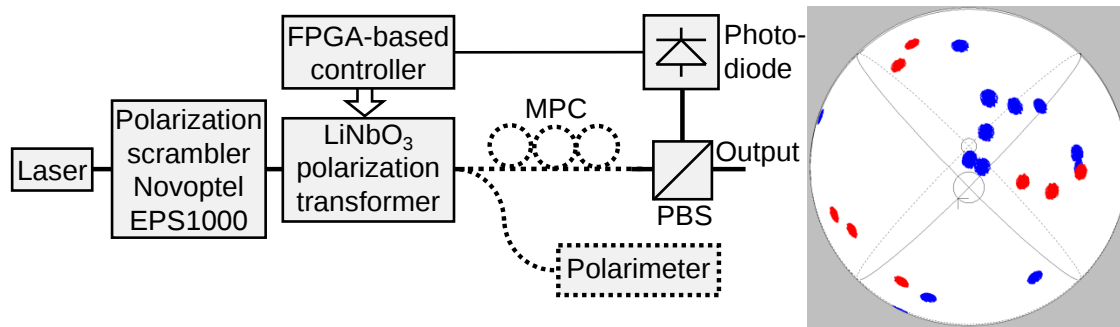


Abbildung 49: Links: Erweiterter Versuchsaufbau mit manuellem Polarisationssteller zum Testen der Regelung bei Änderung der Zielpolarisation. Rechts: Stabilisierung von 40 krad/s Polarisationsänderungen auf verschiedene, zufällig eingestellte Zielpolarisationen.

4.2.7 Änderung der analysierten Polarisation

Bei gleichzeitiger Verwendung mehrerer der acht vorhandenen, kaskadierten Wellenplatten des LiNbO₃-Chips ist die Polarisationsregelung ausgangsseitig nicht auf eine bestimmte Polarisation festgelegt. Es ist dann möglich, die analysierte Polarisation (=Zielpolarisation) zu verändern. Um diese Eigenschaft zu testen, wurde der Versuchsaufbau zwischen Polarisationsregler und Strahlteiler um einen 3-dB-Koppler, manuelle Polarisationsstellglieder und ein Polarimeter erweitert, siehe Abbildung 49, links. Da die Zielpolarisation am Eingang des Strahlteilers fest ist, muss der Regler jetzt die Polarisations Transformationen durch die manuellen Polarisationsstellglieder zusätzlich kompensieren. Der Polarisationsverwürfler wurde auf eine Geschwindigkeit von 40 krad/s eingestellt. Um ein klares Bild der unterschiedlichen Zielpolarisationen auf dem Polarimeter zu erhalten, wurde die Aufzeichnung angehalten, während die manuellen Polarisationsstellglieder auf eine neue, zufällige Zielpolarisation eingestellt wurden. Abbildung 49, rechts zeigt die 22 eingestellten Polarisationszustände während der Regelung auf der Poincarékugel. Die Radien aller Kreise, verursacht durch die schnellen Polarisationsänderungen am Eingang des Reglers, sind klar begrenzt. Die identischen Kreise zeigen, dass die Polarisationsregelung unabhängig von der Zielpolarisation ist.

Später wurde der Versuchsaufbau so erweitert, dass vor und hinter dem Polarisations-transformator endlose Polarisationsänderungen erzeugt werden konnten. Dazu wurde das in Abbildung 49 gezeigte manuelle Polarisationsstellglied durch einen zweiten Polarisations-verwürfler (ebenfalls Novoptel EPS1000) ersetzt. Abbildung 50, links, zeigt eine mit einem Polarimeter direkt hinter dem Polarisationsstellglied aufgenommene Polarisations-trajektorie bei einer ausgangsseitigen Verwürflungsgeschwindigkeit von 5 rad/s, während eingangsseitig 15 krad/s ausgeglet wurden. Bei dieser eingangsseitigen Geschwindigkeit konnten ausgangsseitig bis zu 200 rad/s gleichzeitig zuverlässig nachgeregelt werden. Dabei lag der maximale Intensitätsfehler nach einer Messung über 16,5 Stunden bei 0,52%. Die rechte Seite der Abbildung 50 zeigt die aus dieser Messung generierte Fehlerverteilungsfunktion [65] [66].

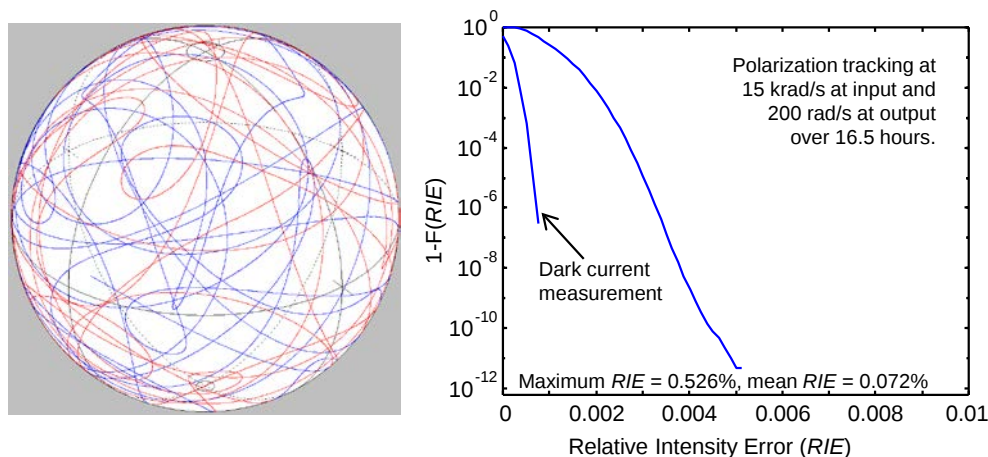


Abbildung 50: Links: Nachregelung von ausgangsseitigen 5 rad/s bei gleichzeitiger Kompensation von eingangsseitigen 15 krad/s. Rechts: Komplementäre kumulative Verteilungsfunktion des Intensitätsfehlers (RIE) bei ausgangsseitigen 200 rad/s und eingangsseitigen 15 krad/s, gemessen über 16,5 Stunden.

4.2.8 Grenzen der Regelgeschwindigkeit

Die erreichbare Regelgeschwindigkeit ist umgekehrt proportional zur Zeitdauer einer Regeliteration. Eine kurze Iterationszeit verringert gleichzeitig die Polarisationsfehler bei der Ausregelung einer bestimmten Polarisationsänderungsgeschwindigkeit. Die Iterationszeit setzt sich im Wesentlichen aus Modulationszeit, Totzeit und Rechenzeit zusammen.

4.2.8.1 Modulationszeit

Die Modulationszeit ist die Zeit, während der die Steuerspannungen vom aktuellen Arbeitspunkt des Reglers abweichen. In Kapitel 4.2.3.1 wurde gezeigt, dass man für ein bestimmtes Regelexperiment eine

optimale Modulationsweite finden kann. Das gleiche gilt auch für die Modulationszeit. Dabei würden größere Modulationsweiten eine kürzere Modulationszeit erlauben und umgekehrt.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde immer die durch die Hardware begrenzte maximale Modulationsfrequenz von etwa 4 MHz verwendet. Je nach Rauscheigenschaften des Fehlersignals sind in anderen Szenarien kleinere Modulationsfrequenzen sinnvoll, da dann durch die längere Messdauer an den Modulationspunkten die Messgenauigkeit steigt.

4.2.8.2 Totzeit

Die Totzeit beschreibt hier die Zeit zwischen der Übergabe eines neuen Wertes an den DAC und dem Einlesen der Polarisationsänderung als Werteänderung im ADC. Die Verzögerungen auf diesem Pfad werden maßgeblich durch Latenzen von DAC, Operationsverstärker und Hochspannungsverstärker bis zur Elektrode des Lithiumniobats bestimmt, außerdem vom

Weg des Lichts zwischen Lithiumniobat und Photodiode und der Latenz eines weiteren Operationsverstärkers und des ADCs.

4.2.8.3 Rechenzeit

Die Rechenzeit ist die Zeit zwischen dem Einlesen des Fehlersignals am letzten Modulationspunkt aus dem ADC und der Übergabe des ersten Modulationschrittes am neuen Arbeitspunkt an den DAC. In dieser Zeit muss der FPGA einen Intensitätsgradienten aus den Messwerten an den Modulationspunkten berechnen. Daraus muss anschließend der neue Arbeitspunkt sowie die DAC-Werte für die Modulation am neuen Arbeitspunkt berechnet werden.

4.2.8.4 Erreichbare Regelgeschwindigkeit

Beim aktuellen Technikstand benötigt eine Regeliteration etwa 1 μs , von der jeweils etwa ein Drittel auf Modulations-, Tot- und Rechenzeit entfallen. Um die Regelgüte nicht zu beeinträchtigen, soll die Modulationszeit nicht weiter verkürzt werden. Unter Verwendung ausgewählter Bauelemente mit niedriger Latenz ließe sich die Totzeit der Regelung etwa halbieren. Dabei müssen die DACs und der ADC schneller getaktet werden oder weniger Pipeline-Stufen aufweisen. Wenn ein extrem schneller FPGA, beispielsweise ein Xilinx Virtex 6, eingesetzt würde, ließe sich die Taktfrequenz des Regelalgorithmus verdoppeln und damit die Rechenzeit halbieren. Mit diesen Maßnahmen wäre es möglich, die Iterationszeit von 1 μs auf unter 700 ns zu reduzieren. Die erreichbare Regelgeschwindigkeit würde damit von jetzt 140 krad/s auf 200 krad/s steigen. Im gleichen Maße würden auch die Polarisationsfehler bei gegebener Änderungsgeschwindigkeit sinken.

5 Regelexperimente mit Interferenzdetektion

Der wohl wichtigste Einsatzbereich des Polarisationsreglers ist das automatische, optische Polarisationsdemultiplex in PDM-Übertragungssystemen. Als Fehlersignal dient die detektierte Kanalinterferenz, siehe Kapitel 3. Da das Fehlersignal dabei mehr Rauschen aufweist als bei der Intensitätsdetektion, ist die Regelung noch anspruchsvoller. In Übertragungsversuchen soll daher experimentell die erreichbare Regelgeschwindigkeit, -genauigkeit und -zuverlässigkeit beim Polarisationsdemultiplex untersucht werden. Dazu werden mit zwei unterschiedlichen Aufbauten Datensignale unterschiedlicher Bitraten (112 Gbit/s und 200 Gbit/s) übertragen und die Bitfehlerquoten ausgewertet.

5.1 112-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK

Der bereits spezifizierte Übertragungsstandard 100GbE sieht eine Bruttodatenrate von 112 Gbit/s vor. Bei einer Nutzdatenrate von 100 Gbit/s verbleiben 12 Gbit/s für eine leistungsfähige Fehlervorwärtskorrektur. Bei Verwendung von PDM-RZ-DQPSK (4 Bit/Symbol) reicht eine Symbolrate von 28 Gbaud aus, um 100GbE übertragen zu können.

