

## 8 Anwendungen

### 8.1 Modulatoren und Schalter

Ein Modulator prägt einer Lichtwelle Information auf, z.B. durch Variation von Intensität, Phase, Polarisation oder Richtung. Ein Schalter ist demnach ein Spezialfall eines Modulators zum An- und Ausschalten von Licht.

Folgende charakteristische Parameter lassen sich angeben. Die Modulationstiefe  $\eta = P/P_0$ , wobei für einen Intensitätsmodulator  $P$  die modulierte Leistung ist. Die Bandbreite  $\Delta f$  ist die Differenz von oberer und unterer Frequenz, wobei für die Modulationstiefe  $\eta \geq 0.5$  gilt. Aus der Bandbreite leitet sich die Schaltzeit  $\tau = (2\pi \Delta f)^{-1}$  ab. Die Einfügedämpfung ist das logarithmische Verhältnis aus transmittierter und einfallender Leistung,  $D = 10 \log(P_e/P_0)$  dB. Die Übersprechdämpfung ist definiert als  $D_c = 10 \log(P'/P_0)$  dB mit  $P'$  als Leistung an einem nicht mit dem Eingang  $P_0$  verknüpften Ausgang.

Nutzbare physikalische Grundeffekte für den Bau eines Modulators bzw. Schalters sind ganz allgemein alle Effekte, die den Brechungsindex oder die Absorption des Wellenleiters ändern:

- Mechanische (statische) Effekte, z.B. Druck oder Spannung. Diese Effekte sind i. Allg. für Anwendungen zu langsam. Eine interessante Möglichkeit stellt aber die Mikromechanik dar (MEMS, Micro Electro Mechanical Systems). Hier erlauben die geringen Abmessungen der mechanischen Komponenten von wenigen Mikrometern sehr kurze Schalt- und Stellzeiten.
- Thermooptische Effekte:  $\Delta n = dn/dT \Delta T$ , wobei  $dn/dT < 0$  für die meisten Kristalle. Ein Beispiel ist ein so genannter Cut-Off-Modulator. Hier verringert ein kleines Heizelement durch Brechzahlerniedrigung die Wellenleiterbedingung, bis unterhalb der Abschneidefrequenz („cut-off“) keine Wellen mehr ausbreitungsfähig sind und die geführte Leistung des Wellenleiters ins Substrat abgestrahlt wird. Mit diesem Verfahren sind durch kleine und entsprechend schnelle Heizelemente Zeitkonstanten unter 1 ms erreichbar.
- Magnetooptische Effekte: Materialien mit Faraday-Drehung

$$\rho = V B$$

$\rho$ : spezifische Drehung (Einheit Grad/Länge)

$V$ : Verdet-Konstante

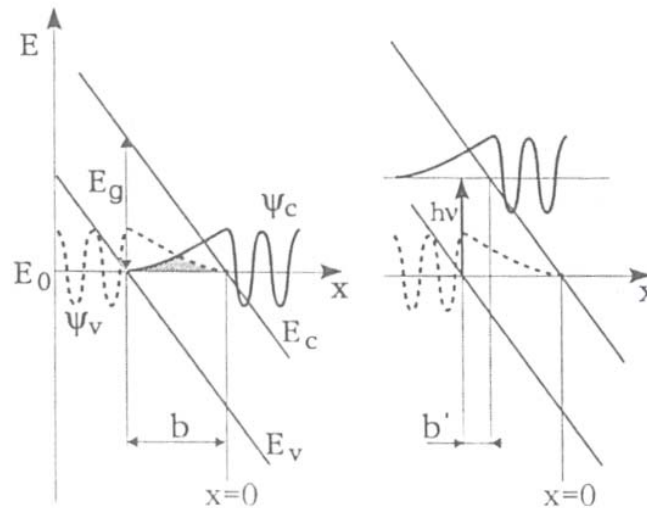
$B$ : magnetische Flussdichte

Die zugehörige Materialgleichung lautet in diesem Fall

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} + i \epsilon_0 \gamma \vec{B} \times \vec{E}$$

wobei  $\gamma$  die Magnetogyration ist und über die Beziehung  $V = \pi \gamma / (\lambda n)$  mit der Verdet-Konstante zusammenhängt. Ein Beispiel für einen magnetooptischen Wellenleiter ist der Granat YGaSeFeO (YSGG).

