

<b>Zeitschrift:</b>	Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses
<b>Herausgeber:</b>	Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen
<b>Band:</b>	82 (1991)
<b>Heft:</b>	5
<b>Artikel:</b>	Faseroptische Sensoren : Teil 3 : Faseroptische Spannungsmessung
<b>Autor:</b>	Bohnert, Klaus
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-902940">https://doi.org/10.5169/seals-902940</a>

### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 16.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Faseroptische Sensoren

## Teil 3: Faseroptische Spannungsmessung

Klaus Bohnert

**Die Funktionsweise faseroptischer Sensoren zur Messung elektrischer Felder und Spannungen wird erläutert. Den Schwerpunkt bildet ein interferometrischer Fasersensor, der den inversen piezoelektrischen Effekt von kristallinem Quarz ausnutzt. Die Signaldetektion erfolgt mit Hilfe eines faseroptischen Mach-Zehnder-Interferometers oder durch Interferenz zweier Moden der Sensorfaser.**

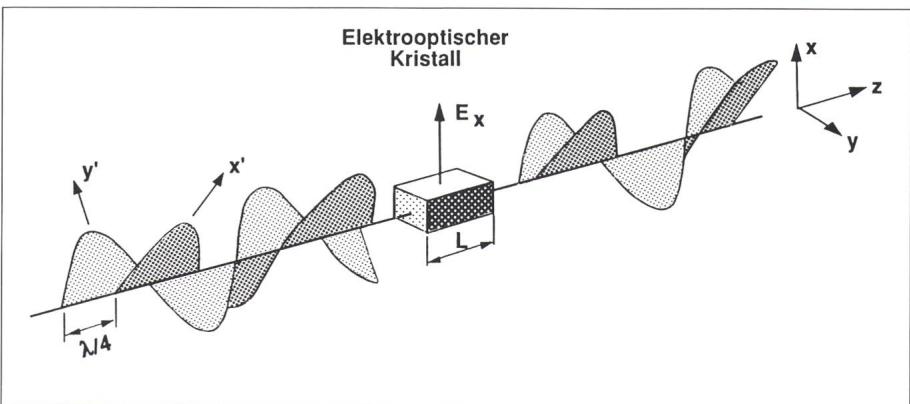
**L'article suivant traite de la mesure de champs et de tensions électriques au moyen de fibres optiques. Le senseur est composé d'un interféromètre à fibre optique utilisant l'effet piézoélectrique inverse du cristal de quartz. La détection du signal se fait au moyen d'un interféromètre à fibre optique Mach-Zehnder ou de l'interférence de deux modes de la fibre.**

Optische Spannungssensoren werden bereits seit vielen Jahren in zahlreichen Forschungslabors in der Industrie und an Hochschulen erforscht und entwickelt. Die meisten Sensoren bestimmen die elektrische Spannung, z.B. zwischen einem Hochspannungsleiter und Erdpotential durch eine lokale Messung des elektrischen Feldes nahe am Hochspannungsleiter. Solange die elektrische Feldverteilung räumlich stabil bleibt, ist die Feldmessung einer Spannungsmessung äquivalent. Für die Messung des elektrischen Feldes können eine Reihe von physikalischen Effekten herangezogen werden. Dazu gehören der Pockels- und der Kerreffekt [1; 2], der inverse piezoelektrische Effekt [3; 4], der Stark-Effekt [5] sowie nichtlineare optische Effekte [6]. Die beiden letzteren Effekte sind bisher auf einige Spezialfälle beschränkt und werden hier nicht weiter behandelt. Im folgenden wird zunächst die elektrische Feldmessung mit Hilfe von Pockels- und Kerreffekt erläutert. Daran anschliessend wird ein neuartiger piezoelektrischer Sensor beschrieben, der die Spannung un-

mittelbar durch eine Linienintegration des Feldes ermittelt. Der Sensor ist somit nicht auf eine stabile Feldverteilung angewiesen, sondern kann auch dann eingesetzt werden, wenn sich die Feldverteilung zeitlich verändert [4].

### Linearer elektrooptischer Effekt

Die Brechzahl eines Mediums ändert sich beim Anlegen eines elektrischen Feldes. Beim linearen elektrooptischen Effekt (Pockelseffekt) ist die Brechzahländerung zur Feldstärke proportional. Der Pockelseffekt tritt in kristallinen Materialien auf, deren Kristallstruktur nicht zentrosymmetrisch ist (d.h. bei einer Spiegelung am Koordinatenursprung geht die Struktur nicht in sich selbst über). Beispiele für solche Kristalle sind Lithiumniobat ( $\text{LiNbO}_3$ ), KDP ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ), BSO ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ) und BGO ( $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ). Zur Messung der feldinduzierten Brechzahländerung schickt man gewöhnlich zirkular polarisiertes Licht durch den Kristall (Bild 1). Dieses kann man sich aus zwei linear polari-



**Bild 1 Pockelseffekt:** Die durch das elektrische Feld hervorgerufene Doppelbrechung des elektrooptischen Kristalls verändert den Gangunterschied zwischen den beiden linear polarisierten Komponenten des einfallenden Lichtstrahls

