

Diese Beschreibung charakterisiert die Eigenschaften der Erfindung bezüglich des gelösten technischen Problems und den Fortschritt gegenüber dem Stand der Technik.

2.1 Durch die Erfindung gelöstes technisches Problem

Die Messung von hohen elektrischen Strömen ohne Eingriff in den Messgrößenkreis stellt ein grundsätzliches Problem der elektrischen Energietechnik dar.

Dieses Problem wird hier durch die Applikation eines rechts- oder linksdrehenden zirkularen Polarisators zur Erzeugung einer zirkularen Polarisation in den Lichtwellenleitern (LWL) bei Kompensation aller nachteiligen Effekte, wie z. B. der Doppelbrechung oder Temperaturschwankungen, gelöst. Dazu wird die zum stromführenden elektrischen Leiter in Längsrichtung parallel liegende zirkuläre Komponente der Verschiebungsflussdichte im LWL, die dort die transversale Komponente darstellt, durch die Messgröße i verändert.

2.2 Bisherige Lösungen und Stand der Technik

Das Problem wurde bisher von fremden Erfindern durch die Auswertung des Faraday-Effektes zur Polarisations-Ebenen-Drehung linear polarisierten Lichts im LWL, induziert durch das den stromführenden elektrischen Leiter umgebende Magnetfeld ohne Regelkreis gelöst.

2.3 Nachteile der bekannten Lösungen

Durch die Nachteile, dass die schwankende Doppelbrechung selbst in der Näherung im Messwert enthalten ist oder der Zusammenhang zwischen Messwert und Messgröße nichtlinear ist, lassen sich die bekannten fremden Lösungen charakterisieren.

2.4 Aufgabe der Erfindung

Der Erfindung liegt die Aufgabe zugrunde, alle nachteiligen Effekte bei der potenzialgetrennten Messung elektrischer Ströme ohne Eingriff in den elektrischen Stromkreis der Messgröße zu eliminieren.

2.5 Lösung der Aufgabe durch die Erfindung

Diese Aufgabe wurde erfindungsgemäß dadurch gelöst, dass ein völlig neuer Ansatz mit den Eigenschaften:

- parallele Anregung des Messsystems durch eine handelsübliche Laserdiode mit optional konstanter Strahlungsleistung,
- Schutz der Laserdiode vor reflektiertem Licht durch Einschaltung eines handelsüblichen Isolators,
- Verwendung eines handelsüblichen zirkularen Polarisators zur Herstellung einer zirkularen Polarisation als Voraussetzung zur Anwendung des Kompensations-Effektes für die transversalen zirkularen Komponenten der elektrischen Verschiebungsflussdichte in einer ersten und einer zweiten LWL-Spule,
- Verwendung von drei elektromagnetischen Spulen aus elektrischen Leitern, entsprechend Abb. 2.1, die ineinander mit jeweils einer LWL-Spule gewickelt sind und die Windungszahlen M , M_0 und M_1 zur Erzeugung des Übersetzungsverhältnisses \ddot{u} zwischen den Messwerten $i_{0\sim}$ oder $i_{1\sim}$ sowie jeweils der Messgröße i als elektrischer Strom besitzen und damit Realisierung eines mehrfachen optischen Transformatorprinzips,
- automatische Elimination der Doppelbrechungen Δn_1 und Δn_0 aus dem linearen Zusammenhang zwischen dem Messwert $i_{0\sim}$ oder $i_{1\sim}$ und der Messgröße i unter Nutzung der Eigenschaften der zugehörigen neuen Sensor-Differenzialgleichung (DGL),

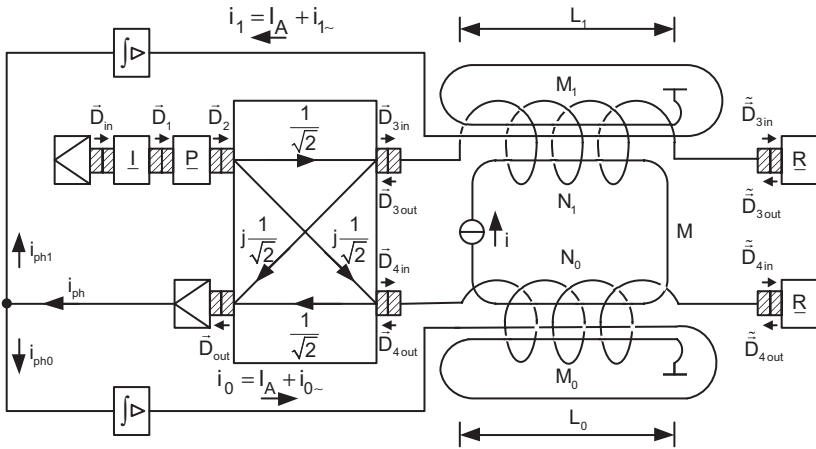


Abb. 2.1 Optische Teilkomponente des Stromsensors mit zirkularem Polarisator und Regelkreis. (Eigene Darstellung)