- Elektroabsorption: Der Franz-Keldysh-Effekt nutzt eine starke Verbiegung der Bänder in Halbleitern wie GaAs bei Anlegen von elektrischen Feldern aus. Photonen mit einer Energie  $\hbar\omega \lesssim E_g$  werden stark absorbiert, da der effektive Abstand der Bandkante durch das äußere Feld erniedrigt wird. Ohne zusätzliche Anregung durch Licht ist die Tunnelwahrscheinlichkeit von Ladungsträgern vom Valenzband ins Leitungsband (Strecke  $b$ ) relativ gering, da die jeweiligen Wellenfunktionen nur einen geringen Überlapp haben. Werden jedoch Ladungsträger optisch angeregt, so muss nur noch die Strecke  $b'$  durch Tunneln überwunden werden. Als Folge steigt die Absorption stark an.



Zahlenwerte für GaAs:  $E_0 = 13 \text{ V}/\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 900 \text{ nm}$ . Die Absorption  $\alpha$  steigt von  $25 \text{ cm}^{-1}$  für  $E = 0$  auf  $10.000 \text{ cm}^{-1}$  für  $E = E_0$ . Dieser Mechanismus ist allerdings beschränkt auf Wellenlängen  $\lambda \approx \hbar c / E_g$  nahe der Bandkante.

- Halbleiterlaser: hier ist eine direkte Modulation über den Injektionsstrom möglich. Man erzielt hiermit eine große Bandbreite bis  $\Delta f \approx 10 \text{ GHz}$ , der Nachteil ist allerdings ein oft instabiles Verhalten mit Frequenz- und Amplitudenschwankungen.

### 8.1.1 Elektrooptische Modulatoren

Bei Anlegen einer elektrischen Spannung an ein elektrooptisches Material erfolgen Brechungsindexänderungen (Änderungen des inversen dielektrischen Tensors  $\varepsilon$ ) in Materialien ohne Inversionssymmetrie über den Pockels-Effekt (linearer elektrooptischer Effekt)

$$\Delta \left( \frac{1}{\varepsilon_{ij}} \right) = r_{ijk} E_k$$

sowie in zentrosymmetrischen Materialien über den Kerr-Effekt (quadratischer elektrooptischer Effekt)

$$\Delta \left( \frac{1}{\varepsilon_{ij}} \right) = g_{ijkl} E_k E_l$$

Eine gebräuchliche Schreibweise für den linearen elektrooptischen Effekt ist

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 \underbrace{r}_q E$$

mit dem Qualitätsparameter  $q = n^3 r$ . Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht für  $q$  für verschiedene gebräuchliche Materialien:

LiNbO <sub>3</sub> :	GaAs :	InP :
$n^3 r_{33} \approx 310$	$ n^3 r_{41}  \approx 50$	$ n^3 r_{41}  \approx 45$
$n^3 r_{13} \approx 100$		
$n^3 r_{22} \approx 40$		

Die elektrooptischen Koeffizienten  $r$  sind allgemein frequenzabhängig. Für LiNbO<sub>3</sub> misst man einen Abfall des Koeffizienten  $r_{33}(\omega = 0) \approx 2 r_{33}(\omega = 1 \text{ GHz} \times 2\pi)$

Als Beispiel für die Form des elektrooptischen Tensors wird GaAs betrachtet. GaAs hat die Symmetrie  $\bar{4}3m$  (kubisch) mit nur einem von Null verschiedenen Tensorelement  $r_{41} = r_{52} = r_{63} \equiv r_{123}$  mit  $r_{41} = -1.2 \text{ pm/V}$ . Der Tensor in einer anschaulichen, aber vereinfachten Schreibweise lautet dann

$$\Delta n_{ij} = -\frac{n^3}{2} \begin{pmatrix} 0 & r_{41} E_z & r_{41} E_y \\ r_{41} E_z & 0 & r_{41} E_x \\ r_{41} E_y & r_{41} E_x & 0 \end{pmatrix}$$

In der folgenden Abbildung ist ein möglicher Aufbau eines Phasenmodulators in GaAs dargestellt. Es wird ein stark  $n$ -dotiertes Substrat verwendet mit einer hohen Leitfähigkeit, so dass die angelegte Spannung  $U$  nahezu vollständig an der wellenleitenden Schicht mit der Dicke  $d$  abfällt, d.h. für das elektrische Feld gilt  $E = U/d$ .