#### Adresse des Autors

Dr. Klaus Bohnert, Asea Brown Boveri Forschungszentrum, 5405 Baden

siernten Komponenten zusammengesetzt denken, deren Polarisationsrichtungen orthogonal zueinander sind (in  $x'$ - und  $y'$ -Richtung) und die um ein Viertel einer Wellenlänge ( $\lambda/4$ ) gegeneinander phasenverschoben sind. Ohne angelegtes elektrisches Feld bleibt der relative Phasenunterschied von  $\lambda/4$  beim Durchlaufen des Kristalls bestehen (vorausgesetzt, der Kristall ist nicht bereits intrinsisch doppelbrechend). Legt man ein Feld an, so erhöht sich die Brechzahl z.B. für die Komponente mit der Polarisierung in  $x'$ -Richtung um einen Betrag

$$\delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r E \quad (1)$$

während sie sich für die Komponente in  $y'$ -Richtung um den gleichen Betrag  $\Delta$  erniedrigt. ( $n_0$  ist der Brechungsindex für den feldfreien Fall,  $r$  ist der massgebliche elektrooptische Koeffizient und  $E$  bezeichnet die elektrische Feldstärke). Der Kristall wird also doppelbrechend. Die  $x'$ -Komponente durchläuft den Kristall jetzt etwas langsamer, die  $y'$ -Komponente etwas schneller. Der relative Phasenunterschied von ursprünglich  $\lambda/4$  verändert sich damit um einen Betrag

$$\Delta\Gamma = 4\pi \delta n (L/\lambda) \quad (2)$$

wobei  $L$  die Länge des Kristalls ist. Je nach Kristallstruktur kann das zu messende Feld senkrecht oder parallel zur Strahlausbreitungsrichtung am Kristall anliegen. Die Phasenverschiebung  $\Delta\Gamma$  wird mit Hilfe eines Polarisators (Analysator), dessen Durchlass-

richtung parallel zur Winkelhalbierenden von  $x'$  und  $y'$  orientiert ist, in eine entsprechende Änderung der Lichtintensität verwandelt. Die vom Analysator durchgelassene Lichtintensität  $P_t$  ist gegeben durch

$$P_t = \frac{1}{2} P_0 (1 + \sin \Gamma) \quad (3)$$

wobei  $P_0$  die einfallende Intensität ist. Der grundsätzliche Aufbau des Sensors ist in Figur 2 dargestellt. Über eine Glasfaser wird dem Sensorkopf Licht aus einer Lichtquelle (oft einer Lumineszenzdiode) zugeführt. Mit einer Kombination aus einem Polarisator und einem  $\lambda/4$ -Plättchen wird das zunächst unpolarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht verwandelt. Nach Durchlaufen des Pockelskristalls und des Analysators wird es über eine zweite Faser dem Detektor zugeführt.

Die Phasenänderung  $\Delta\Gamma$  beträgt für einen LiNbO<sub>3</sub>-Kristall von 1 cm und einer Feldstärke im Kristallinneren von 100 V/cm etwa 4 Grad bei einer Wellenlänge von 800 nm. Die relative Änderung der transmittierten Intensität beträgt damit 7%.

## Quadratischer elektrooptischer Effekt

Der lineare elektrooptische Effekt tritt, wie erwähnt, nur dann auf, wenn eine nichtzentrosymmetrische Kristallstruktur vorliegt. In zentrosymmetrischen Kristallen sowie in amorphen Strukturen (Gläser), in Flüssigkeiten und mehratomigen Gasen ändert sich die Brechzahl quadratisch

mit der elektrischen Feldstärke. Dieser Effekt wird nach seinem Entdecker als Kerr-Effekt bezeichnet. Ein Kerr-Medium wird bei Anlegen eines elektrischen Feldes ebenfalls doppelbrechend. Die Brechzahl wird für die Polarisationsrichtung parallel zum Feld um  $\delta n_{||}$ , für Polarisationsrichtungen senkrecht zum Feld um  $\delta n_{\perp}$  geändert. Wobei die Beziehung

$$\delta n_{||} - \delta n_{\perp} = K \lambda E^2 \quad (4)$$

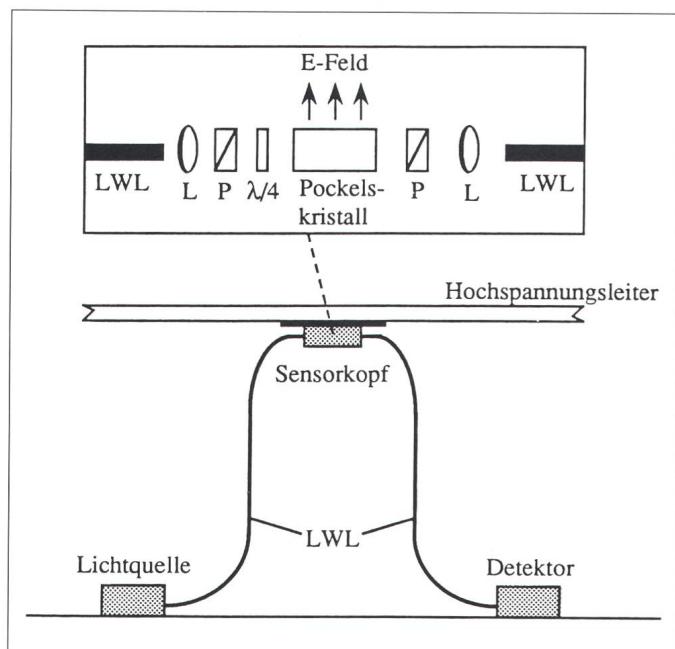
gilt.  $K$  ist die Kerr-Konstante. Die beiden Polarisationsrichtungen erfahren damit beim Durchlaufen eines Kerr-Mediums der Länge  $L$  eine relative Phasenverschiebung von