- Erzeugung der doppelten Effizienz der Faraday-Drehung in den LWL gegenüber dem Transmissionsprinzip durch Beschaltung der Enden der zwei LWL-Spulen mit handelsüblichen $+90^\circ$ -Faraday-Rotator-Mirrors, diese Effizienz allerdings in den transversalen zirkularen Komponenten der elektrischen Verschiebungsflussdichte, gekennzeichnet durch die Faraday-Winkel α und $-\alpha$ bei entsprechender Wendelung der LWL,
- Verwendung einfacher stabiler Regelkreise mit integrierenden Stromverstärkern zur Elimination der bleibenden Regelabweichungen,
- einfacher linearer Zusammenhang zwischen der Aussteuerung der Messwerte in Abb. 2.2 und der Messgröße, vermittelt durch den Proportionalitätsfaktor „Übersetzungsverhältnis“ü.

2.6 Neues und Kern der Erfindung

Das wesentlich Neue und der Kern der Erfindung sind in der gleichzeitigen Applikation der folgenden Ideen zu sehen:

1. Automatische Elimination der Doppelbrechung aus dem linearen Zusammenhang zwischen Messwert und Messgröße unter Ausnutzung der Eigenschaften der abgeleiteten Sensor-DGL.

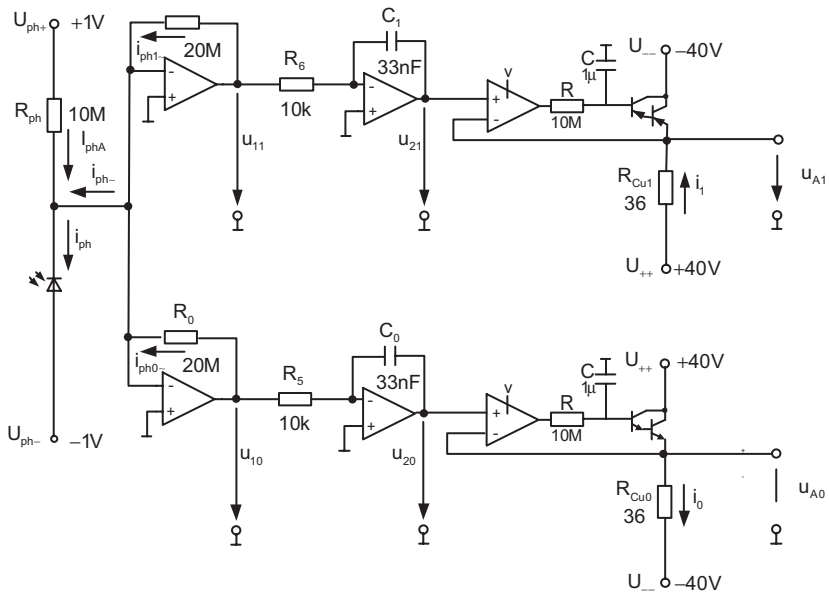


Abb. 2.2 Elektronische Teilkomponente des Stromsensors mit zirkularem Polarisator und Regelkreis. (Eigene Darstellung)

2. Verwendung von Regelkreisen mit optischer Rückkopplung zur Herstellung des linearen Zusammenhangs zwischen den Messwerten $i_{0\sim}$ bzw. $i_{1\sim}$ und jeweils der Messgröße i ohne störende Doppelbrechung der LWL und des optischen Kopplers.
3. Erzeugung der beiden Faraday-Winkel α und $-\alpha$ in den beiden LWL-Spulen durch entsprechende Dimensionierung des optischen und elektronischen Teils des Sensors sowie Überlagerung der beiden aus LWL-Spulen empfangenen Signale im optischen Koppler ohne Verminderung oder Auslöschung der zirkularen Faraday-Drehung im Fotostrom i_{ph} gegenüber der Verwendung einer einzelnen LWL-Spule.
4. Verwendung des Integratorprinzips in den Schleifen der Regelkreise zur Elimination der bleibenden Regelabweichung.
5. Ermittlung der exakten Messwerte $i_{0\sim}$ und $i_{1\sim}$ als Lösungen einer neuen, den Sensor beschreibenden nichtlinearen DGL.