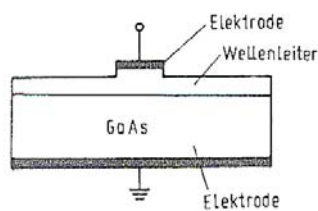


Abbildung 8.4.  
 Elektrodenanordnung für A<sub>III</sub>B<sub>V</sub>-Wellenleiter

Eine alternative Geometrie verwendet einen (110)-Schnitt des GaAs-Substrats sowie ein in  $z$ -Richtung (Ausbreitungsrichtung) angelegtes elektrisches Feld. Geeignete Koordinatenachsen  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  zur Beschreibung erhält man durch Drehung des ursprünglichen Systems um  $45^\circ$  um die  $z$ -Achse. Für diese Geometrie lauten die entsprechenden Brechungsindexänderungen

$$\Delta n_{x'} = -\frac{1}{2} n^3 r_{41} E_z, \quad \Delta n_{y'} = \frac{1}{2} n^3 r_{41} E_z, \quad \Delta n_{z'} = 0$$

Durch das elektrische Feld wird also aus dem zuvor isotropen Kristall ein anisotroper bzw. doppelbrechender Kristall. Die zugehörige Phasenänderung des Modulators ist dann

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L = \frac{\pi}{\lambda} n^3 |r_{41}| \frac{U}{d} L$$

Mit den für GaAs typischen Zahlenwerte  $\lambda = 900 \text{ nm}$ ,  $n = 3.2$ ,  $|r_{41}| = 1.2 \text{ pm/V}$ ,  $L = 1 \text{ cm}$  erhält man für die notwendige Spannung typische Werte im Bereich einiger Volt/rad.

Bei der Diskussion von Modulatoren ist es wichtig, die erforderliche HF-Leistung zu betrachten. Für die kapazitive Blindleistung  $P$  gilt

$$P = \underbrace{\frac{1}{2} C U^2}_{\text{Energie}} f = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{A}{d} \frac{U^2}{2} f$$

$$= \varepsilon \varepsilon_0 \underbrace{\frac{A d}{\text{Volumen}}}_{\text{Volumen}} \frac{1}{2} E^2 f \sim \text{Volumen}$$

Mit dem Zahlenwert  $\varepsilon = 12$  für GaAs und  $f = 1 \text{ MHz}$ ,  $A = Ld$ ,  $E = 1.5 \text{ V}/2 \mu\text{m}$  benötigt man eine Leistung von  $P \approx 1 \mu\text{W}$ . Vergleicht man diesen Wert mit einer entsprechenden volumen-optischen Realisierung mit  $d_1 = d_2 = d = 2 \text{ mm}$ ,  $L = 1 \text{ cm}$ , so erhält man den Wert  $P_{\text{Volumen}} = 10^6 P = 1 \text{ W}$  oder  $P = 1 \text{ kW}$  bei  $f = 1 \text{ GHz}$ . Ein solch hoher Leistungsbedarf ist nur mit sehr aufwendigen Verstärkern zu erreichen.

Ein weiteres Beispiel ist ein Amplitudenmodulator in  $\text{LiNbO}_3$ , wie er z.B. in Form eines Mach-Zehnder-Interferometers mit Gegentaktelektroden realisiert werden kann.

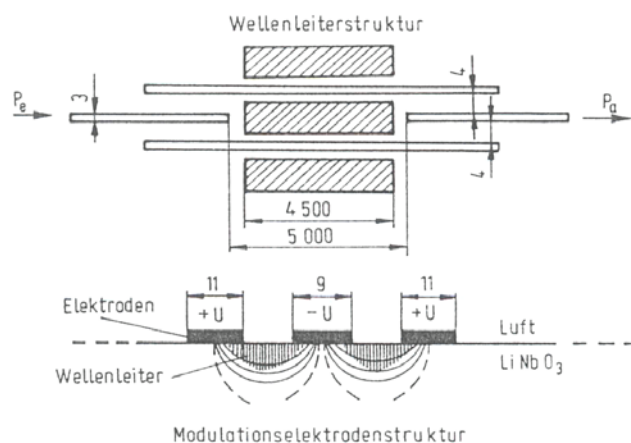


Abbildung 8.15.  
 Mach-Zehnder-Interferometer-Modulator (nach [8.72])