$$\Delta\Gamma = 2\pi L K E^2 \quad (5)$$

Der prinzipielle optische Aufbau eines auf dem Kerr-Effekt basierenden Sensors ist mit dem eines Pockellsensors (Bild 2) praktisch identisch. Kerr-Sensoren sind jedoch aufgrund der kleinen Werte der Kerr-Konstanten auf höhere Feldstärken und grössere Längen des Kerr-Mediums angewiesen. Die grössten Kerr-Konstanten weisen polare Flüssigkeiten wie z.B. Nitrobenzol ( $C_6H_5NO_2$ ) auf ( $K = 2,45 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}^2$  für  $\lambda = 589 \text{ nm}$  und  $20^\circ\text{C}$ ). Für eine Feldstärke von 100 V/cm und eine Länge der vom Lichtstrahl durchlaufenen Flüssigkeit von 1 m ergibt sich damit eine relative Phasenverschiebung  $\Delta\Gamma$  von etwa 0,09 Grad. Die Kerrkonstanten von Gläsern sind im Vergleich dazu um etwa vier Zehnerpotenzen kleiner.

## Optische Spannungsmessung durch Linienintegration des elektrischen Feldes

Die Feldstärkenmessung ist wie bereits erwähnt einer Spannungsmessung äquivalent, falls die räumliche Verteilung des Feldes  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  stabil ist. In der Praxis ist das aber oft nicht gewährleistet. Umwelteinflüsse wie Regen, Schnee oder Temperaturschwankungen können die Feldverteilung in der Umgebung des Hochspannungsleiters drastisch ändern. Bei ABB entwickelt man deshalb einen neuartigen Sensor, der die Spannung  $U$  zwischen zwei gegebenen Punkten  $A$  und  $B$  durch eine Linienintegration des Feldes misst und dessen Signal damit von Änderungen der Feldgeometrie unbeeinflusst bleibt [4].



**Bild 2**  
Schematischer  
Aufbau eines  
Pockellsensors.  
(LWL = Licht-  
wellenleiter,  
L = Linse,  
P = Polarisator,  
 $\lambda/4$  = Viertel-  
wellenlängen-  
plättchen)

Zur Bestimmung des Linienintegrals

$$U = \int_A^B \vec{E}(\vec{r}) \cdot d\vec{r} \quad (6)$$

wird der Integrationsweg  $AB$  in gleich lange Segmente  $\Delta\vec{r}_i$  aufgeteilt. In jedem Segment wird die zum Weg parallele Feldkomponente  $E_{||}(\vec{r}_i)$  gemessen. Die Summe der Einzelmessungen  $\sum E_{||}(\vec{r}_i)$  ist eine Approximation des gesuchten Linienintegrals. Die Integrationsgenauigkeit wächst mit zunehmender Anzahl der Wegsegmente. Für viele praktische Feldgeometrien erreicht man bereits mit 10 bis 20 Segmenten eine Genauigkeit von 99,8%. Das eigentliche Messprinzip beruht auf Symmetrieeigenschaften des inversen Piezoeffekts [3]. Die Piezowandler sind scheibenförmig (Bild 3). Unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes vergrößert oder verkleinert sich, je nach Feldrichtung, ihr Umfang (inverser Piezoeffekt). Die Umfangsänderung, die zur Feldstärke proportional ist, wird auf eine Glasfaser übertragen, welche in mehreren Windungen auf den Scheibenmantel aufgewickelt ist. Die Längenänderung der Faser wird dann interferometrisch gemessen. Man kann nun gezielt die Feldkomponente senkrecht zur Scheibenfläche detektieren, indem man Piezomaterialien ausgesuchter Kristallklassen verwendet und die Normale der Scheibenflächen bezüglich der Kristallachsen in geeigneter Weise ausrichtet. Die Feldkomponenten in der Scheibenebene liefern dann keinen Signalbeitrag. Von den insgesamt 24 Kristallklassen, die den piezoelektrischen Effekt zeigen, erfüllen 10 Klassen die erforderlichen Symme-

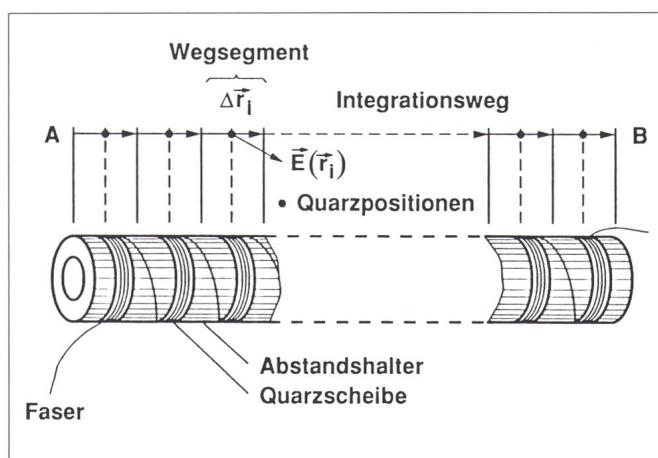


Bild 4  
Faseroptischer  
Spannungssensor

trieeigenschaften. Eine davon ist die Klasse  $D_3$  (Schoenflies-Notation), in der die  $\alpha$ -Modifikation von Quarz kristallisiert (Tabelle I). Quarz ist wegen seiner hervorragenden Materialeigenschaften von besonderem Interesse.