2.7 Wesentliche und zusätzliche Vorteile der Erfindung

Als wesentliche bzw. zusätzliche Vorteile der vorgelegten Erfindung sind zu nennen:

- Das Messsystem zeichnet sich gegenüber früheren Erfindungsmeldungen durch einen vereinfachten Aufbau aus.
- Der faseroptische Stromsensor ist auch zur potenzialgetrennten Messung elektrischer Ströme einsetzbar.
- Die Erfindung eignet sich sowohl für die Messung kleiner Ströme im mA-Bereich als auch zur Bestimmung großer Ströme im kA-Bereich, jeweils in Abhängigkeit von der Dimensionierung des Sensors.
- Der Sensor ist in einem großen Frequenzbereich einsetzbar, abhängig von seiner Dimensionierung.
- Die Herstellung des erfindungsgemäßen Stromsensors lässt sich mit verfügbaren Bauelementen und Technologien leicht realisieren.

2.8 Erläuterung der Erfindung

2.8.1 Jones-Matrizen zirkularer Polarisatoren

Ausgangspunkt zur Berechnung der Jones-Matrizen für den rechts- und linksdrehenden zirkularen Polarisator sind die Bedingungen an die Polarisations-Ellipse bei zirkularer Polarisation.

Es gilt:

$$\text{Erhebungswinkel: } \Theta = 0 \quad (2.1)$$

$$\text{Halbachsen der Ellipse: } a = \pm b \quad (2.2)$$

$$\text{Elliptizitätswinkel: } \eta = \arctan \left(\frac{b}{a} \right) \quad (2.3)$$

$$\eta = \arctan (\pm 1) = \pm \frac{\pi}{4} \quad (2.4)$$

Unter Bezug auf die Literatur erhält man für die beiden Eigenpolarisationen

$$\chi_{e1/2} = \frac{\tan \Theta + j \tan \eta}{1 - j \tan \Theta \tan \eta} = \pm j \quad (2.5)$$

Für die Jones-Matrix des linksdrehenden zirkularen Polarisators folgt

$$\underline{J}_L = \frac{1}{1 + \chi_{e1}\chi_{e1}^*} \begin{pmatrix} 1 & \chi_{e1}^* \\ \chi_{e1} & \chi_{e1}\chi_{e1}^* \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Der rechtsdrehende zirkulare Polarisator hat die Jones-Matrix

$$\underline{J}_R = \frac{1}{1 + \chi_{e2}\chi_{e2}^*} \begin{pmatrix} 1 & \chi_{e2}^* \\ \chi_{e2} & \chi_{e2}\chi_{e2}^* \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & j \\ -j & 1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Mit Abb. 2.1 kann nun die Berechnung der optischen Teilkomponente des Stromsensors entweder mit $\underline{P} = \underline{J}_L$ nach (2.6) oder $\underline{P} = \underline{J}_R$ nach (2.7) erfolgen. Wir wählen als Beispiel den linksdrehenden zirkularen Polarisator.

2.8.2 Doppelbrechungsfreie optische Teilkomponente

Zunächst leiten wir die Leistungs-Übertragungsgleichung für die optische Leistung P_{out} in Zusammenhang mit P_{in} für den Idealfall der Doppelbrechungs-Freiheit der beiden LWL und des optischen Kopplers her. Doppelbrechungs-Freiheit bedeutet, dass die zugehörigen Doppelbrechungsparameter Null sind.

$$\text{Doppelbrechungsparameter der LWL : } \delta = 0 \quad (2.8)$$

$$\text{Doppelbrechungsparameter des Kopplers : } \delta_K = 0 \quad (2.9)$$

Später werden die Bedingungen $\delta \neq 0$ und $\delta_K \neq 0$ sukzessive berücksichtigt.

Ausgehend von Abb. 2.1 wird der optische Teil des Stromsensors durch die elektrische Verschiebungsflussdichte \vec{D} (die Indizes von \vec{D} entsprechend den zugehörigen Orten im Messsystem) für Licht als elektromagnetische Welle dargestellt.