Für diese Anordnung ( $x$ -Schnitt, Ausbreitung entlang der  $y$ -Richtung) sind die wirksamen elektrooptischen Koeffizienten für TE-Moden  $r_{33}$  und für TM-Moden  $r_{13}$ . Durch die Gegentaktelektroden verläuft das elektrische Feld in beiden Armen des Interferometers entgegengesetzt. Dadurch ist nur die halbe relative Phasenverschiebung pro Arm erforderlich

$$\Delta\phi_{\pm} = \pm \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L$$

Die erforderlichen Phasenverschiebungen zum Ein- bzw. Ausschalten betragen demnach

$$\Delta\phi = \Delta\phi_+ - \Delta\phi_- = \frac{\pi}{2}$$

$$\Delta n = \frac{\lambda}{8L} = \frac{1}{2} n^3 r_{33} E_z \quad (\text{TE-Moden})$$

Für einen typischen Elektrodenabstand  $g = 20 \mu\text{m}$ , Länge  $L = 2 \text{ cm}$ ,  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  und  $n = 2.2$  wird dann die folgende Spannung  $U$  für eine vollständige Modulation benötigt

$$E = \frac{U}{\pi g} \Leftrightarrow U = \pi g E = \frac{\pi g \lambda}{4 L n^3 r_{33}} \approx 2 \text{ V}$$

Eine Alternative zu der vorhergehenden Anordnung ist ein Wellenleiter mit  $z$ -Schnitt und die Verwendung von TM-Moden. Die zugehörige Elektrodenanordnung nutzt die Feldkomponente in  $z$ -Richtung aus.

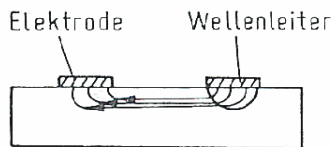


Abbildung 8.2.  
 Elektrodenanordnung für elektrooptische Modulation

Für die Realisierung von Schaltern lassen sich Streifenkoppler verwenden, bei denen über den elektrooptischen Effekt eine Änderung der Wellenzahl der sich ausbreitenden Mode induziert wird. Für die Kopplungskonstante  $\kappa$  gilt die folgende Beziehung mit den feldabhängigen Brechungsindizes  $n_1(E)$  und  $n_2(E)$

$$\kappa = \frac{k_0^2}{n \omega \mu_0} \iint U_1^* (n_2^2(E) - n_1^2(E)) U_2 dx dy$$

Ein Schalten erfolgt durch einstellen der Werte  $\kappa L = \pi/2$  (an) und  $\kappa L = \pi$  (aus). Mit den Zahlenwerte für  $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$  mit  $\Delta f = 6.7 \text{ MHz}$  benötigt man eine Schaltspannung  $U_{\text{schalt}} = 4 \text{ V}$  bei  $\lambda = 850 \text{ nm}$ . Die folgende Abbildung zeigt verschiedene Realisierungen.

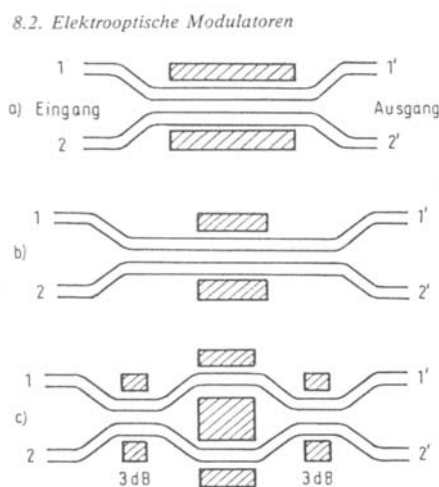


Abbildung 8.28.  
 Grundelemente für Schalter.  
 a) einfacher Richtkoppler; b) Richtkoppler mit verkürzter Elektrode;  
 c) MZI mit 3dB-Richtkopplern