Die folgenden beiden Übertragungsversuche wurden bei der Ericsson GmbH in Backnang durchgeführt. Der automatische, optische Polarisationsdemultiplexer und der Polarisationsverwürfler wurden von der Universität Paderborn gestellt.

5.1.1 Übertragung über 1035 km und Verwürflung bis 800 rad/s

Abbildung 51 zeigt den Aufbau des Übertragungssystems für 112 Gbit/s. Der Sender basiert auf der Standardkonfiguration verschachtelter Mach-Zehnder-Interferometer, gefolgt von einem RZ-Modulator. Die Datensignale für den Inphasen- (I) und Quadraturanteil (Q) mit je 28 Gbit/s stammen vom gleichen Pseudozufallsmuster der Länge $2^{11}-1$, sind aber um 51 Bits gegeneinander verschoben. Die relative Phase von 90° zwischen I- und Q-Kanal in den Modulatoren wird von einer Regelschleife stabilisiert. Um das 112-Gbit/s Signal in zwei Polarisations Ebenen zu erzeugen, werden zwei Kopien des 56-Gbit/s Signals mit orthogonalen Polarisationen in einem Polarisationsstrahlkombinator zusammengeführt. Die Signalkopie

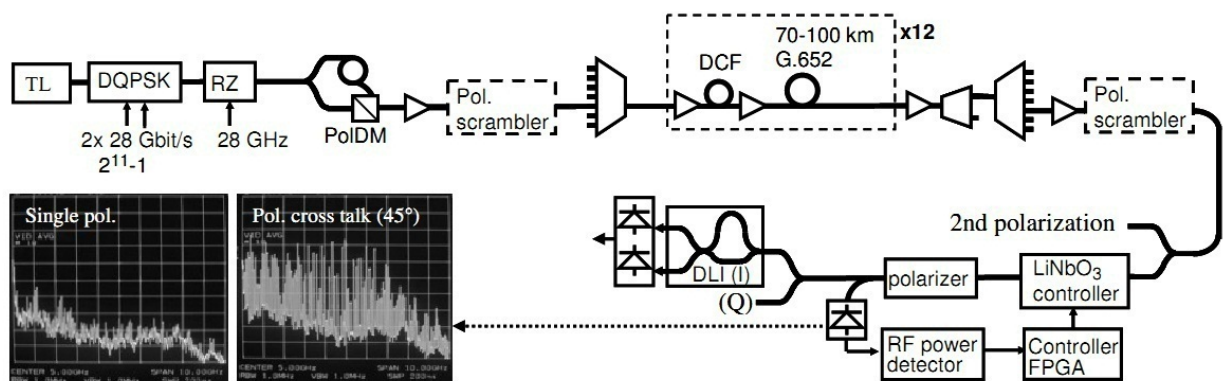


Abbildung 51: 112 Gbit/s PDM-RZ-DQPSK Übertragungssystem mit automatischer Polarisationsregelung und Übertragungsdistanz von 1035 Kilometern [26]

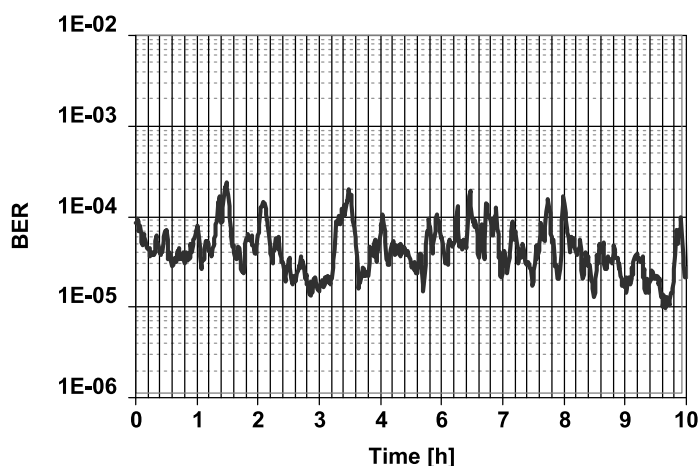


Abbildung 52: Bitfehlerquote (BER) bei 112-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK nach Übertragung über 1035 km und Polarisationsverwürflung von bis zu 800 rad/s.

wird dabei zuvor um 10,7 ns verzögert, und manuell exakt an die Symbolpulse des Originals angepasst (bit-aligned). Ein Polarisationsverwürfler aus acht faseroptischen Viertelwellenplatten erzeugt Polarisationsänderungen von bis zu 800 rad/s. 12 Faserabschnitte mit einer Gesamtfaserlänge von 1035 Kilometern werden eingefügt. Um das optische Signal-Rausch-Verhältnis (OSNR) einstellen zu können, wird außerdem eine zusätzliche optische Rauschquelle verwendet.

Vor dem Empfänger werden die Polarisationskanäle mit der automatischen Polarisationsregelung und einem Strahlteiler optisch getrennt. Um Beeinträchtigungen durch PDL zu minimieren, wird das Fehlersignal für den Regler vom selben Strahlteiler Ausgang gewonnen, der auch in den Empfänger weitergeführt wird. Um diese Option auch in einem vollständigen Übertragungssystem nutzen zu können, würde für jeden der beiden Polarisationskanäle ein eigener Polarisationsregler benötigt. Das zuvor gemessene elektrische Spektrum hinter der Photodiode ist für die Zustände bester und schlechterer Polarisationsanpassung ebenfalls in Abbildung 51 dargestellt. Die in diesen Fällen ermittelten Leistungen sind -20 dBm und -11 dBm, bei konstanter optischer Eingangsleistung von -9 dBm am Detektor. Hinter dem Demultiplexer wird das 56-Gbit/s DQPSK-Signal mit einem Direktempfänger detektiert.

Mit diesem Aufbau wurde die Bitfehlerquote (BER) bei Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten von bis zu 800 rad/s über einen Zeitraum von 10 Stunden aufgezeichnet, siehe Abbildung 52. Die BER variiert dabei über etwa eine Dekade (10^{-5} bis $2 \cdot 10^{-4}$).

5.1.2 Übertragung über 640 km und Verwürflung bis 60 krad/s

Für ein weiteres Übertragungsexperiment wurde der Versuchsaufbau leicht verändert, siehe Abbildung 53. So wurde die Übertragungsstrecke auf 640 km reduziert, dafür aber ein schnellerer Polarisationsverwürfler mit rotierender Halbwellenplatte verwendet.

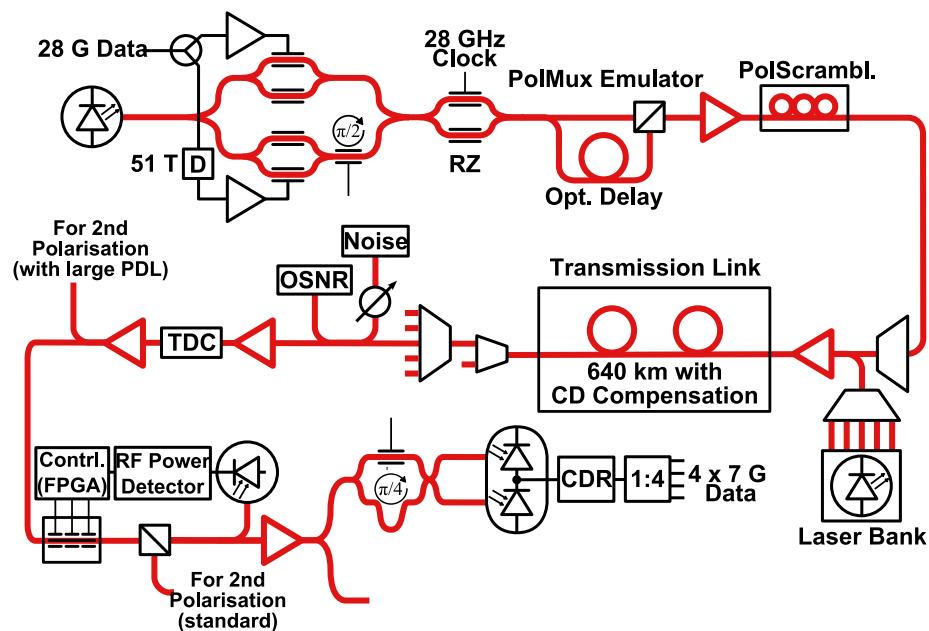


Abbildung 53: 112-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK Übertragungssystem mit automatischer Polarisationsregelung und schneller Polarisationsverwürflung bis 60 krad/s.

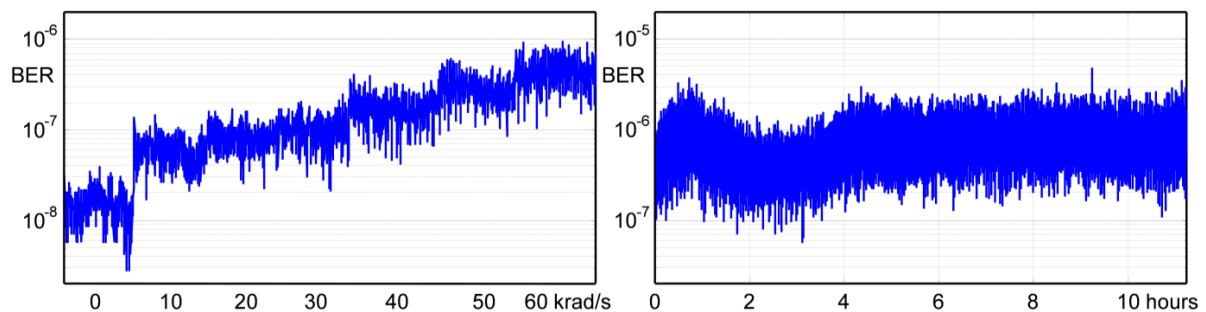


Abbildung 54: Bitfehlerquote (BER) bei Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten zwischen 0 krad/s und 60 krad/s (links) und über 11 Stunden bei 59 krad/s (rechts) [41].

Die linke Seite der Abbildung 54 zeigt die erreichte Bitfehlerquote, abhängig von der Polarisationsänderungsgeschwindigkeit. Ohne Verwürflung zeigte sich in diesem Versuch mit 10^{-8} eine deutlich niedrigere BER als zuvor. Die Geschwindigkeit der Polarisationsverwürflers wurde anschließend in Schritten von 10 krad/s bis auf 60 krad/s erhöht. Bei 60 krad/s lag die BER immer noch bei etwa $4 \cdot 10^{-7}$. Bei einer Verwürflergeschwindigkeit von 59 krad/s wurde die BER mit etwa einem Wert pro Sekunde über mehr als 11 Stunden aufgezeichnet, siehe Abbildung 54, rechts. Während der Nachregelung dieser endlosen Polarisationsstrajektorie von 1,83 Grad Länge schwankte die BER über etwas mehr als eine Dekade zwischen etwa 10^{-7} und $3 \cdot 10^{-6}$.