Beispielsweise, aber nicht zwingend, liegt als Ausgangssignal der Laserdiode der zirkular polarisierte Jones-Vektor (linksdrehend)

$$\vec{D}_{in} = \frac{\hat{D}_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \text{ mit } j = \sqrt{-1} \quad (2.10)$$

vor. Zur Vereinfachung wird die Feldamplitude $\hat{D}_0 = 1$ gesetzt und zum Schluss der Berechnung wieder in nicht normierter Form berücksichtigt. Damit gilt für den normierten Jones-Vektor der Laserdiode

$$\vec{D}_{in} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Nach der Laserdiode ist ein optischer Isolator mit der Jones-Matrix \underline{I} geschaltet, der die Laserdiode vor reflektiertem Licht schützt. Es gilt

$$\vec{D}_1 = \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}}_{=\underline{I}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Am Eingang des linksdrehenden zirkularen Polarisators mit der Jones-Matrix \underline{P} erhalten wir nach (2.12) ein 45°-linear polarisiertes Eingangslicht.

Am Ausgang des Polarisators ergibt sich

$$\vec{D}_2 = \underbrace{\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{pmatrix}}_{=\underline{P}} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1-j \\ 1+j \end{pmatrix} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Das Signal \vec{D}_2 wird in einen optischen 3dB-Richtkoppler mit den Transmissionen $\frac{1}{\sqrt{2}}$ und $j\frac{1}{\sqrt{2}}$, ($j = \sqrt{-1}$), eingespeist.

Damit erhalten wir am oberen Ausgang/Eingang 3 des Kopplers

$$\vec{D}_{3in} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{8}} e^{-j\frac{\pi}{4}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Für die LWL-Spule mit der Windungszahl N_1 und der Länge L_1 gilt mit dem Faraday-Winkel α die Beschreibung bei verschwindendem Doppelbrechungsparameter $\delta = 0$:

$$\begin{aligned} \widetilde{\vec{D}}_{3in} &= \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4} \begin{pmatrix} \cos \alpha - j \sin \alpha \\ j(\cos \alpha - j \sin \alpha) \end{pmatrix} \\ &= \frac{e^{-j(\alpha + \frac{\pi}{4})}}{4} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Das Ausgangssignal des 90°-Faraday-Rotator-Mirrors mit der Jones-Matrix \underline{R} lautet

$$\widetilde{\vec{D}}_{3out} = \frac{e^{-j(\alpha + \frac{\pi}{4})}}{4} \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}}_{=\underline{R}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} = \frac{e^{-j(\alpha + \frac{3\pi}{4})}}{4} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Am Ausgang/Eingang 3 erhält man das Eingangssignal für den Koppler

$$\vec{D}_{3out} = \frac{e^{-j(\alpha + \frac{3\pi}{4})}}{4} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} = \frac{e^{-j(2\alpha + \frac{3\pi}{4})}}{4} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Das entsprechende Signal am Tor 4 des Kopplers ergibt sich durch die Substitution $\alpha \rightarrow -\alpha$ für den jetzt anders gewendelten LWL bei zusätzlicher Berücksichtigung eines multiplikativen „ j “ aus der Transmission „ $j\frac{1}{\sqrt{2}}$ “ des Kopplers

$$\vec{D}_{4out} = \frac{e^{j(2\alpha - \frac{\pi}{4})}}{4} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Am Ausgang des Kopplers vor der Fotodiode gilt

$$\begin{aligned} \vec{D}_{out} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{D}_{4out} + j \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{D}_{3out} \\ \vec{D}_{out} &= \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{32}} [e^{-j2\alpha} + e^{-j2\alpha}] \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \\ \vec{D}_{out} &= \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{8}} \cos(2\alpha) \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \\ \vec{D}_{out} &= \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{8}} \sin\left(2\alpha + \frac{\pi}{2}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Für den Faraday-Winkel α ergibt sich (siehe später)

$$\alpha = VN_0M_0 \left(\ddot{u} i - \frac{i_{0\sim} + i_{1\sim}}{2} - I_A \right) = \alpha_{\sim} + \alpha_A \quad (2.20)$$