	Deformation					
	$\varepsilon_{xx}$	$\varepsilon_{yy}$	$\varepsilon_{zz}$	$\varepsilon_{yz}$	$\varepsilon_{zx}$	$\varepsilon_{xy}$
$E_x$	$d_{11}$	$-d_{11}$	0	$d_{14}$	0	0
$E_y$	0	0	0	0	$-d_{14}$	$-2d_{11}$
$E_z$	0	0	0	0	0	0

Tabelle I Matrix der piezoelektrischen Koeffizienten von  $\alpha$ -Quarz (Kristallklasse  $D_3$ )

Bei Kristallen der Klasse  $D_3$  muss eine der drei zweizähligen Drehachsen ( $x$ -Achsen) senkrecht zur Scheibenebene zeigen. Die piezoelektrischen Deformationen  $\varepsilon_{ij}$  sind über die Matrix der piezoelektrischen Koeffizienten  $d_{ij}$  mit den Komponenten des elektrischen Feldes verknüpft:  $\varepsilon_{ij} = d_{ij} \cdot E_i$  (Tabelle I). Ein Feld in  $x$ -Richtung (senkrecht zur Scheibenfläche) verkürzt oder verlängert den Scheibendurchmesser entlang der  $y$ -Achse ( $\varepsilon_{yy} = -d_{11} E_x$ ). Die Scheibe wird also leicht elliptisch. Hinzu kommen noch eine Dickenänderung ( $\varepsilon_{xx} = d_{11} E_x$ ) und eine Scherung um die  $x$ -Achse ( $\varepsilon_{yz} = d_{14} E_x$ ). Diese beiden Deformationen haben jedoch in erster Näherung keinen Effekt auf den Scheibenumfang.

Felder in  $y$ - oder  $z$ -Richtung erzeugen kein Signal. Ein Feld in  $y$ -Richtung führt zwar zu Scherungen um die  $y$ - und  $z$ -Achse ( $\varepsilon_{zx} = -d_{14} E_y$  bzw.  $\varepsilon_{xy} = -2d_{11} E_y$ ), bei beiden Deformatio-

nen bleibt aber der Scheibenumfang konstant. Ein Feld in  $z$ -Richtung (dreizählig Kristallachse) hat überhaupt keinen Effekt, denn alle Koeffizienten  $d_{3j}$  sind Null.

Die relative Umfangsänderung der Scheibe ist dann gegeben durch

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{1}{2} d_{11} E_x \quad (7)$$

wobei  $L$  die ursprüngliche Umfangslänge ist.

In jedes Segment des Integrationswegs setzt man nun ein Quarzelement und zwar so, dass die Scheibennormale parallel zum Wegsegment zeigt, das Sensorelement also die Feldkomponente in Wegrichtung misst (Bild 4). Die piezoelektrischen Deformationen der Quarzscheiben werden mit einer einzigen Faser erfasst. Falls die Quarzelemente gleiche geometrische Abmessungen und die gleiche Anzahl von Faserwindungen haben (d.h. wenn jedes Element mit gleicher Empfindlichkeit zum Gesamtsignal beiträgt), ist die gesamte Längenänderung der Faser gerade dem elektrischen Potentialunterschied  $U$  zwischen  $A$  und  $B$  proportional.

In Bild 4 sind die Sensorelemente auf einer gemeinsamen Achse angeordnet und durch Abstandsscheiben aus einem nicht piezoelektrischen Material getrennt. Der Spannungssensor ist in diesem Fall ein stabförmiges Gebilde, das den elektrischen Potentialunterschied zwischen den beiden Endflächen misst.

Die Längenänderung der Faser wird interferometrisch gemessen. Dazu können im Prinzip verschiedene faseroptische Interferometertypen eingesetzt werden. Als Beispiele werden im folgenden das Mach-Zehnder und das Zweimodenfaser-Interferometer erläutert.