5.2 200-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK

Zusammen mit der Firma SHF Communication Technologies AG aus Berlin wurden im Oktober 2009 Übertragungsexperimente mit automatischem Polarisationsdemultiplex durchgeführt. Die Ergebnisse, veröffentlicht in [40], [20] und [67], werden im Folgenden vorgestellt und diskutiert.

Der 50-Gbaud Bitmuster-generator (SHF12100B, siehe Abbildung 55) wird von einem 50-GHz Taktgenerator getaktet. Er erzeugt eine Pseudozufallsfolge, die einmal direkt und einmal mit 12 Bit Verzögerung zum DQPSK-Sender (SHF46214A) geführt wird. Quelle des optischen Trägersignals ist ein 1553-nm Laser mit 12 dBm Leistung. Das so erzeugte 100-Gbit/s DQPSK-Signal wird mit einem EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) verstärkt und anschließend RZ-moduliert (Return-to-Zero). Als Taktgeber dient der halbratige 25-GHz Takt des Mustergenerators. Auf diese Weise werden dem DQPSK-Signal RZ-Pulse alternierender Polarität aufgeprägt.

Zuletzt wird das 100-Gbit/s RZ-DQPSK-Signal mit einem 3-dB-Koppler aufgeteilt. Das Signal in einem Zweig wird um einige Nanosekunden verzögert und anschließend beide Zweige mit orthogonaler Polarisisation wieder zusammengeführt. Durch Feineinstellung des Taktgenerators (49,936 GHz) wird eine Symbolverschiebung mit ungerader Anzahl von Symbolen erreicht.

Für die Experimente wird das endgültige 200-Gbit/s-Signal durch einen Polarisationsverwürfler geführt. Dieser besteht aus einer schnell rotierenden Halbwellenplatte zwischen zwei Viertelwellenplatten-Quartetten, siehe Kapitel 4.1. Das Signal wird anschließend über fünf Faserabschnitte mit je 80 bis 89 km Länge übertragen. Die Gesamtlänge beträgt 430 km.

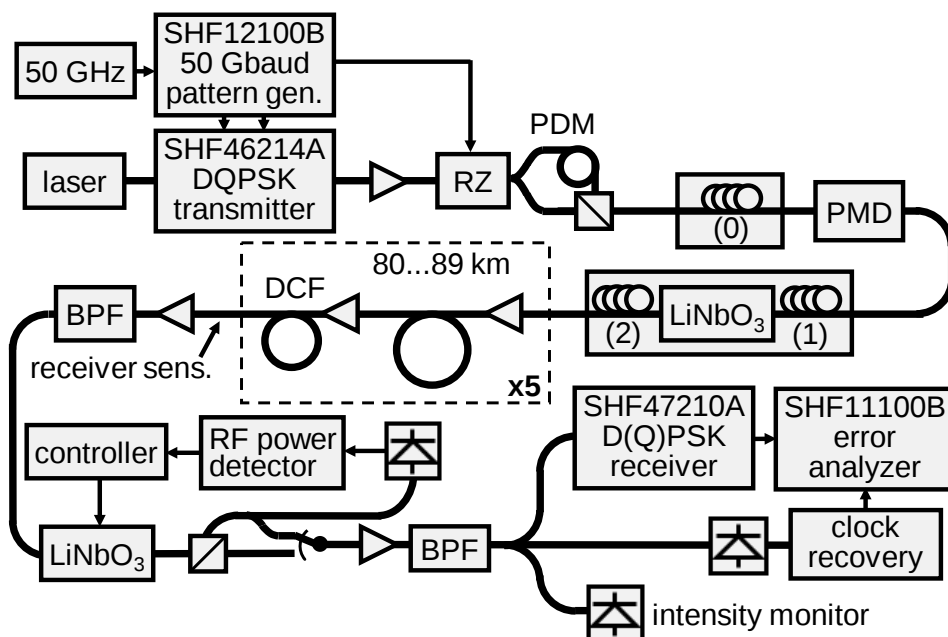


Abbildung 55: 200-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK Übertragungssystem mit automatischer Polarisationsregelung [40] [20] [67]

Um insgesamt 3200 ps/nm chromatischer Dispersion (CD) zu kompensieren, werden zwischen den Abschnitten Module mit dispersionskompensierender Faser eingefügt, jeweils zwischen zwei EDFAs. Vor dem Empfänger wird das Signal abgeschwächt, um das Signal-Rausch-Verhältnis (OSNR) einzustellen, und anschließend wieder verstärkt. Ein Bandpassfilter (BPF) mit 116 GHz Bandbreite wird eingefügt, und Restdispersion (-40 ps/nm) mit etwas Faser kompensiert. Für das Polarisationsdemultiplex wird der Polarisationsregler mit Interferenzdetektion verwendet. Als Interferenzdetektor dient eine Kombination aus 10-Gbit/s Fotoempfänger, DC-Block, Verstärker und HF-Detektor. Hinter dem Polarisationsdemultiplexer wird das Signal noch einmal verstärkt und in 3 Zweige mit je 9 dBm Leistung aufgeteilt. Ein Zweig wird im D(Q)PSK Photoempfänger (SHF47210A) empfangen. Dessen Ausgangssignal führt zum Bitfehlerzähler (SHF11100B). Abbildung 56 zeigt die empfangenen DQPSK-Augendiagramme back-to-back und nach 430 km Faserstrecke. Der zweite Zweig wird mit einer 45-GHz-Photodiode detektiert. Eine Phasenregelschleife generiert eine 25-GHz-Schwingung synchron zum Sendetakt, die dem Bitfehlerzähler zugeführt wird.

Der dritte Zweig erlaubt die Beobachtung der RZ-Modulation nach Detektion mit einer 45-GHz Photodiode. Abbildung 57 zeigt die RZ-Modulation der beiden Polarisationskanäle. Zwischen den Aufnahmen wurde die Polarisationsregelung kurzzeitig aus- und wieder angeschaltet. Die Phasenregelschleife blieb dabei stabil. Beim Wiedereinschalten rastete die Regelung auf den orthogonalen Polarisationskanal ein. Die beiden Kanäle unterscheiden sich in der Phase der überlagerten 25-GHz-Schwingung, was eine eindeutige Kanalidentifikation erlaubt.

Die Empfindlichkeit bei einer Bitfehlerquote (BER) von 10^{-4} betrug -30.5 dBm, der Q-Faktor betrug 23 dB back-to-back. Zufallsbitfolgen der Längen 2^7-1 , $2^{11}-1$ und $2^{15}-1$ zeigten nur

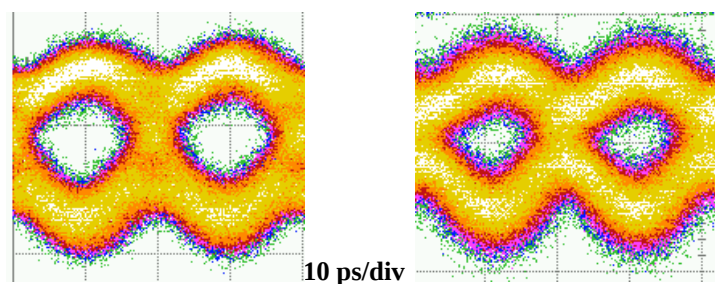


Abbildung 56: DQPSK Augendiagramme back-to-back (links; versehentlich mit 26 statt 50 GHz Bandbreite aufgenommen) und nach 430 km (rechts)

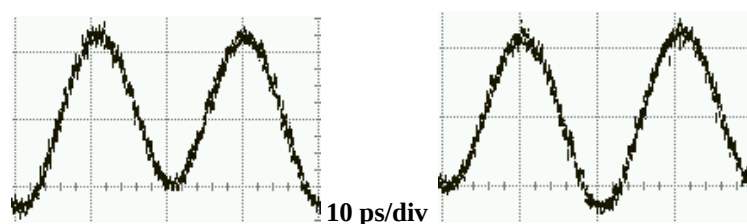


Abbildung 57: Empfangene RZ-Modulation (64-fache Mittelung) der beiden Polarisationskanäle (PLL bleibt bei Kanalschaltung stabil)

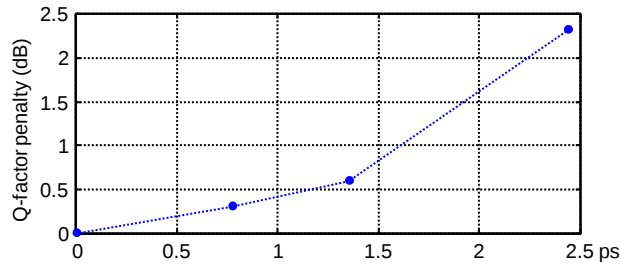


Abbildung 58: PMD Penalty für schlechteste BER als Funktion der DGD

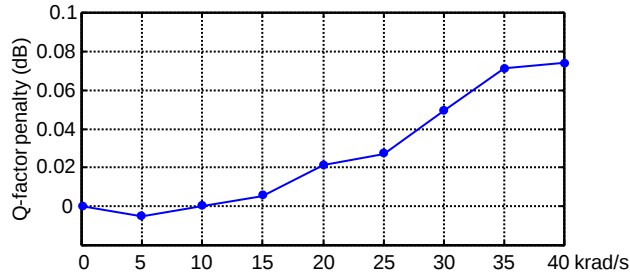


Abbildung 59: Penalty als Funktion der Verwürlungsgeschwindigkeit

geringe Empfindlichkeitsunterschiede von wenigen 1/10 dB. Aufgrund des begrenzten Speichers im Echtzeitmodus des Bitfehlerzählers wurde für die Experimente eine Zufallsbitfolgenlänge von $2^{11}-1$ gewählt. Es wurden verschiedene Konstellationen des Polarisationsdemultiplexers getestet: Einmal waren Detektor und Empfänger am gleichen Strahlteiler-Ausgang angeschlossen, einmal an unterschiedlichen Ausgängen. Beide Konfigurationen zeigten ähnliche Ergebnisse. Außerdem wurden die Ausgänge noch einmal getauscht. Das zeigt, dass in diesem Aufbau ein einzelner Polarisationsdemultiplexer zum Empfang beider Polarisationskanäle ausreichte. Es zeigt auch, dass polarisationsabhängige Verluste in der verwendeten Übertragungsstrecke klein waren. Erstaunlicherweise waren die Ergebnisse manchmal besser, wenn Detektor und Empfänger an unterschiedlichen Strahlteiler-Ausgängen angeschlossen waren, was z.B. von Polarisationsmodendispersion (PMD) verursacht werden kann.