Darin bedeuten

$\alpha, \alpha_A, \alpha_{\sim}$	Faraday-Winkel, – im Arbeitspunkt, – der Aussteuerung
V	Verdet-Konstante der LWL
$N_0 = N_1$	Windungszahlen der LWL-Spulen
$M_0 = M_1$	Windungszahlen zweier elektromagnetischer Spulen
M	Windungszahl des Messgrößenkreises
$\ddot{u} = \frac{M}{M_0} = \frac{M}{M_1}$	Übersetzungsverhältnis
$i_{0\sim} = i_{1\sim}$	Messwerte der Aussteuerung
I_A	Strom im Arbeitspunkt der Darlington-Transistoren in Abb. 2.2

Zur Einstellung des Quadraturpunktes als Punkt größter Empfindlichkeit auf der Kennlinie des Stromsensors formulieren wir den Ansatz bei zusätzlich eingefügter Feldamplitude

$$\vec{D}_{out} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{8}} \widehat{D}_0 \sin(\beta + \beta_0) \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

und zerlegen durch Vergleich der Sinusfunktionen in (2.19) und (2.21) wie folgt

$$\beta = 2VN_0M_0(\ddot{u} i - i_0 \sim) \quad (2.22)$$

$$\beta_0 = \frac{\pi}{2} - 2VN_0M_0I_A \quad (2.23)$$

Mit den Proportionalitäten

$$P_{out} \sim \vec{D}_{out}^* T \vec{D}_{out} \quad (2.24)$$

$$P_{in} \sim \hat{D}_0^2 \quad (2.25)$$

erhalten wir die Leistungs-Übertragungsgleichung

$$P_{out} = \frac{P_{in}}{4} \sin^2 (\beta + \beta_0) \quad (2.26)$$

Die optische Systemdämpfung a_{opt} , bedingt durch Verluste im LWL und an den Koppelstellen, wird später bei der Sensor-Dimensionierung berücksichtigt.

Der Quadraturpunkt ergibt sich durch Anwendung von Additionstheoremen, wobei wir mit der Fotoempfindlichkeit S_E gleich zum Fotostrom i_{ph} übergehen.

$$i_{ph} = \frac{S_E P_{in}}{8} [1 - \cos [2(\beta + \beta_0)]] \quad (2.27)$$

$$i_{ph} = \frac{S_E P_{in}}{8} [1 - \underbrace{\cos (2\beta_0)}_{=0} \cos (2\beta) + \underbrace{\sin (2\beta_0)}_{=1} \sin (2\beta)] \quad (2.28)$$

$$\cos (2\beta_0) = \cos (\pi - 4VN_0M_0I_A) = 0 \quad (2.29)$$

$$\rightarrow 4VN_0M_0I_A = \frac{\pi}{2} \quad (2.30)$$

$$\rightarrow I_A = \frac{\pi}{8 VN_0M_0} \quad (2.31)$$

(2.31) stellt die Dimensionierungsbedingung für den Strom I_A im Arbeitspunkt der Darlington-Transistoren dar. Damit gilt

$$i_{ph} = \frac{S_E P_{in}}{8} [1 + \sin (2\beta)] \quad (2.32)$$

$$i_{ph} = I_{phA} + i_{ph\sim} \quad (2.33)$$

Es ergibt sich also durch Vergleich von (2.33) und (2.32)

$$\text{Strom im Arbeitspunkt der Fotodiode: } I_{phA} = \frac{S_E P_{in}}{8}, \quad (2.34)$$

$$\text{Aussteuerung: } i_{ph\sim} = \frac{S_E P_{in}}{8} \sin(2\beta), \quad (2.35)$$

jeweils ohne Berücksichtigung der Systemdämpfung a_{opt} .

2.8.3 Optische Teilkomponente mit Doppelbrechung

2.8.3.1 Berücksichtigung der Doppelbrechung der LWL

Der Einstieg zur Berücksichtigung des Doppelbrechungsparameters δ der beiden LWL erfolgt mit (2.14). Vorher ist alles wie im Unterabschnitt 2.8.2 gehabt.