### 8.1.2 Akustooptische Modulatoren

Eine weitere weit verbreitete Möglichkeit zum Bau von Modulatoren und Schaltern ist die Ausnutzung von akustooptischen Effekten, d.h. die Kopplung von Schallwellen mit optischen Wellen. Der elastooptische Effekt beschreibt eine Brechzahländerung durch eine mechanische Verzerrung

$$\Delta \left( \frac{1}{\varepsilon_{ij}} \right) = P_{ijkl} S_{kl}$$

$\hat{P}$  : elastooptischer Tensor

$\hat{S}$  : Verzerrungstensor

In piezoelektrischen Kristallen erzeugt eine mechanische Verzerrung zusätzlich elektrische Felder, die über den elektrooptischen Effekt ebenfalls die Brechzahl ändern:

$$\Delta \left( \frac{1}{\varepsilon_{ij}} \right) = P_{ijkl} S_{kl} + r_{ijk} E_k$$

Entlang der Hauptachsen gilt mit  $i = j$  und  $k = l$

$$\Delta \left( \frac{1}{n_i^2} \right) = P_{ijk} S_{jk} + r_{ik} E_k$$

Akustooptische Modulatoren beruhen auf der Kopplung akustischer Oberflächenwellen (SAW, Surface Acoustic Waves) mit geführten Wellenleitermoden. Die Erzeugung von Oberflächenwellen erfolgt über piezoelektrische Wandler, z.B. in Form von Interdigitalelektroden. Ausgenutzt wird der reziproke piezoelektrische Effekt.

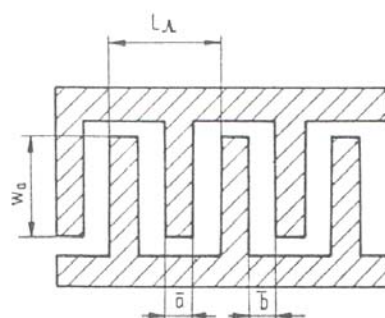


Abbildung 8.35.  
Einfache Interdigitalstruktur

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_a$  einer Schallwelle im Medium ist

$$v_a = \Lambda f_0 \Leftrightarrow f_0 = \frac{v_a}{\Lambda}$$

$\Lambda$  : Wellenlänge bzw. Periode der Interdigitalelektroden

$v_a$  : Wert in LiNbO<sub>3</sub> : 3500 m/s

Die erzielbaren Modulationsfrequenzen sind begrenzt durch die minimale Elektrodengröße, d.h. durch die Möglichkeiten der Lithographie:

$$\Lambda_{\min} \approx 6 \mu\text{m}$$

$$\Rightarrow f_{0, \max} = \frac{v_a}{\Lambda_{\min}} \approx 600 \text{ MHz}$$

Abhilfe ist hier möglich durch die Anregung von (ungeradzahlig) höheren Harmonischen

$$f_m = (2m + 1) \frac{v_a}{\Lambda}, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

In einem akustooptischen Modulator auf Basis eines Schichtwellenleiters erfolgt eine Beugung der Lichtwelle an dem durch die Schallwelle induzierten Brechzahl- bzw. Bragg-Gitter. Die Bragg-Bedingung für die  $m$ -te Beugungsordnung lautet hier

$$\sin \varphi_m = \frac{\lambda}{2n_{\text{eff}} \Lambda} (2m + 1)$$

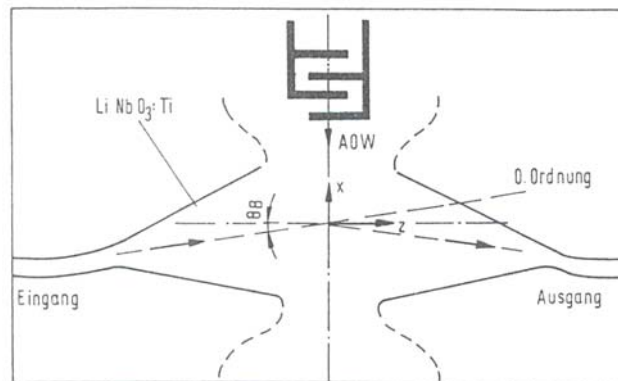
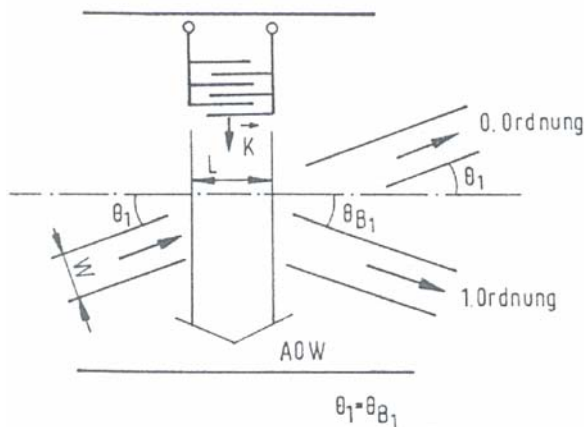