Die ersten Experimente wurden back-to-back durchgeführt, und dafür die Bitfehlerquote durch hinzugefügtes Rauschen auf 10^{-4} erhöht, was bei vorhandener Fehlervorwärtskorrektur noch zu einer fehlerfreier Übertragung führen würde. Die PMD-Toleranz der Übertragung wurde getestet, indem ein zusätzliches Quartett von Viertelwellenplatten und verschiedene PMD-Elemente vor dem Polarisationsdemultiplexer eingefügt wurden. Durch manuelles Verstellen der Viertelwellenplatten wurden nacheinander die Zustände mit bester und mit schlechtester Bitfehlerquote eingestellt. Der Unterschied in der Fehlerquote kann in eine Verschlechterung des Q-Faktors umgerechnet werden:

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{Q}{2}} \quad (5.1)$$

Abbildung 58 zeigt die Verschlechterung des Q-Faktors bei verschiedenen PMD-Elementen. Sie erreicht 2,3 dB bei einem Laufzeitunterschied von 2,4 ps.

Anschließend wurde die BER-Verschlechterung bei verschiedenen Verwürflungsgeschwindigkeiten ermittelt. Abbildung 59 zeigt die Verschlechterung des Q-Faktors als Funktion der Geschwindigkeit. Die Verschlechterung betrug 0,08 dB bei maximaler Geschwindigkeit von 40 krad/s. Auch bei dieser hohen Geschwindigkeit traten während der Messung keine Kanalsprünge auf.

Zuletzt wurde die 430 km Faserstrecke in den Aufbau eingefügt. Mit einer konservativen Konfiguration des Polarisationsreglers (reduzierte Modulationsfrequenz von etwa 500 kHz) wurde die Bitfehlerquote bei Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten von bis zu 10 krad/s (durchschnittlich 7,9 krad/s) über einen Zeitraum von fast 17 Stunden aufgezeichnet, siehe Abbildung 60. In dieser Zeit wurde eine Polarisationstrajektorie von 475 Mrad Länge nachverfolgt. Die automatische Bitmuster-Synchronisation des Bitfehlerzählers wurde deaktiviert, um Kanalsprünge des Polarisationsreglers durch einen Synchronisationsverlust eindeutig erkennen zu können. Nach 31 Minuten wurden die Kanäle manuell gewechselt und der Fehlerzähler neu synchronisiert (vergrößerte Einfügung im Bild). Während des Umschaltens und der Neusynchronisation springt die Bitfehlerquote auf den Wert $5 \cdot 10^{-1}$. Außer diesen absichtlichen Ereignissen wurden keine Bitfehlerspitzen beobachtet. Auch das Bild der RZ-Modulation (Oszilloskop im unendlichen Persistenz-Modus) zeigte keine

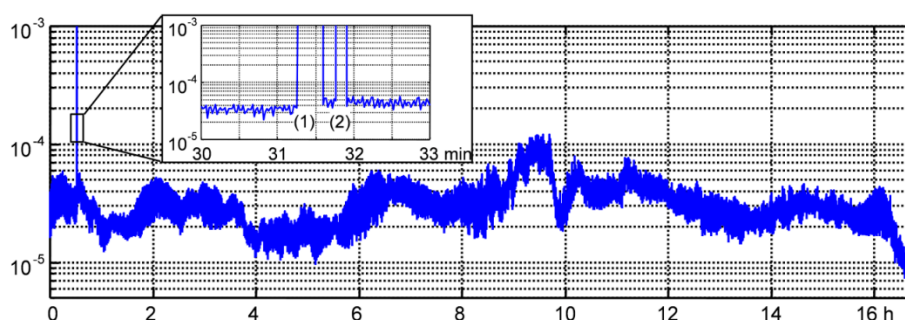


Abbildung 60: Verlauf der Bitfehlerquote bei 10 krad/s Verwürflung [67].

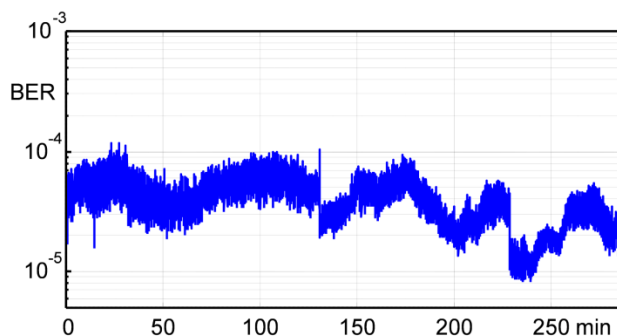


Abbildung 61: Verlauf der Bitfehlerquote bei 40 krad/s Verwürflung [20].

Kanalsprünge des Polarisationsreglers. Die Bitfehlerquote schwankt innerhalb einer Dekade, wahrscheinlich wegen PMD der Faserstrecke. Tatsächlich wurde in einer Messung nach den Übertragungsversuchen eine mittlere Laufzeitdifferenz (DGD) von 0,9 ps festgestellt.

Für einen zweiten Übertragungsversuch wurden nach dem zweiten und dem dritten Faserabschnitt zusätzliche langsame Polarisationsverwürfler (ca. 100 rad/s) eingefügt, um möglichst zufällige Zustände bezüglich der PMD der Faserstrecke zu erzeugen. Die Modulationsfrequenz wurde wieder auf 4 MHz erhöht. Die Bitfehlerquote wurde über 289 Minuten bei einer Polarisationsänderungsgeschwindigkeit von bis zu 40 krad/s (durchschnittlich 31,4 krad/s) aufgezeichnet, siehe Abbildung 61. Die Länge der nachverfolgten Polarisations trajektorie betrug 545 Mrad. Auch hier blieb die Bitfehlerquote immer unterhalb der Grenze der Fehlervorwärtskorrektur. Diese Grenze wurde auch für alle Positionen des stillstehenden PMD-Verwürflers nicht überschritten.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Polarisationsregelsystem aufgebaut und analysiert, mit dem der Polarisationszustand eines optischen Signals auch bei sehr schnellen, endlosen Eingangspolarisationsänderungen stabilisiert werden kann. Dafür wurde eine Reglerhauptplatine entworfen, die alle nötige Elektronik enthält. Über einen Steckplatz lässt sich die Platine flexibel mit unterschiedlichen Fehlersignaldetektoren ausstatten. Bei einer Verlustleistung von 5 Watt wurde eine Regelzeitkonstante von etwa $1,2 \mu\text{s}$ erreicht. Das reicht aus, um endlose Polarisationsänderungen von bis zu 140 krad/s (im Mittel 110 krad/s) unterbrechungsfrei nachzuverfolgen. Bei dieser Geschwindigkeit lagen die maximalen und mittleren Polarisationsfehler während eines Langzeitversuchs über 643 Stunden bei $0,358$ Radiant bzw. $0,131$ Radiant. Die dabei nachverfolgte Polarisations trajektorie hatte eine Länge von 254 Gigaradian. Derartige Regelgeschwindigkeiten oder ausgeregelte Trajektorienlängen sind bislang von keiner anderen Stelle demonstriert worden. Weiterhin wurde die Zuverlässigkeit der Regelung über einen großen Wellenlängen- und Temperaturbereich nachgewiesen.

Bei der Datenübertragung im Polarisationsmultiplex ließen sich die Polarisationskanäle mit diesem Regelsystem zuverlässig optisch trennen. Übertragungsversuche wurden bei Datenraten von 112 und 200 Gbit/s pro Wellenlängenkanal durchgeführt. Mit 200 Gbit/s wurde dabei die zu der Zeit weltweit höchste Kanaldatenrate bei polarisationsagiler Echtzeitübertragung von PDM-DQPSK erreicht.

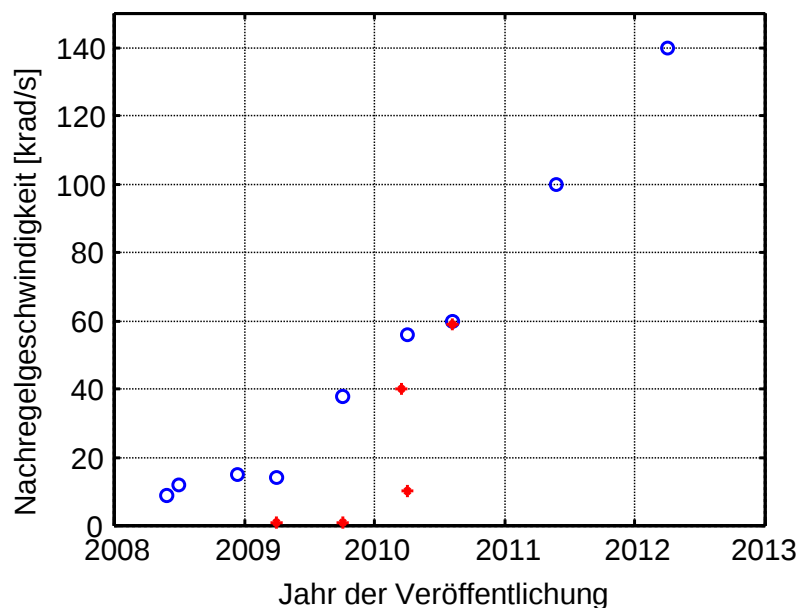


Abbildung 62: Verlauf der maximalen Nachregelgeschwindigkeit von 2008 bis heute (Kreise: einfache Polarisation. Sterne: PDM-RZ-DQPSK)

Es wurden verschiedene Fehlersignaldetektoren aufgebaut, analysiert und experimentell erprobt. Der Einfluss polarisationsabhängiger Dämpfung (PDL) auf Regelung und Empfangsqualität wurde ebenfalls untersucht.

Zum Testen der Regelung wurde ein Polarisationsverwürfler aus rotierenden Viertel- und Halbwellenplatten aufgebaut, mit denen sich sehr schnelle, endlose Polarisationsänderungen erzeugen lassen. Im Verlauf dieser Arbeit wurde die erreichte Regelgeschwindigkeit durch iterative Optimierung der Hard- und Software kontinuierlich erhöht und konnte dadurch von 5 krad/s (2007) auf 140 krad/s (2012) gesteigert werden. Abbildung 62 zeigt die in eigenen Veröffentlichungen angegebenen Nachregelgeschwindigkeiten für unmodulierte Signale (Kreise) und für Polarisationsdemultiplex (Sterne).

Mit Unterstützung durch EXIST-Forschungstransfer des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie (BMWi) wurde in den Jahren 2009 bis 2011 aus der forschungsbasierten Technologie ein marktfähiges Produkt entwickelt. In diesem Zusammenhang wurde im August 2010 die Novoptel GmbH ausgegründet, die seitdem Polarisationsregler und -verwürfler kommerziell vertreibt. Abbildung 63 zeigt die beiden Systeme als Laborgeräte der Novoptel GmbH.