Damit ergibt sich jetzt für

$$\vec{D}_{3out} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4} \begin{pmatrix} a-jb & -c \\ c & a+jb \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a+jb & -c \\ c & a-jb \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

$$\vec{D}_{3out} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4} \begin{pmatrix} -2a(c+b) + j[c^2 + b^2 - a^2] \\ a^2 - b^2 - c^2 + j2a(b-c) \end{pmatrix}$$

mit

$$a = \cos\left(\frac{d}{2}\right) \quad b = \frac{\delta}{2} \frac{\sin\left(\frac{d}{2}\right)}{\frac{d}{2}} \quad c = \alpha \frac{\sin\left(\frac{d}{2}\right)}{\frac{d}{2}} \quad (2.37)$$

$$d = \sqrt{\delta^2 + 4\alpha^2}, \quad \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_1 L_1 \quad (2.38)$$

In (2.38) bedeuten

λ	Wellenlänge der monochromatischen Laserdiode
$\Delta n_1 = \Delta n_0$	Doppelbrechung der beiden LWL
$L_1 = L_0$	Länge der beiden LWL

Weiterhin folgt

$$j \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{D}_{3out} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{32}} \begin{pmatrix} a^2 - b^2 - c^2 - j2a(b+c) \\ -2a(b-c) + j(a^2 - b^2 - c^2) \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \vec{D}_{4out} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{32}} \begin{pmatrix} a^2 - b^2 - c^2 - j2a(b-c) \\ -2a(b+c) + j(a^2 - b^2 - c^2) \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

Am Ausgang unten links des Kopplers erhält man

$$\begin{aligned} \vec{D}_{out} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{D}_{4out} + j \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{D}_{3out} \\ \vec{D}_{out} &= \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} a^2 - b^2 - c^2 - j2ab \\ -2ab + j(a^2 - b^2 - c^2) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Die Abkürzungen ergeben

$$\begin{aligned} a^2 - b^2 - c^2 &= \cos^2 \left(\frac{d}{2} \right) - \underbrace{\frac{\delta^2 + 4\alpha^2}{d^2}}_{=1} \sin^2 \left(\frac{d}{2} \right) \\ a^2 - b^2 - c^2 &= \cos^2 \left(\frac{d}{2} \right) - \sin^2 \left(\frac{d}{2} \right) = \cos(d) \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$2ab = 2 \left(\frac{\delta}{d} \right) \cos \left(\frac{d}{2} \right) \sin \left(\frac{d}{2} \right) = \left(\frac{\delta}{d} \right) \sin(d) \quad (2.43)$$

Damit wird

$$\begin{aligned} \vec{D}_{out} &= \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} \cos(d) - j \frac{\delta}{d} \sin(d) \\ \frac{\delta}{d} \sin(d) + j \cos(d) \end{pmatrix} \\ \vec{D}_{out} &= \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{8}} \left[\cos(d) - j \frac{\delta}{d} \sin(d) \right] \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.44)$$

Mit den Proportionalitäten (2.24) und (2.25) lautet nun die Leistungs-Übertragungs-Gleichung

$$\begin{aligned} P_{out} &= \frac{P_{in}}{4} \left[\cos^2(d) + \left(\frac{\delta}{d} \right)^2 \sin^2(d) \right] \\ \text{Mit } \cos^2(d) &= 1 - \sin^2(d), d = \sqrt{\delta^2 + 4\alpha^2} \text{ folgt} \\ P_{out} &= \frac{P_{in}}{4} \left[1 - \frac{4\delta^2}{\delta^2 + 4\alpha^2} \sin^2 \left(\sqrt{\delta^2 + 4\alpha^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.45)$$

Wir versuchen nun, die Aussteuerung der Messwerte wie im doppelbrechungs-freien Fall beizubehalten und die zusätzliche Wirkung des Doppelbrechungsparameters δ nur im Arbeitspunkt der optischen Ausgangsleistung P_{outA} bzw. im Fotostrom I_{phA} zu berücksichtigen.

Das gelingt mit dem Ansatz

$$\sin^2 \left(\sqrt{\delta^2 + 4\alpha^2} \right) = \sin^2(\beta + \beta_0) \quad (2.46)$$

und ergibt

$$\begin{aligned} \delta^2 + 4\alpha^2 &= (\beta + \beta_0)^2 \\ \rightarrow \beta^2 + 2\beta_0\beta + \beta_0^2 - \delta^2 - 4\alpha^2 &= 0 \\ \beta_{1/2} &= -\beta_0 \pm \sqrt{\delta^2 + 4\alpha^2} \end{aligned} \quad (2.47)$$

$$\beta_{1/2} = 2VN_0M_0(\ddot{u}i - i_{0\sim}) = 2VN_0M_0(\ddot{u}i - i_{1\sim}) = 0 \quad (2.48)$$