Abbildung 8.43. Einseitenbandmodulator mit Hornstrahlern (nach [8.178])

Der Winkel  $\varphi_m$  hängt von der Gitterperiode  $\Lambda$  ab und erlaubt damit eine Winkelmodulation über die Frequenz  $\Lambda(f)$ . Die Beugungseffizienz wird durch die Kogelnik-Gleichung bestimmt

$$\eta = \sin^2 \left( \frac{\pi \Delta n d_{\text{eff}}}{\lambda} \right) \Gamma$$

mit der effektiven Koppellänge  $d_{\text{eff}}$ . Hier ist  $\Gamma$  der Überlapp der optischen Felder  $E_{\text{opt}}$  mit der tiefenabhängigen Amplitude  $A_{\text{Akust}}$  der akustischen Oberflächenwelle

$$\Gamma = \frac{\int_0^{\infty} |E_{\text{opt}}|^2 A_{\text{Akust}} dx}{\int_0^{\infty} |E_{\text{opt}}|^2 dx}$$

Eine Erhöhung des Überlappintegrals  $\Gamma$  ist möglich durch die Erzeugung von Wellenleitern für Schallwellen, d.h. Gebiete, für die die Geschwindigkeit der Oberflächenwelle geringer ist als in der Umgebung. In  $\text{LiNbO}_3$  ist dies durch Protonenaustausch realisierbar.

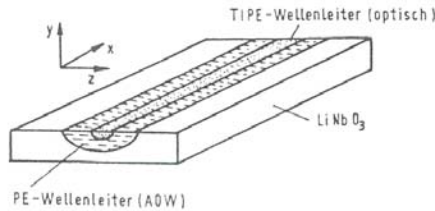


Abbildung 8.41.  
 AOW-Wellenleiter mit eingebettetem optischen Wellenleiter (nach [8.177])

In Streifenwellenleitern lassen sich akustooptische Phasenmodulatoren durch Kopplung von geführter Mode und quer verlaufender Schallwelle erzielen. Die folgende Abbildung zeigt das Prinzip:

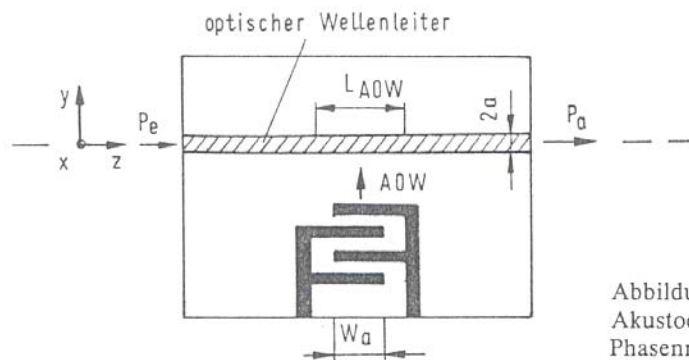


Abbildung 8.45.  
 Akustooptisch gesteuerter Phasenmodulator

Die Bedingung für eine effiziente Phasenmodulation lautet

$$\frac{\tau_a}{\tau_o} = \frac{2a/v_a}{L_{AOW} n_{eff}/c} \gg 1$$

Mit typischen Zahlenwerten für  $\text{LiNbO}_3$   $2a = 8 \mu\text{m}$ ,  $L_{saw} = 1 \text{ mm}$  und  $n_{eff} = 2.2$  erhält man den Wert  $\tau_a / \tau_o \approx 300$ . Weiterhin soll die Bedingung  $\Lambda \geq 2a$  erfüllt sein. Für eine Frequenz  $f_0 = 1 \text{ MHz}$  ergibt sich so eine Periodenlänge von  $L_{AOW} = 3.5 \text{ mm}$ , die sehr groß gegen die Wellenleiterbreite  $2a$  ist.