6.1 Weiterführende Arbeiten

Um entweder die Regelgeschwindigkeit zu steigern oder den Regelfehler zu verkleinern, muss die Iterationszeit des Regelsystems verkürzt werden. Dies lässt sich – unter Erhöhung der Verlustleistung – mit einer neuen Reglerhauptplatine erreichen, die schnellere D-A- und



Abbildung 63: Polarisationsregler und -verwürfler als Laborgeräte der Novoptel GmbH

A-D-Umsetzer sowie einen leistungsfähigeren FPGA enthält. Realistische Verbesserungsfaktoren liegen dabei in der Nähe von 1,5. Mit einem solchen System ließe sich demnach eine Nachverfolgungsgeschwindigkeit von 200 krad/s erreichen.

Prinzipiell sollten beim Polarisationsmultiplex ähnliche Geschwindigkeiten erreicht werden können, wie bei unmodulierten Signalen [68]. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, lassen die geeigneten Interferenzdetektoren diese Geschwindigkeiten zu. Dies soll in Zukunft experimentell nachgewiesen werden, indem das Polarisationsdemultiplex mit der letzten bzw. schnellsten Version des Reglers durchgeführt wird. Außerdem soll die Datenrate gesteigert werden, beispielsweise auf 400 Gbit/s.

Literaturverzeichnis

- [1] C. S. Inc., „Cisco Visual Networking Index – Forecast and Methodology, 2007–2012,“ *White Paper*, 2008.
- [2] A. Odlyzko. [Online]. Available: <http://www.dtc.umn.edu/mints/home.php>.
- [3] S. Inc., „2009 Global Broadband Phenomena,“ *Research Report*, 2009.
- [4] DE-CIX, 11 2009. [Online]. Available: <http://www.de-cix.net/content/network/statistics.html>.
- [5] Hewlett-Packard, „10 Gigabit Ethernet Cabling,“ *ProCurve Networking Technical Brief*, 2006.
- [6] E. Alliance, „Overview of Requirements and Applications for 40 Gigabit and 100 Gigabit Ethernet,“ *White Paper*, August 2007.
- [7] C. Cole, „Technology Alternatives for 400GbE and Beyond Optical Interfaces,“ in *Workshop on Beyond 100GbE*, Santa Clara, CA, USA, February, 22th, 2011.
- [8] ADVA, *White Paper: 100GBE - The Future of Ethernet*, 2009.
- [9] R. Noé, *Essentials of modern optical fiber communication*, Paderborn, 2009.
- [10] Corning Inc., *Product Information: Corning SMF-28 Optical Fiber*, 2002.
- [11] R. C. Jones, „A New Calculus for the Treatment of Optical Systems,“ *Journal of Optical Society of America*, Nr. 31, pp. 488-493, Juli 1941.
- [12] E. u. P. K. Voges, *Optische Kommunikationstechnik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002.
- [13] N. G. Walker und G. R. Walker, „Polarization Control for Coherent Communications,“ *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 8, No. 3, pp. 438-458, March 1990.
- [14] Zhang Xiao-Guang, Fang Guang-Qing, Zhao Xin-Yuan, Zhang Wen-Bo, Xi Li-Xia, Xiong Qian-Jin, Li Xi-Xiang und Zhang Guang-Yong, „A polarization stabilizer up to 12.6 krad/s with an additional function of stable state of polarization transformation,“ *Chin. Phys. B Vol. 19, No. 4*, 2010.
- [15] R. Noe, H. Heidrich und D. Hoffmann, „Endless polarization control systems for coherent optics,“ *Journal of Lightwave Technology*, Volume: 6, Issue: 7, pp. 1199 - 1208, Jul 1988.
- [16] Y. Shen, X. Liu, S. Zhong, L. Zong, J. Veselka, P. Kim, J. Ferment und H. P. Sardesai,

- „Design of Polarization De-Multiplexer and PMD Compensator for 112 Gb/s Direct-Detect PDM RZ-DQPSK Systems,” *Journal of Lightwave Technology*, Bd. 28, Nr. 22, pp. 3282-3293, November 15 2010.
- [17] M. Karlsson, J. Brentel und P. Andrekson, „Long-term measurement of PMD and polarization drift in installed fiber,” *JLT* 18, p. 941, 2000.
- [18] E. Bradley, E. Miles, N. Loginov und N. Vu, „Polarization Control with Piezoelectric and LiNbO₃ Transducers,” *Fiber and Integrated Optics*, Bd. 21, pp. 75-104, 2002.
- [19] M. Reimer, D. Dumas, G. Soliman, D. Yevick und M. O'Sullivan, „Polarization evolution in dispersion compensation modules,” in *OFC/NFOEC*, San Diego, CA, 2009, Mar. 22-26.
- [20] B. Koch, R. Noe, V. Mirvoda, D. Sandel, V. Filsinger und K. Puntsri, „40-krad/s Polarization Tracking in 200-Gb/s PDM-RZ-DQPSK Transmission Over 430 km,” *Photonics Technology Letters, IEEE*, pp. 613 - 615, 1 May 2010.
- [21] S. Bhandare, D. Sandel, B. Milivojevic, A. Hidayat, A. Fauzi, H. Zhang, S. Ibrahim, F. Wust und R. Noe, „5.94-Tb/s 1.49-b/s/Hz (40×2×2×40 Gb/s) RZ-DQPSK polarization-division multiplex C-band transmission over 324 km,” *Photonics Technology Letters, IEEE, Volume:17, Issue:4*, pp. 914 - 916, April 2005.
- [22] D. van den Borne, S. Jansen, E. Gottwald, P. Krummrich, G. Khoe und H. de Waardt, „1.6-b/s/Hz Spectrally Efficient Transmission Over 1700 km of SSMF Using 40 × 85.6-Gb/s POLMUX-RZ-DQPSK,” *Journal of Lightwave Technology, Volume: 25, Issue:1*, pp. 222 - 232, Jan. 2007.
- [23] Jin-Xing Cai, Oleg V. Sinkin, Carl R. Davidson, Dmitri G. Foursa, Alan J. Lucero, Morten Nissov, Alexei N. Pilipetskii, Will W. Patterson und Neal S. Bergano, „40 Gb/s Transmission Using Polarization Division Multiplexing (PDM) RZ-DBPSK with Automatic Polarization Tracking,” in *National Fiber Optic Engineers Conference (NFOEC)*, San Diego, California, February 24, 2008.
- [24] S. Chandrasekhar, X. Liu, E. C. Burrows und L. L. Buhl, „Hybrid 107-Gb/s polarization-multiplexed DQPSK and 42.7-Gb/s DQPSK transmission at 1.4-bits/s/Hz spectral efficiency over 1280 km of SSMF and 4 bandwidth-managed ROADMs,” in *ECOC, paper PD1.9*, 2007.
- [25] T. Ito, S. Fujita, E. de Gabory, S. Shioiri und K. Fukuchi, „Precise analysis of transmission impairments of Pol-Mux 110Gb/s RZ-DQPSK with automatic Pol-Dmux using straight 2,000-km SMF line,” in *Optical Communication, 2008. ECOC 2008. 34th European Conference on*, 2008.
- [26] H. Wernz, S. Bayer, B.-E. Olsson, M. Camera, H. Griesser, C. Fürst, B. Koch, V. Mirvoda, A. Hidayat und R. Noé, „112Gb/s PolMux RZ-DQPSK with fast polarization tracking based on interference control,” in *OFC/NFOEC*, San Diego, 2009.

- [27] B. Koch, R. Noe, V. Mirvoda und D. Sandel, „140-krad/s, 254-Gigaradian Endless Optical Polarization Tracking, Independent of Analyzed Output Polarization,“ in *OFC/NFOEC, OTu1G.6*, Los Angeles, CA, March 4-8, 2012.
- [28] S. Bayer, H. Wernz, C. Fürst, B. Koch und R. Noé, „Übertragung eines 112Gb/s PolMux RZ-DQPSK Signals mit schneller Polarisationsregelung über eine 1200 km Strecke,“ in *ITG-Fachtagung "Photonische Netze"*, Leipzig, 2009.
- [29] H. Grieser, S. Bayer, H. Wernz, B. Koch und R. Noé, „Experimenteller Vergleich von 112Gb/s DP-(D)QPSK mit kohärentem und interferometrischem Empfänger,“ in *11. ITG-Fachtagung "Photonische Netze"*, Leipzig, 3.-4. Mai 2010.
- [30] A. Hidayat, B. Koch, V. Mirvoda, H. Zhang, S. Bhandare, S. K. Ibrahim und D. Sandel, „Fast Optical Endless Polarization Tracking with LiNbO₃ Component,“ in *OFC/NFOEC 2008*, San Diego, CA, USA, 2008, Feb. 24-28.
- [31] A. Hidayat, B. Koch, H. Zhang, V. Mirvoda, M. Lichtinger, D. Sandel und R. Noé, „High-speed endless optical polarization stabilization using calibrated waveplates and field-programmable gate array-based digital controller,“ *Optics Express*, Bd. 16, Nr. 23, pp. 18984-18991, 2008.
- [32] A. Hidayat, B. Koch, V. Mirvoda, H. Zhang, M. Lichtinger, D. Sandel und N. Reinhold, „Optical 5 krad/s endless polarisation tracking,“ *Electronics Letters*, Bd. 44, Nr. 8, pp. 546-547, April 10 2008.
- [33] B. Koch, R. Noé, V. Mirvoda und D. Sandel, „100-krad/s Endless Polarization Tracking with Miniaturized Module Card,“ *Electronics Letters*, Vol. 47, No. 14, pp. 813-814, 2011.
- [34] B. Koch, A. Hidayat, H. Zhang, V. Mirvoda, M. Lichtinger, D. Sandel und R. Noé, „12 krad/s Endless Polarization Stabilization with Lithium Niobate Component,“ in *LEOS Summer Topicals*, 2008.
- [35] B. Koch, V. Mirvoda, H. Grieser, H. Wernz, D. Sandel und R. Noé, „Endless Optical Polarization Control at 56 krad/s, over 50 Gigaradian, and Demultiplex of 112-Gb/s PDM-RZ-DQPSK signals at 3.5 krad/s,“ *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 16, No. 5, pp. 1158-1163, September/October 2010.
- [36] B. Koch, R. Noé, V. Mirvoda und D. Sandel, „Endlose Polarisationsregelung bis 100 krad/s mit miniaturisierter Aufsteckkarte,“ in *12. ITG-Fachtagung "Photonische Netze"*, Leipzig, 2.-3. Mai 2011.
- [37] B. Koch, A. Hidayat, V. Mirvoda, H. Zhang, M. Lichtinger, D. Sandel und R. Noé, „Fast optical polarisation tracking experiment with 2 Grad trajectory length,“ *Electronics Letters*, Bd. 44, Nr. 23, pp. 1376-1378, November 6 2008.
- [38] B. Koch, A. Hidayat, V. Mirvoda, M. Lichtinger, D. Sandel und R. Noé, „FPGA-basierte