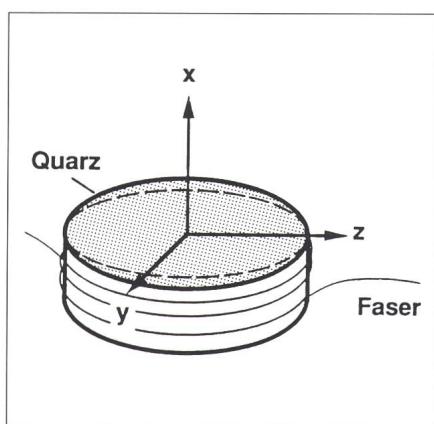


Bild 3 Quarzscheibe mit aufgewickelter Glasfaser

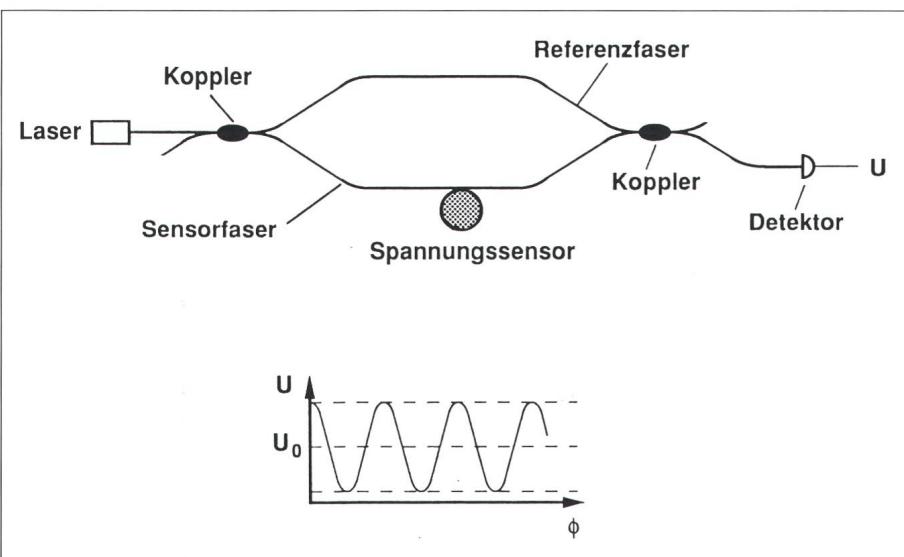


Bild 5 Faser-Mach-Zehnder-Interferometer

## Faser-Mach-Zehnder-Interferometer

Das Licht aus einer Laserlichtquelle (meist eine Laserdiode) wird in einem Faserkoppler (faseroptischen Strahlteiler) auf die beiden Zweige des Interferometers aufgeteilt (Bild 5). Die auf den Spannungssensor aufgewickelte Faser bildet den Sensorarm, eine weitere Faser bildet den Referenzarm des Interferometers. Die Lichtwellen in den beiden Interferometerzweigen werden in einem zweiten Koppler zur Interferenz gebracht. In einem elektrischen Wechselfeld wird die Länge der Sensorfaser und damit die optische Phase der in ihr geführten Lichtwelle mit der Periode und proportional zur Amplitude der elektrischen Spannung moduliert. Daraus resultiert eine entsprechende Modulation des Interferenzsignals, das am Interferometerausgang mit einer Photodiode detektiert wird.

Die Ausgangsspannung  $U$  der Photodiode ist über die Beziehung

$$U = U_0 (1+a \cos \phi) \quad (8)$$

mit dem Phasenunterschied  $\phi$  zwischen den beiden Interferometerarmen verknüpft.  $U_0$  ist proportional zur Laserintensität,  $a$  ist ein Mass für den Interferenzkontrast. Die Phasendifferenz hat die Form

$$\phi = \phi_s \sin \omega_{st} + \phi_0 \quad (9)$$

wobei  $\phi_s$  und  $\omega_s$  Amplitude und Frequenz der zu bestimmenden Phasenverschiebung sind. Alle anderen Beiträge – z.B. niederfrequente ther-

misch bedingte Phasenänderungen – sind in  $\phi_0$  enthalten. Die gesuchte Grösse  $\phi_s$  wird mit Hilfe eines Homodyn- oder Heterodyn-Detektionsver-

fahrens aus dem Detektorausgangssignal gewonnen. Statische Felder oder Spannungen können mit diesem Verfahren nicht ohne weiteres gemessen werden, weil man langsame piezoelektrische Deformationen nicht von Längenänderungen, die von Temperaturschwankungen verursacht werden, unterscheiden kann.

Die interferometrische Detektion setzt wohldefinierte Phasen und Polarisationszustände der beiden interferierenden Lichtwellen voraus. Gewöhnlich kommen deshalb nur Einmodenfasern in Betracht. Die Polarisation wird entweder mit Hilfe einer Polarisationskontrolle aktiv stabilisiert oder es werden spezielle, polarisationserhaltende Einmodenfasern verwendet.

## Zweimodenfaser-Interferometer

Beim Zweimodenfaser-Interferometer [7] treten an die Stelle der bei-

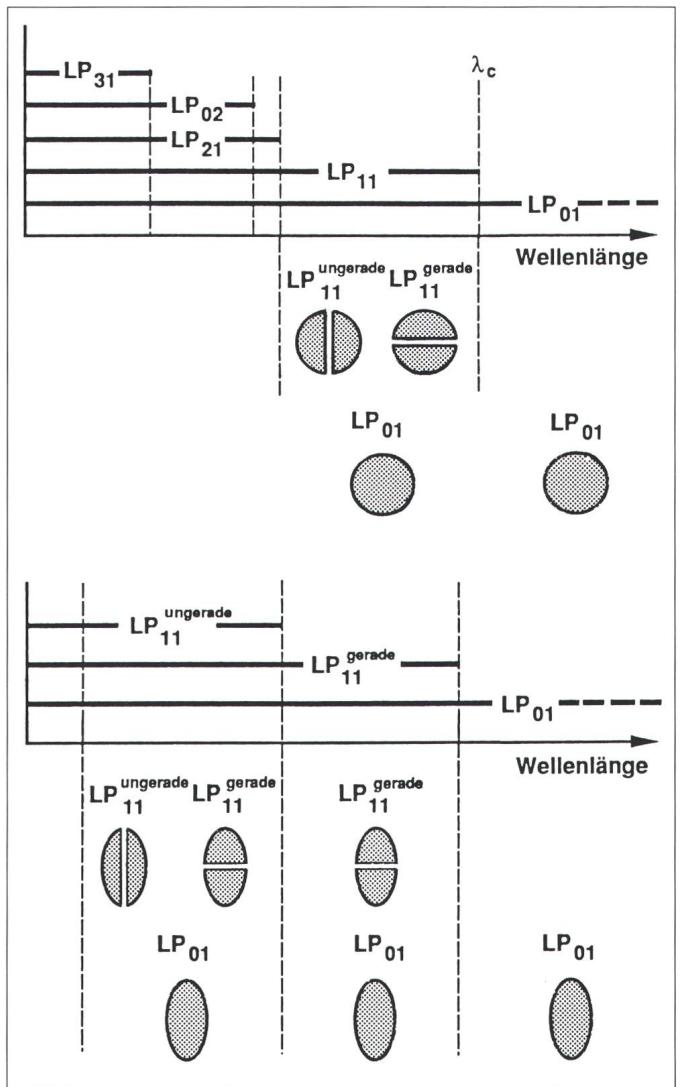
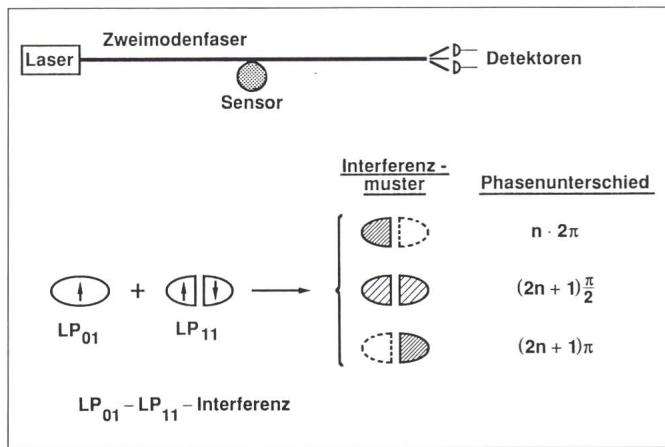