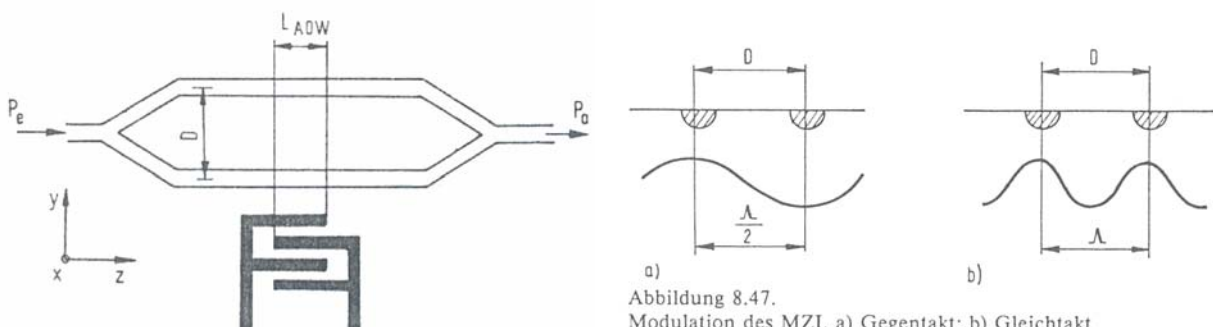
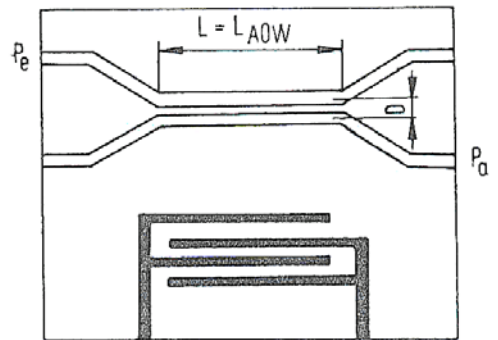


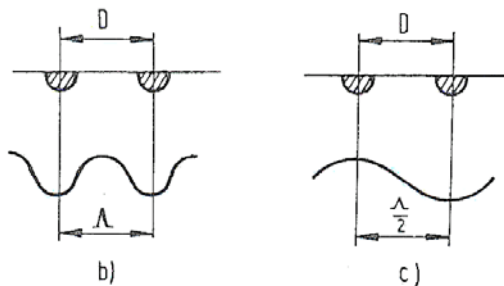
Abbildung 8.47.  
 Modulation des MZI. a) Gegentakt; b) Gleichtakt



Schalter lassen sich in Streifenwellenleitern ebenfalls wieder durch geeignet abstimmbare Koppler erreichen. Die folgende Abbildung zeigt wieder das Prinzip. Das Schalten erfolgt in diesem Fall durch die Ansteuerung im Gleichtakt (Modulation der Kopplungskonstante  $\kappa$ , unten links) bzw. im Gegentakt (Modulation der Ausbreitungskonstanten  $\beta$ , unten rechts).



a)



b)

c)

Abbildung 8.48.  
 Akustooptisch modulierter  
 Richtkoppler (nach [8.189]).  
 a) Bauelement; b)  $\Delta\kappa$ -Modulation;  
 c)  $\Delta\beta$ -Modulation

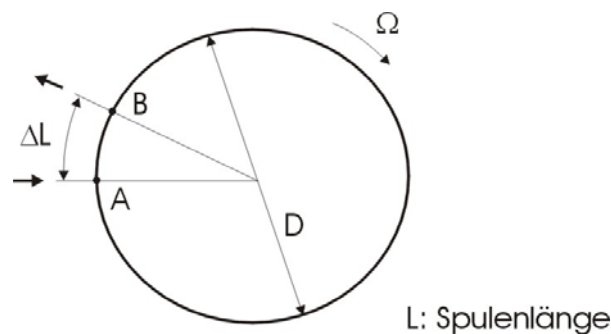
## 8.2 Wellenlängenmultiplexing

- wird noch ergänzt -

### 8.3 Sagnac-Interferometer (Glasfaserkreisel)

Sagnac-Interferometer oder Glasfaserkreisel werden als Rotationssensoren mit Empfindlichkeiten bis in den Bereich unter  $1^\circ/\text{h}$  z.B. für die Kraftfahrzeug-, Flugzeug- und Raketennavigation benutzt. Kernstück eines solchen Sensors ist eine Glasfaser spule, welche aufgrund des Sagnac-Effektes bei Rotation der Spule eine Phasendifferenz für zwei in Rotationsrichtung bzw. im Gegensinn laufende Lichtwellen besitzt.