- schnelle endlose Polarisationsregelung mit Lithiumniobatbauelement,“ in *ITG Fachtagung "Photonische Netze"*, Leipzig, 2008.
- [39] B. Koch, A. Hidayat, H. Zhang, V. Mirvoda, M. Lichtinger, D. Sandel und R. Noé, „Optical Endless Polarization Stabilization at 9 krad/s With FPGA-based Controller,“ *Photonics Technology Letters*, Bd. 20, Nr. 12, pp. 961-963, June 2008.
- [40] B. Koch, R. Noé, V. Mirvoda, D. Sandel, K. Puntsri und V. Filsinger, „Optisches Polarisationsdemultiplex von 200-Gb/s-PM-RZ-DQPSK bei endlosen Polarisationsänderungen bis 40 krad/s,“ in *11. ITG-Fachtagung "Photonische Netze"*, Leipzig, 3.-4. Mai 2010.
- [41] B. Koch, R. Noé, V. Mirvoda, H. Griesser, S. Bayer und H. Wernz, „Record 59-krad/s Polarization Tracking in 112-Gb/s 640-km PDM-RZ-DQPSK Transmission,“ *IEEE Photonics Technology Letters Vol. 22 No. 19*, pp. 1407-1409, 1 October 2010.
- [42] B. Koch, A. Hidayat, H. Zhang, D. Sandel und R. Noé, „Robust, wavelength- and temperature-insensitive 14 krad/s endless polarization tracking over 2.5 Grad,“ in *OFC/NFOEC*, San Diego, 2009.
- [43] R. Noé, B. Koch, V. Mirvoda, A. Hidayat und D. Sandel, „38 krad/s, 3.8 Grad, Broadband Endless Optical Polarization Tracking using LiNbO₃ Device,“ *Photonics Technology Letters*, 2009.
- [44] R. Noé, B. Koch, V. Mirvoda und D. Sandel, „Endless Optical Polarization Control and PMD Compensation,“ in *OFC/NFOEC*, San Diego, CA, USA, 2010.
- [45] H. Wernz, S. Herbst, S. Bayer, H. Griesser, E. Martins, C. Fürst, B. Koch, V. Mirvoda, R. Noé, A. Erhardt, L. Schürer, S. Vorbeck, M. Schneiders, D. Breuer und R.-P. Braun, „Nonlinear Behaviour of 112 Gb/s Polarisation-Multiplexed RZ-DQPSK with Direct Detection in a 630 km Field Trial,“ in *ECOC*, Vienna, 2009.
- [46] F. Heismann und M. Whalen, „Fast automatic polarization control system,“ *Photonics Technology Letters, IEEE, Volume: 4 , Issue:5* , pp. 503 - 505 , May 1992 .
- [47] A. Hidayat, *Fast Endless Polarization Control for Optical Communication Systems*, Paderborn: Universität Paderborn, 2008.
- [48] A. J. P. van Haasteren, J. J. G. M. van der Tol, O. M. van Deventer und H. J. Frankena, „Modeling and Characterization of an Electrooptic Polarization Controller on LiNbO₃,“ *Journal of Lightwave Technology*, Bd. 11, Nr. 7, pp. 1151-1157, 1993.
- [49] S. Thaniyavarn, „Wavelength independent, optical damage immune Z-propagation LiNbO₃ waveguide polarization converter,“ *Appl. Phys. Lett.* 47, pp. 674-677, 1985.
- [50] S. Thaniyavarn, „Wavelength-independent, optical-damage-immune LiNbO₃ TE-TM mode converter,“ *Optics Letters*, Vol. 11, No. 1, pp. 39-41, January 1986.

- [51] R. Noé, H. Heidrich und D. Hoffmann, „Automatic endless polarization control with integrated-optical Ti:LiNbO₃ polarization transformers,“ *Optics Letters*, Vol. 13, No. 6, pp. 527-529, June 1988.
- [52] EOSPACE, „Lithium Niobate Polarization Controller Datasheet,“ January 2003.
- [53] JDSU, *Datasheet: C-Band, L-Band, Pass Band Low Leakage PIN Photodiodes EPM 6xx Series*, 2006.
- [54] O. Bertran-Pardo et al., „PDM-QPSK: On the system benefits arising from temporally interleaving polarization tributaries at 100Gb/s,“ *Optics Express*, Bd. 17, Nr. 22, pp. 19902-19907, October 2009.
- [55] O. Bertran-Pardo et al., „System Benefits of Temporal Polarization Interleaving with 100Gb/s Coherent PDM-QPSK,“ in *ECOC*, Vienna, 2009, September 20-24.
- [56] OKI, *Datasheet: OD9245N-MS 10Gbps PIN-Preamplifier surface mount receiver module*, 2007.
- [57] Avago, *Datasheet: VMMK-2503 1 to 12 GHz GaAs Wideband Amplifier in Wafer Level Package*, 2011.
- [58] J. Goerth, *Bauelemente und Grundschaltungen*, Stuttgart, Leipzig: Teubner, ISBN 3-519-06258-5, 1999.
- [59] Analog Devices, *Datasheet: AD8319 1 MHz to 10 GHz, 45 dB Log Detector/Controller*, 2010.
- [60] P. J. Leo, G. R. Gray, G. J. Simer und K. B. Rochford, „State of Polarization Changes: Classification and Measurement,“ *Journal of Lightwave Technology*, Bd. 21, Nr. 10, pp. 2189-2193, October 2003.
- [61] T. Pfau, M. El-Darawy, C. Wördehoff, R. Peveling, S. Hoffmann, B. Koch, O. Adamczyk, M. Pormann und R. Noé, „32-krad/s polarization and 3-dB PDL tracking in a realtime digital coherent polarization-multiplexed QPSK receiver,“ in *LEOS Summer Topical Meetings*, 2008.
- [62] M. El-Darawy, T. Pfau, S. Hoffmann, R. Peveling, C. Wördehoff, B. Koch, M. Pormann, O. Adamczyk und R. Noé, „Fast Adaptive Polarization and PDL Tracking in a Real-Time FPGA-based Coherent PolDM-QPSK Receiver,“ *Photonics Technology Letters*, Bd. 20, Nr. 21, pp. 1796-1798, November 1 2008.
- [63] M. El-Darawy, T. Pfau, C. Wördehoff, B. Koch, S. Hoffmann, R. Peveling, M. Pormann und R. Noé, „Realtime 40 krad/s polarization tracking with 6 dB PDL in digital synchronous polarization-multiplexed QPSK receiver,“ in *ECOC*, Brussels, 2008.
- [64] R. Noé, Übung 28 zur Vorlesung Optische Nachrichtentechnik A, U. Paderborn, Hrsg.,

2007.

- [65] B. Koch, R. Noe, V. Mirvoda und D. Sandel, „Two-sided (15 krad/s at Input, 200 rad/s at Output) Endless Optical Polarization Tracking,“ in *Conf. 17th Opto-Electronics and Communications Conference OECC 2012, Paper 6F3-4*, Busan, South Korea, 2-6 July 2012.
- [66] B. Koch, R. Noe, V. Mirvoda und D. Sandel, „Temperature-Insensitive (60 krad/s at Input) and Two-Sided (15 krad/s at Input, 200 rad/s at Output) Endless Polarization Control,“ *IEEE Photonics Technology Letters*, 2012, Vol. 24, DOI 10.1109/LPT.2012.2219857.
- [67] B. Koch, R. Noé, D. Sandel, V. Mirvoda, V. Filsinger und K. Puntsri, „200-Gb/s, 430-km PDM-RZ-DQPSK (4 Bit/Symbol) Transmission with 10 krad/s Endless Polarization Tracking,“ in *OFC/NFOEC*, San Diego, CA, USA, 2010.
- [68] B. Koch, R. Noé, V. Mirvoda, D. Sandel und K. Puntsri, „Tracking Speed Comparison of Endless Polarization Controller for Single versus Multiplexed Polarizations,“ in *Signal Processing in Photonic Communications (SPPCom)*, Karlsruhe, 21-24. Juni 2010.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Wachstum des Datenverkehrs von 2008 bis 2012 am Internetknoten mit weltweit höchstem Datendurchsatz, DE-CIX in Frankfurt [4]	1
Abbildung 2: Darstellung des Polarisationszustands als Polarisationsellipse (links) und als Punkt auf der Oberfläche der Poincarékugel (rechts)	7
Abbildung 3: Polarisationsumwandlung einer Halbwellenplatte (links) und einer Viertelwellenplatte (rechts)	12
Abbildung 4: Aufbau eines mehrstufigen elektrooptischen Polarisationswandlers	20
Abbildung 5: Einfluss der Steuerspannungen auf das elektrische Feld im Wellenleiter. Links: Horizontales elektrostatisches Feld. Rechts: Vertikales elektrostatisches Feld.	20
Abbildung 6: Kommerzieller mehrstufiger elektrooptischer Polarisationsumwandler [52] ..	21
Abbildung 7: Fertig bestückte Reglerhauptplatine	22
Abbildung 8: Stabilisierung eines (einfach) polarisierten Signals	23
Abbildung 9: Links: Gemessene (schwarz) und ideale (grau gestrichelt dahinter, kaum erkennbar) Kennlinie des Intensitätsdetektors; Differenz zwischen idealer und gemessener Kennlinie (gepunktet). Rechts: Intensitätsdetektor als Aufsteckplatine, Photodiode auf der Unterseite.	25
Abbildung 10: Links: Detektierte Polarisationsabweichung mit Intensitätsdetektor im Vergleich zur tatsächlichen Polarisationsabweichung. Rechts: Verlauf des Polarisationsfehlers während der Regelung mit idealem Fehlersignal	28
Abbildung 11: Stabilisierung eines Polarisationsmultiplex-Signals an einem Strahlteiler	33
Abbildung 12: Amplitudenspektrum des Photostroms zweier Polarisationskanäle mit zeitversetzten Symbolen, gemessen bei 160-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK und minimalem (schwarz) bzw. maximalem (grau) Kanalübersprechen.	35
Abbildung 13: Änderung des elektrischen Feldstärkebetrags von QPSK-Symbolen durch Kanalübersprechen.	36
Abbildung 14: Oben: Pulse der optischen Leistung nach einem 50-GHz-RZ-Modulators (10 ps/div). Unten: Amplitudenspektrum des Photostroms eines symbolsynchronen 200-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK-Signals bei minimaler (schwarz) und maximaler (grau) Interferenz	37
Abbildung 15: Links: Betrag der Feldstärke als Funktion der Phasendifferenz für ausgewählte Polarisationsfehlstellungen. Rechts: Verlauf des normierten Photostroms über die 4 möglichen RZ-QPSK-Pulse bei konstanter Phasendifferenz 0 (durchgehende Linie) und $\pi/4$ (gestrichelte Linie) zwischen den Kanälen bei einer Polarisationsfehlstellung von $\pi/16$	39
Abbildung 16: Links: Optische Leistungsspektren zweier RZ-QPSK-Zufallsfolgen mit Phasendifferenz 0 (schwarz) und $\pi/4$ (grau) bei der Polarisationsfehlstellung $\delta = \pi/16$. Rechts: Leistungsspektren zweier QPSK-Signale ohne Phasendifferenz bei Polarisationsfehlstellungen $\pi/16$ (grau) und $\pi/8$ (schwarz).	40
Abbildung 17: Detektortyp „spannungslinear 1“: Interferenzmessung mit zwei spannungslinearen RF-Detektoren (Peak-Detektoren) und Addition zweier Interferenzsignalen nach den Detektoren	42