Bild 6  
Ausbreitungsfähige  
Fasermoden in  
Abhängigkeit von  
der Wellenlänge für  
die verschiedenen  
Querschnittsformen  
– Fasern mit  
kreisförmigem  
Querschnitt des  
Kerns (oben)  
– Fasern mit  
elliptischem  
Querschnitt des  
Kerns (unten)



den separaten Lichtwellen in den Zweigen des Mach-Zehnder-Interferometers zwei Lichtmoden, die sich beide in der Sensorfaser ausbreiten und aus deren Interferenz die Längenänderung der Faser bestimmt wird. Die Referenzfaser und die Faserkoppler entfallen somit.

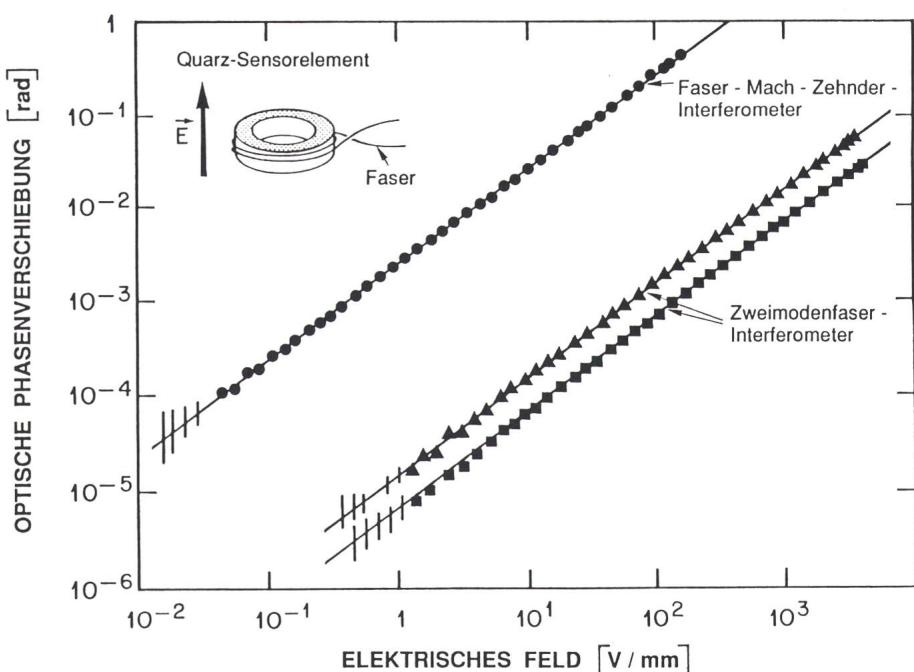
Bild 6 (oben) zeigt die Moden der beiden niedrigen Ordnungen einer nominellen Einmodenfaser mit kreisförmigem Kernquerschnitt. Für den Betrieb als Einmodenfaser muss die Lichtwellenlänge grösser als die sogenannte Cutoff-Wellenlänge  $\lambda_c$  sein. Dann ist nur der Grundmodus ( $LP_{01}$ -Modus) ausbreitungsfähig, der durch ein zirkularsymmetrisches Intensitätsprofil gekennzeichnet ist. Unterschreitet die Wellenlänge den Wert  $\lambda_c$ , kommen zunächst zwei weitere Moden, nämlich der gerade und der ungerade  $LP_{11}$ -Modus hinzu, deren Intensitätsverteilung je zwei etwa halbmondförmige Substrukturen aufweist. (Die Symmetriebezeichnung «gerade» und «ungerade» bezieht sich auf die den Moden zugrunde liegenden Wellenfunktionen.) Beim Zweimodenfaser-Interferometer nutzt man die Interferenz zwischen dem Grundmodus  $LP_{01}$  und dem geraden  $LP_{11}$ -Modus. Der ungerade  $LP_{01}$ -Modus muss dann unterdrückt werden. Das erreicht man mit einem elliptischen Querschnitt des Faserkerns. Bei elliptischen Kernen sind die Cutoff-Wellenlängen für die beiden  $LP_{11}$ -Moden unterschiedlich, so dass es einen Wellenlängenbereich gibt (mit einer Breite in der Größenordnung von 100 nm), in dem nur der  $LP_{01}$ - und der gerade  $LP_{11}$ -Modus ausbreitungsfähig sind (Bild 6 unten). (Der ungerade  $LP_{11}$ -Modus wird erst bei tieferen Wellenlängen angeregt.) Der elliptische Kernquerschnitt sorgt außerdem dafür, dass die lineare Polarisation des Lichts erhalten bleibt,

vorausgesetzt die Polarisation ist parallel zu einer der beiden Ellipsenachsen.