$$\rightarrow i_{0\sim} = i_{1\sim} = \ddot{u}i \quad (2.49)$$

(2.49) repräsentiert den linearen Zusammenhang zwischen Messwert und Messgröße, vermittelt durch den Proportionalitätsfaktor „Übersetzungsverhältnis“ \ddot{u} . Aus (2.47) folgt bei Wahl des positiven Vorzeichens vor der Wurzel

$$\beta_0 = \sqrt{\delta^2 + 4V^2N_0^2M_0^2I_A^2} = \frac{\pi}{4} \quad (2.50)$$

Damit gilt im Arbeitspunkt der Darlington-Transistoren nun

$$I_A = \frac{\sqrt{\pi^2 - 16\delta^2}}{8VN_0M_0} \quad (2.51)$$

Es ergibt sich für den Arbeitspunkt der optischen Leistung am Ausgang der optischen Teilkomponente

$$\begin{aligned} P_{outA} &= \frac{P_{in}}{4} \left[1 - \frac{\frac{\pi^2}{16} - \delta^2}{\frac{\pi^2}{16}} \underbrace{\sin^2 \left(\frac{\pi}{4} \right)}_{\stackrel{1}{=}} \right] \\ P_{outA} &= \frac{P_{in}}{8} \left[1 + \left(\frac{4\delta}{\pi} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.52)$$

und durch Multiplikation von (2.52) mit der Fotoempfindlichkeit S_E :

$$I_{phA} = S_E P_{outA} = \frac{S_E P_{in}}{8} \left[1 + \left(\frac{4\delta}{\pi} \right)^2 \right] \quad (2.53)$$

$\delta = 0$ repräsentiert in (2.52) und (2.53) den doppelbrechungsfreien Fall.

2.8.3.2 Berücksichtigung der Doppelbrechungen der Lichtwellenleiter und des Kopplers

Der Einstieg zur Berücksichtigung des Doppelbrechungsparameters δ der LWL und des Kopplers erfolgt mit dem modifizierten Ansatz für

$$\vec{D}_{3in} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4} \begin{pmatrix} e^{j\delta_K} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta_K} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4} \begin{pmatrix} e^{j\delta_K} \\ j e^{-j\delta_K} \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

Analog (2.36) erhalten wir nach längerer Rechnung mit (2.54) für \vec{D}_{3out} den Ausdruck (2.55).

$$\vec{D}_{3out} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{4} \begin{pmatrix} -2a(b e^{-j\delta_K} + c e^{j\delta_K}) + j(c^2 + b^2 - a^2) e^{-j\delta_K} \\ (a^2 - b^2 - c^2) e^{j\delta_K} + j2a(b e^{j\delta_K} - c e^{-j\delta_K}) \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

Entsprechend sind (2.39) und (2.40) zu modifizieren:

$$\begin{aligned} & j \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{j\delta_K} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta_K} \end{pmatrix} \vec{D}_{3out} \\ &= \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{32}} \begin{pmatrix} a^2 - b^2 - c^2 - j2a(b + c e^{j2\delta_K}) \\ -2a(b - c e^{-j2\delta_K}) + j(a^2 - b^2 - c^2) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.56)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{j\delta_K} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta_K} \end{pmatrix} \vec{D}_{4out} \\ &= \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{32}} \begin{pmatrix} a^2 - b^2 - c^2 - j2a(b - c e^{j2\delta_K}) \\ -2a(b + c e^{-j2\delta_K}) + j(a^2 - b^2 - c^2) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.57)$$

Für das Ausgangssignal des optischen Kopplers folgt

$$\vec{D}_{out} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{j\delta_K} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta_K} \end{pmatrix} \vec{D}_{4out} + j \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{j\delta_K} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta_K} \end{pmatrix} \vec{D}_{3out} \quad (2.58)$$

$$\vec{D}_{out} = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} a^2 - b^2 - c^2 - j2ab \\ -2ab + j(a^2 - b^2 - c^2) \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

Damit stimmt (2.59) mit (2.41) überein. Der Doppelbrechungsparameter des optischen Kopplers wird durch die erfindungsgemäße Anordnung der Komponenten des Stromsensors eliminiert.

Stromsensor mit zirkularem Polarisator und Regelkreis

Thiele, R.

2017, X, 41 S. 2 Abb., Softcover

ISBN: 978-3-658-18471-1