Abbildung 18: Aufgebauter Interferenzdetektor des Typs „spannungslinear 1“ als Aufsteckplatine, Detektion in beiden Polarisationskanälen.....	42
Abbildung 19: Links: Gemessene Kennlinie des Detektortyps „spannungslinear 1“ (durchgehend), theoretische Kennlinien eines idealen, leistungslinaren Detektors (gepunktet) und eines idealen, spannungslinearer Detektors (gestrichelt). Rechts: Steilheit des HF-Detektors bei 6 GHz aus Datenblatt.....	43
Abbildung 20: Steilheit des Detektortyps „spannungslinear 1“ (schwarz) im Vergleich zum idealen, leistungslinaren Detektor (grau)	46
Abbildung 21: Detektortyp „spannungslinear 2“: Interferenzmessung mit einem spannungslinearen RF-Detektor (Peak-Detektor) und Addition zweier Interferenzsignalen vor dem Detektor.....	47
Abbildung 22: Spektrum der maximalen optischen Interferenzleistung bei angepasster Leitungslänge (schwarz) und bei einem Leitungslängenunterschied von einer halben RZ-Pulslänge (grau).....	49
Abbildung 23: Links: Gemessene Kennlinie des Detektortyps „spannungslinear 2“ (durchgehend), theoretische Kennlinien eines idealen, leistungslinaren Detektors (gepunktet) und eines idealen, spannungslinearer Detektors (gestrichelt). Rechts: Steilheit des Interferenzdetektors (schwarz) im Vergleich zum idealen, leistungslinaren Detektor (grau).	50
Abbildung 24: Interferenzmessung mit zwei spannungslinearen RF-Detektoren (Peak-Detektoren). Addition von zwei Interferenzsignalen vor den Detektoren und Nutzen beider Detektorausgänge.....	51
Abbildung 25: Interferenzmessung mit logarithmischem RF-Detektor.....	52
Abbildung 26: Links: Gemessene (durchgehend) und ideale (gestrichelt) Kennlinie des logarithmischen Interferenzdetektors. Rechts: Kennlinie bei 3,6 GHz aus Datenblatt [59] bei unterschiedlichen Temperaturen von 25°C, -40°C und +85°C.....	52
Abbildung 27: Steilheit des logarithmischen Interferenz-detektors (schwarz) im Vergleich zum idealen linearen Detektor (grau).....	53
Abbildung 28: Links: Vergleich der Interferenzgebirge aller Detektoren, Rechts: Vergleich der Gradientenverläufe aller Detektoren	53
Abbildung 29: Vergleich zwischen detektierter Polarisationsabweichung mit idealem, leistungslinarem Interferenzdetektor im Vergleich zur tatsächlichen Polarisationsabweichung.....	56
Abbildung 30: Vergleich zwischen detektierten und tatsächlichen Polarisationsabweichungen aller Detektoren	56
Abbildung 31: Simulation der Polarisationsregelung mit verschiedenen Detektoren bei relativer Regelverstärkung von Eins und Polarisationsänderungen von 0,1 Radiant pro Iteration.	58
Abbildung 32: Interferenzgebirge auf der gestreckten Oberfläche der Poincarékugel für Ausgang V (links) und Ausgang W (Mitte) des Strahlteilers und für Kombination beider Ausgänge (rechts). Simulation für verschiedene Dämpfungskonstanten γ ursächlich für PDL zwischen 0 dB (oben) und -3 dB (unten)	64

Abbildung 33: Links: Verlauf der Interferenzleistung über Φ am Ausgang V. Ψ ist so gelegt, dass alle Extremstellen durchlaufen werden. Rechts: Verlauf des Interferenzgradienten über Φ	65
Abbildung 34: Verlauf des resultierenden Regelfaktors bei nicht normiertem <i>RIE</i> und unterschiedlich starker PDL zwischen 0 und -3 dB.	66
Abbildung 35: Interferenzverlauf über Φ bei Detektion beider Ausgänge. Links: Weg über höchste Interferenz ($\Psi=\pi/2$). Rechts: Weg über geringste Interferenz ($\Psi=\pi$).....	68
Abbildung 36: Links: Verlauf des resultierenden Regelfaktors bei nicht normiertem <i>RIE</i> und unterschiedlich starker PDL zwischen 0 und -3 dB bei Verwendung beider Ausgänge. Rechts: Verlauf der maximalen Polarisationsregelgeschwindigkeit für PDL zwischen 0 und -10 dB. 69	69
Abbildung 37: Mechanische Anordnung von einer Halb- (links) und acht Viertelwellenplatten (mittig und rechts) zur Erzeugung schneller, endloser Polarisationsänderungen	71
Abbildung 38: Anordnung von Viertel- und Halbwellenplatten als Kombination eines mechanischen und elektrooptischen Systems.	72
Abbildung 39: Links: Polarisations trajektorie, erzeugt aus Anordnung von zwei Viertel- und einer Halbwellenplatte, Rechts: Gleichmäßige Verteilung der Ausgangspolarisation	74
Abbildung 40: Frequenzspektrum einer festen Polarisation bei 100 krad/s-Verwürflung mit einer Halbwellenplatte (links) und einer Viertelwellenplatte (rechts).	75
Abbildung 41: Versuchsaufbau für Hochgeschwindigkeitsregelexperimente mit nur einer Polarisation; Bildschirmfotos des Polarimeters ohne und mit Polarisationsregelung.....	76
Abbildung 42: Polarisationszustände während der Ausregelung von 100 rad/s (links), 40 krad/s (mittig) und 100 krad/s (rechts).	77
Abbildung 43: Während der Regelung aufgenommene Histogramme (links) und zugehörige inverse kumulative Fehlerwahrscheinlichkeitsverteilung (rechts) des relativen Intensitätsfehlers (<i>RIE</i>) mit (rot) und ohne Lasersignal (blau).	77
Abbildung 44: Inverse kumulative Fehlerwahrscheinlichkeitsverteilung bei verschiedene Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten bis 56 krad/s (links); Verlauf des Polarisationsfehlers zwischen 0 und 56 krad/s für verschiedene Fehlerüberschreitungswahrscheinlichkeiten (rechts).	78
Abbildung 45: Mittlerer und maximaler Polarisationsfehler bei Polarisationsänderungen von 10 krad/s und 50 krad/s als Funktion des Modulationshubs (links) und als Funktion der relativen Regelverstärkung (rechts).	79
Abbildung 46: Intensitäts- und Polarisationsfehler bei verschiedenen Temperaturen zwischen 0°C und 70°C, jeweils über 30 Minuten gemessen.	80
Abbildung 47: Polarisationsregelung in der Klimakammer.....	82
Abbildung 48: Links: Intensitäts- und Polarisationsfehler bei verschiedenen Wellenlängen zwischen 1513 nm und 1600 nm, jeweils über 30 Minuten gemessen [41]. Rechts: Langzeitversuch: Regelung bei 140 krad/s über 643 Stunden [27]	82
Abbildung 49: Links: Erweiterter Versuchsaufbau mit manuellem Polarisationssteller zum Testen der Regelung bei Änderung der Zielpolarisation. Rechts: Stabilisierung von 40 krad/s Polarisationsänderungen auf verschiedene, zufällig eingestellte Zielpolarisationen.	83

Abbildung 50: Links: Nachregelung von ausgangsseitigen 5 rad/s bei gleichzeitiger Kompensation von eingangsseitigen 15 krad/s. Rechts: Komplementäre kumulative Verteilungsfunktion des Intensitätsfehlers (<i>RIE</i>) bei ausgangsseitigen 200 rad/s und eingangsseitigen 15 krad/s, gemessen über 16,5 Stunden.....	84
Abbildung 51: 112 Gbit/s PDM-RZ-DQPSK Übertragungssystem mit automatischer Polarisationsregelung und Übertragungsdistanz von 1035 Kilometern [26]	87
Abbildung 52: Bitfehlerquote (BER) bei 112-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK nach Übertragung über 1035 km und Polarisationsverwürflung von bis zu 800 rad/s.....	88
Abbildung 53: 112-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK Übertragungssystem mit automatischer Polarisationsregelung und schneller Polarisationsverwürflung bis 60 krad/s.....	89
Abbildung 54: Bitfehlerquote (BER) bei Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten zwischen 0 krad/s und 60 krad/s (links) und über 11 Stunden bei 59 krad/s (rechts) [41].	89
Abbildung 55: 200-Gbit/s-PDM-RZ-DQPSK Übertragungssystem mit automatischer Polarisationsregelung [40] [20] [67]	90
Abbildung 56: DQPSK Augendiagramme back-to-back (links; versehentlich mit 26 statt 50 GHz Bandbreite aufgenommen) und nach 430 km (rechts).....	91
Abbildung 57: Empfangene RZ-Modulation (64-fache Mittelung) der beiden Polarisationskanäle (PLL bleibt bei Kanalschaltung stabil)	91
Abbildung 58: PMD Penalty für schlechteste BER als Funktion der DGD.....	92
Abbildung 59: Penalty als Funktion der Verwürflungsgeschwindigkeit	92
Abbildung 60: Verlauf der Bitfehlerquote bei 10 krad/s Verwürflung [67].	93
Abbildung 61: Verlauf der Bitfehlerquote bei 40 krad/s Verwürflung [20].	93
Abbildung 62: Verlauf der maximalen Nachregelgeschwindigkeit von 2008 bis heute (Kreise: einfache Polarisation. Sterne: PDM-RZ-DQPSK)	95
Abbildung 63: Polarisationsregler und –verwürfler als Laborgeräte der Novoptel GmbH	96