Wird die Faser gestreckt oder gestaucht, kommt es zu einer differentiellen Phasenverschiebung zwischen  $LP_{01}$ - und  $LP_{11}$ -Modus. Die Phasenverschiebung führt zu einer entsprechenden Veränderung des Interferenzmusters der beiden Moden, das am Faserende detektiert wird. Bild 7 zeigt schematisch die Interferenzmuster, welche sich für drei charakteristische Phasenunterschiede ergeben. Die Pfeile geben die vorherrschende Richtung der elektrischen Feldkomponenten der Lichtwellen an (Polarisationsrichtung). Man beachte, dass zwischen den Substrukturen des  $LP_{11}$ -Modus ein Phasenunterschied von  $180^\circ$  herrscht. Die angegebenen Pha-

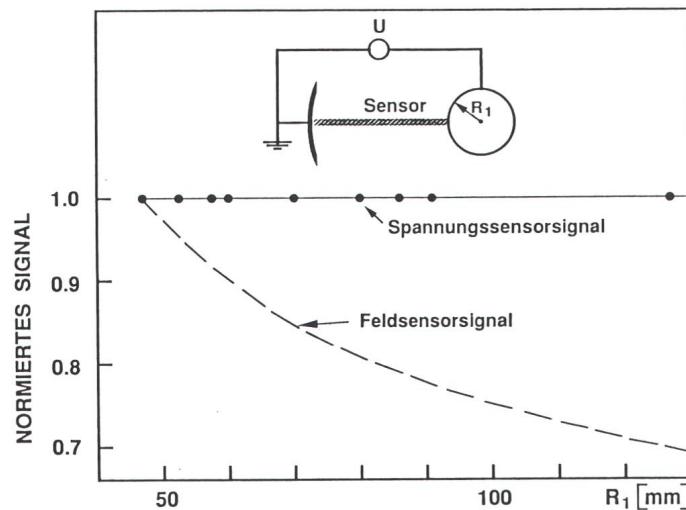
sendifferenzen beziehen sich auf den Unterschied zwischen dem Grundmodus und der linken Substruktur des  $LP_{11}$ -Modus. Stark schraffiert ist jeweils der Bereich gleichphasiger Überlagerung (Intensitätsmaximum), der Bereich gegenphasiger Überlagerung (Intensitätsminimum) ist gestrichelt umrandet. Bei Phasenunterschieden von ungeradzahligen Vielfachen von  $\frac{\pi}{2}$  sind die resultierenden Lichtintensitäten in beiden Substrukturen gleich (schwach schraffiert).

Die Messempfindlichkeit, d.h. die aus einer gegebenen Faserlängenänderung resultierende optische Phasenverschiebung, ist beim Zweimodenfaser-Interferometer im Vergleich zum Mach-Zehnder-Interferometer um einen Faktor von 100 bis 500 schlechter (der genaue Wert ist von den jeweiligen Faserparametern abhängig). Die geringere Empfindlichkeit des Zweimodenfaser-Interferometers beruht darauf, dass die gemessene Phasenverschiebung lediglich die Differenz der nahezu gleich grossen Einzelphasenverschiebungen der beiden interferierenden Moden darstellt. Da jedoch der Einfluss externer Störungen (z.B. mechanische Erschütterungen, Temperatureffekte) um mindestens den gleichen Faktor unterdrückt ist, ergibt sich daraus kein wesentlicher Nachteil. (Tatsächlich ist der relative Einfluss solcher Störungen beim Zweimodenfaser-Interferometer sogar merklich kleiner, da hier die beiden



**Bild 8** Sensorsignal als Funktion des angelegten elektrischen Feldes für einen Faser-Mach-Zehnder-Interferometer und für zwei Zweimodenfaser-Interferometern mit unterschiedlichen Faserparametern

**Bild 9** Ein integrierender Feldsensor (Spannungssensor) zeigt unabhängig von der elektrischen Feldverteilung (Radius  $R_1$ ) stets die anliegende konstante Spannung  $U$  an (Punkte). Das Signal eines lokalen Feldsensors nahe der Zylinderelektrode nimmt dagegen mit zunehmendem Radius der Elektrode deutlich ab (gestrichelte Linie)



interferierenden Wellen in der gleichen Faser geführt werden. Beide Moden sehen die gleichen Störgrößen, so dass diese weitgehend kompensiert werden.)

Bild 8 zeigt die optische Phasenverschiebung für eine einzelne Quarzringscheibe in einem Mach-Zehnder-Interferometer und zwei Zweimodenschärfenfaser-Interferometern mit unterschiedlichen Faserparametern (Brechzahlsprung, Kerngröße) bei elektrischen RMS-Feldstärken zwischen  $10^{-2}$  und  $10^{+4}$  V/mm und einer Lichtwellenlänge von 633 nm. Die Wechselspannungsfrequenz beträgt 70 Hz. Die Quarzscheibe hat einen Aussendurchmesser von 20 mm. In allen drei Fällen sind vier Faserwindungen aufgewickelt.

Für die gegebenen Parameter beträgt die kleinste auflösbare Feldstärke etwa 0,01 V/mm für das Faser-Mach-Zehnder-Interferometer bzw. 0,5 V/mm für die beiden Zweimodenschärfenfaser-Interferometern. Die dazu gehörigen Längenänderungen der Fasern betragen etwa 0,03 Å bzw. 1,5 Å, was Werten entspricht, die kleiner oder vergleichbar mit dem Durchmesser eines Wasserstoffatoms sind.

Nach oben ist die Skala der messbaren Felder nur durch die elektrische Durchschlagsfestigkeit des Sensors beschränkt. Die Bandbreite des Sensors wird durch die piezoelektrischen Resonanzen der Einzelemente begrenzt, die im 100-kHz-Bereich liegen.

Bild 9 zeigt ein Beispiel für die Unempfindlichkeit eines integrierenden Spannungssensors gegenüber Änderungen der Feldverteilung. Der Sensor hat eine Länge von 125 mm und ist aus 10 Quarzelementen zusammengesetzt. Er überbrückt in einer nahezu

zylindersymmetrischen Feldverteilung den Potentialunterschied zwischen einer Zylinderelektrode auf Hochspannungspotential und einer zweiten Elektrode auf Erdpotential. Die Feldverteilung wird durch Verändern des Radius der Hochspannungselektrode variiert, wobei die anliegende Spannung konstant gehalten wird. Die gestrichelte Linie entspricht dem Signal, das ein lokaler Feldsensor nahe der Hochspannungselektrode anzeigen würde. Obwohl die Spannung konstant ist, wird das Signal wegen des abnehmenden lokalen Feldes mit größer werdendem Radius deutlich kleiner. Der Spannungssensor zeigt dagegen stets die tatsächlich anliegende Spannung an (Punkte).

## Schlussbemerkungen

Der interferometrische, piezoelektrische Sensor zeichnet sich im Vergleich zu anderen Konzepten durch mehrere Vorteile aus:

- Ein oder mehrere Sensorelemente können räumlich so angeordnet werden, dass damit lokale Feldstärken, Linienintegrale über das Feld oder Feldstärkemittelwerte gemessen werden können. In allen Fällen wird nur eine Sensorfaser und nur eine elektronische Detektionseinheit benötigt.
- Der Aufbau des eigentlichen Quarz-Sensorkopfes ist insbesondere bei lokalen Feldmessungen sehr einfach. Zusätzliche Optikkomponenten (Linsen, Polarisatoren, Verzögerungsplatten, Strahlteiler) wie bei Pockelssensoren sind nicht erforderlich. Die Faser muss am Sensorkopf nicht aufgetrennt werden.

- Die Empfindlichkeit des Sensors kann durch Wahl des Interferometertyps und der Geometrieparameter des Sensorelements innerhalb weiter Grenzen einem gegebenen Messproblem angepasst werden.

Der Schwerpunkt der bisherigen Forschungs- und Entwicklungsarbeiten lag bei der experimentellen Untersuchung des Sensorprinzips und der Ermittlung der grundsätzlich erreichbaren Spezifikationen. Die weiteren Entwicklungsarbeiten werden u.a. die Verpackung des Sensors für den Feldeinsatz und Feldtest beinhalten. Dabei sollen verschiedene Sensorvarianten für unterschiedliche Anwendungsbereiche (z.B. gasisierte Hochspannungsschaltanlagen, Freiluft-Hochspannungsanlagen) untersucht werden. Das Endziel ist ein Sensor, der die Spannung in der höchsten Genauigkeitsklasse mit einem relativen Fehler von nicht mehr als 0,2 % misst, innerhalb eines Temperaturbereichs von etwa  $-40^{\circ}$  bis  $70^{\circ}\text{C}$ .

## Danksagung

Meinen Kollegen Dr. H. Brändle, Dr. J. Nehring, Dr. L. Schultheis und Dr. R. Stierlin danke ich für zahlreiche anregende Diskussionen. Herrn R. Kirchhofer danke ich für seine technische Unterstützung.

Die Entwicklung des faseroptischen, piezoelektrischen Spannungssensors wird vom Nationalen Energieforschungs-Fonds (NEFF) finanziell gefördert.

## Literatur

- [1] G.A. Massey, D.C. Erickson and R.A. Kadlec: Electromagnetic field components: their measurement using linear electrooptic and magnetooptic effects, *Appl. Opt.* 14 (1975) S 2712 ff.
- [2] R.E. Hebner, R.A. Malewski and E.C. Cassidy: Optical methods of electrical measurement at high voltage levels, *Proc. IEEE*, 65 (1977) S 1524 ff.
- [3] K. Bohnert and J. Nehring: Fiber-optic sensing of electric field components, *Appl. Opt.* 27 (1988) S 4814 ff.
- [4] K. Bohnert and J. Nehring: Fiber-optic sensing of voltages by line integration of the electric field, *Opt. Lett.* 14 (1989) S 290 ff.
- [5] S. Höjer and Henrik Ahlberg: Spatially resolved measurements of electric field distributions in gas-insulated high voltage components using a CO<sub>2</sub> laser probe beam, *Appl. Opt.* 27 (1988) S 3908 ff.
- [6] P.-A. Chollet, F. Kajzar, J. Messier: Dispositif de mesure de champ électrostatique par une méthode optique, Europäische Patentanmeldung Nr. 0254601 A1, 1987
- [7] B.Y. Kim, J.N. Blake, S.Y. Huang and H.J. Shaw: Use of highly elliptical core fibers for two-mode fiber devices, *Opt. Lett.* 12 (1987) S 729 ff.