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1.1: Jones- und Stokesvektoren fundamentaler Polarisationszustände	8
Tabelle 2.2: Mittlerer Polarisationsfehler bei idealem und reellem Detektor bei Regelverstärkung $A_R=1$ und verschiedenen Polarisationsänderungsgeschwindigkeiten.....	31
Tabelle 3.3: Abschwächung der Interferenzleistung durch unterschiedliche Leitungslängen.	49
Tabelle 3.4: Theoretische Nachregelgeschwindigkeitsgrenzen der Interferenzdetektoren bei einer Zykluszeit von $1\ \mu\text{s}$ und relativer Regelverstärkung von Eins	57
Tabelle 3.5: Polarisationsänderungen durch PDL eines Faktors $e - \gamma$ für Stokesvektoren fundamentaler Polarisationszustände	61
Tabelle 3.6: Durch PDL begrenzte maximale Nachregelgeschwindigkeiten	68
Tabelle 3.7: Durch PDL begrenzte maximale Nachregelgeschwindigkeiten bei Detektion beider Ausgänge.....	70

Publikationen

2008

1. Hidayat, A.; **Koch, B.**; Mirvoda, V.; Zhang, H.; Bhandare, S.; Ibrahim, S.K.; Sandel, D.; Noé, R.: "Fast Optical Endless Polarization Tracking with LiNbO₃ Component", Proc. OFC/NFOEC2008, JWA28, Feb. 24-28, 2008, San Diego, CA, USA.
2. **Koch, B.**; Hidayat, A.; Zhang, H.; Mirvoda, V.; Lichtinger, M.; Sandel, D.; Noé, R.: "Optical Endless Polarization Stabilization at 9 krad/s With FPGA-Based Controller", Photonics Technology Letters, IEEE Volume 20, Issue 12, June 15, 2008 Page(s): 961 - 963
3. Hidayat, A.; **Koch, B.**; Mirvoda, V.; Zhang, H.; Lichtinger, M.; Sandel, D.; Noé, R.: "Optical 5 krad/s endless polarisation tracking", Electronics Letters Volume 44, Issue 8, April 10 2008 Page(s): 546 – 547
4. **Benjamin Koch**, Ariya Hidayat, Hongbin Zhang, Vitali Mirvoda, Manfred Lichtinger, David Sandel, Reinhold Noé, „FPGA-basierte schnelle endlose Polarisationsregelung mit Lithiumniobatbauelement“, 9. ITG-Fachtagung "Photonische Netze", Leipzig, 28.-29.04.2008, ITG-Fachbericht 207, S. 149-152
5. **Koch, B.**; Hidayat, A.; Zhang, H.; Mirvoda, V.; Lichtinger, M.; Sandel, D.; Noé, R.: „12 krad/s Endless Polarization Stabilization with Lithium Niobate Component“, LEOS Summer Topicals 2008
6. **Koch, B.**; Hidayat, A.; Mirvoda, V.; Zhang, H.; Lichtinger, M.; Sandel, D.; Noe, R.: "Fast optical polarisation tracking experiment with 2 Grad trajectory length" Electronics Letters Volume 44, Issue 23, November 6, 2008, Page(s): 1376 – 1378
7. El-Darawy, M.; Pfau, T.; Hoffmann, S.; Peveling, R.; Wordehoff, C.; **Koch, B.**; Pörrmann, M.; Adamczyk, O.; Noe, R.: "Fast Adaptive Polarization and PDL Tracking in a Real-Time FPGA-Based Coherent PolDM-QPSK Receiver", Photonics Technology Letters, IEEE Volume 20, Issue 21, Nov. 1, 2008 Page(s): 1796 – 1798
8. El-Darawy, M.; Pfau, T.; Wordehoff, C.; **Koch, B.**; Hoffmann, S.; Peveling, R.; Pörrmann, M.; Noe, R.: „Realtime 40 krad/s polarization tracking with 6 dB PDL in digital synchronous polarization-multiplexed QPSK receiver“, 34th European Conference on Optical Communication, ECOC 2008. 21-25 Sept. 2008, Paper We.3.E.4
9. Pfau, T.; El-Darawy, M.; Wordehoff, C.; Peveling, R.; Hoffmann, S.; **Koch, B.**; Adamczyk, O.; Pörrmann, M.; Noe, R.: "32-krad/s polarization and 3-dB PDL tracking in a realtime digital coherent polarization-multiplexed QPSK receiver", Digest of the IEEE/LEOS Summer Topical Meetings, 2008, 21-23 July 2008 Page(s): 105 – 106
10. A. Hidayat, **B. Koch**, H. Zhang, V. Mirvoda, M. Lichtinger, D. Sandel, R. Noé, "High-speed endless optical polarization stabilization using calibrated waveplates and field-programmable gate array-based digital controller", Optics Express, 2008, Vol. 16, Issue 23, pp. 18984-18991

2009

11. **Koch, B.**; Hidayat, A.; Mirvoda, V.; Zhang, H.; Sandel, D.; Noe, R.: „Robust, wavelength- and temperature-insensitive 14 krad/s endless polarization tracking over 2.5 Grad”, Conference on Optical Fiber Communication - includes post deadline papers, OFC 2009, Paper JThA63, 22-26 March 2009
12. Wernz, H.; Bayer, S.; Olsson, B.E.; Camera, M.; Griesser, H.; Furst, C.; **Koch, B.**; Mirvoda, V.; Hidayat, A.; Noe, R.: “112Gb/s PolMux RZ-DQPSK with fast polarization tracking based on interference control”, Conference on Optical Fiber Communication, OFC 2009, Paper OTuN4, 22-26 March, 2009
13. S. Bayer, H. Wernz, C. Fürst, **B. Koch**, R. Noe, „Übertragung eines 112Gb/s PolMux RZ-DQPSK Signals mit schneller Polarisationsregelung über eine 1200km Strecke“, 10. ITG-Fachtagung "Photonische Netze", Leipzig, 04.-05.05.2009
14. Noe, R; **Koch, B.**; Mirvoda, V; Hidayat, A; Sandel, D: “38 krad/s, 3.8 Grad, Broadband Endless Optical Polarization Tracking Using LiNbO₃ Device”, Photonics Technology Letters, IEEE, Vol. 21, Issue 17, 2009, pp. 1220 – 1222
15. H. Wernz, S. Herbst, S. Bayer, H. Griesser, E. Martins, C. Fürst, **B. Koch**, V. Mirvoda, R. Noé, A. Ehrhardt, L. Schürer, S. Vorbeck, M. Schneiders, D. Breuer, R.-P. Braun: „Nonlinear Behaviour of 112 Gb/s Polarisation-Multiplexed RZ-DQPSK with Direct Detection in a 630 km Field Trial”, ECOC 2009, 20-24 Sept. 2009 Paper Tu3.4.3
16. Reinhold Noé, **Benjamin Koch**, and David Sandel: “Optical time-of-flight measurement based on data transmission in a ring oscillator”, Optics Express, Vol. 17, Issue 25, pp. 22925-22936
17. **B. Koch**, V. Mirvoda, H. Grieser, H. Wernz, D. Sandel, R. Noé: “Endless Optical Polarization Control at 56 krad/s, over 50 Gigaradian, and Demultiplex of 112-Gb/s PDM-RZ-DQPSK signals at 3.5 krad/s”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 16, No. 5, pp 1158-1163, September/October 2010

2010

18. **B. Koch**, R. Noé, D. Sandel, V. Mirvoda, V. Filsinger, K. Puntsri, “200-Gb/s, 430-km PDM-RZ-DQPSK (4 Bit/Symbol) Transmission with 10 krad/s Endless Polarization Tracking”, Proc. OFC/NFOEC 2010, San Diego, CA, Paper OThD4 , Mar. 21-25, 2010
19. R. Noé, **B. Koch**, V. Mirvoda, D. Sandel, “Endless optical polarization control and PMD compensation,” Proc. OFC/NFOEC 2010, San Diego, CA, Paper OThJ1, Mar. 21-25, 2010.
20. **B. Koch** et al., ”40-krad/s Polarization Tracking in 200-Gb/s PDM-RZ-DQPSK Transmission over 430 km”, IEEE PTL (2010), DOI 10.1109/LPT.2010.2043252
21. **B. Koch**, R. Noé, V. Mirvoda, D. Sandel, K. Puntsri, V. Filsinger, „Optisches Polarisationsdemultiplex von 200-Gb/s-PM-RZ-DQPSK bei endlosen Polarisationsänderungen bis 40 krad/s“, 11. ITG-Fachtagung "Photonische Netze", 3.-4. May 2010 Leipzig, Germany, ITG-Fachbericht 222, pp. 233-236

22. H. Grieser, S. Bayer, H. Wernz, **B. Koch**, R. Noé, „Experimenteller Vergleich von 112Gb/s DP-(D)QPSK mit kohärentem und interferometrischem Empfänger“, 11. ITG-Fachtagung "Photonische Netze", 3.-4. May 2010 Leipzig, Germany, ITG-Fachbericht 222, pp. 173-178
23. **B. Koch**, R. Noé, V. Mirvoda, D. Sandel, K. Puntsri, “Tracking Speed Comparison of Endless Polarization Controller for Single versus Multiplexed Polarizations”, in Proc. Signal Processing in Photonic Communications (SPPCom), Optical Society of America, Paper SPWC1, 21-24 June 2010, Karlsruhe, Germany
24. **B. Koch**, R. Noé, V. Mirvoda, H. Grieser, S. Bayer, H. Wernz, “Record 59-krad/s Polarization Tracking in 112-Gb/s 640-km PDM-RZ-DQPSK Transmission”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 22, No. 19, pp. 1407-1409, 1. Oct. 2010

2011

25. **B. Koch**, R. Noé, V. Mirvoda, D. Sandel, „Endlose Polarisationsregelung bis 100 krad/s mit miniaturisierter Aufsteckkarte“, 12. ITG-Fachtagung "Photonische Netze", 2.-3. May 2011 Leipzig, Germany, Paper P5
26. **B. Koch**, R. Noé, V. Mirvoda, D. Sandel, „100-krad/s Endless Polarisation Tracking with Miniaturised Module Card“, Electronics Letters, Vol. 47, No. 14, 2011, pp. 813-814

2012

27. **B. Koch**, R. Noé, V. Mirvoda, D. Sandel, „140-krad/s, 254-Gigaradian Endless Optical Polarization Tracking, Independent of Analyzed Output Polarization“, Proc. OFC/NFOEC 2012, Los Angeles, CA, Paper OTu1G.6, March 4-8, 2012
28. **B. Koch**, R. Noé, V. Mirvoda, K. Puntsri, D. Sandel, „Two-sided (15 krad/s at Input, 200 rad/s at Output) Endless Optical Polarization Tracking“, Proc. OECC 2012, Busan, Korea, Paper, 6F3-4, July 2- 6, 2012.
29. **B. Koch**, R. Noé, V. Mirvoda, D. Sandel, „Temperature-Insensitive (60 krad/s at Input) and Two-Sided (15 krad/s at Input, 200 rad/s at Output) Endless Polarization Control“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 24, DOI 10.1109/LPT.2012.2219857, 2012