Es soll eine Glasfaser schleife der Länge  $L$  und dem Durchmesser  $D$  betrachtet werden, welche sich im Inertialsystem mit der Winkelgeschwindigkeit  $\Omega$  dreht. In dieser Glasfaser spule breiten sich zwei gegenläufige Lichtwellen ( $cw$ : clockwise, und  $ccw$ , counterclockwise) aus. Beide Wellen werden gleichzeitig im Punkt  $A$  in die Spule eingespeist. Durch die Rotation wird der Weg für das Signal  $cw$  um die Strecke  $\Delta L$  verlängert, während er für  $ccw$  um den selben Betrag verkürzt wird. Gleichzeitig ‚sehen‘ beiden Wellen verschiedene Brechungsindizes, d.h. sie breiten sich mit verschiedenen Gruppengeschwindigkeiten aus, welche sich aus der relativistischen Addition der (Ruhe-) Lichtgeschwindigkeit  $c/n$  ( $n$  ist der Ruhebrechungsindex) und der Bahngeschwindigkeit  $v = \Omega D/2$  der Spule ergeben. Durch diese bei Rotation der Spule unterschiedlichen optischen Wege der Signale  $cw$  und  $ccw$  kommt es bei Detektion des Interferenzsignals beider Wellen im Punkt  $B$  zu einer relativen Phasenverschiebung, die zur Messung der Winkelgeschwindigkeit  $\Omega$  benutzt werden kann.



Für die Signallaufzeiten gilt

$$\tau_{cw} = \frac{n_{cw} (L + \Delta L)}{c}$$

$$\tau_{ccw} = \frac{n_{ccw} (L - \Delta L)}{c}$$

Die mittlere Umlaufzeit eines Signals ist  $\tau = nL/c$  mit dem mittleren (Ruhe-) Brechungsindex  $n = (n_{cw} + n_{ccw})/2$ . Rotiert die Spule mit der Bahngeschwindigkeit  $v$ , so dreht sich die Spule in der Zeit  $\tau$  gerade um die Strecke  $\Delta L$  weiter:

$$\Delta L = v\tau = \frac{nL\Omega D}{2c}$$

Die Zeitdifferenz der im Uhrzeigersinn bzw. Gegenuhrzeigersinn laufenden Wellen ist dann

$$\Delta\tau = \tau_{cw} - \tau_{ccw} = (n_{cw} - n_{ccw}) \frac{L}{c} + \frac{n^2 L\Omega D}{c^2}$$

Die Brechungsindizes  $n_{cw,ccw}$  ergeben sich aus der relativistischen Addition der (Ruhe-) Lichtgeschwindigkeit  $v_1 \equiv c/n$  und der Bahngeschwindigkeit  $v_2 \equiv v$  der Spule nach der Vorschrift

$$v_1 \oplus v_2 = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2 / c^2}$$

$$v_{cw} = \frac{c}{n_{cw}} = \frac{1 + nv/c}{n + v/c} \approx \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v$$

$$v_{ccw} = \frac{c}{n_{ccw}} = \frac{1 - nv/c}{n - v/c} \approx \frac{c}{n} - \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v$$

Für die Differenz der Brechungsindizes erhält man so für den Fall kleiner Spulengeschwindigkeit ( $v \ll c$ ) das Ergebnis

$$\begin{aligned} n_{cw} - n_{ccw} &= n^2 c \frac{2v(1-n^2)}{n^2 c^2 - v^2(n^2-1)^2} \\ &\approx (1-n^2) \frac{2v}{c} = (1-n^2) \frac{\Omega D}{c} \end{aligned}$$

Damit lässt sich die Laufzeitdifferenz schreiben als

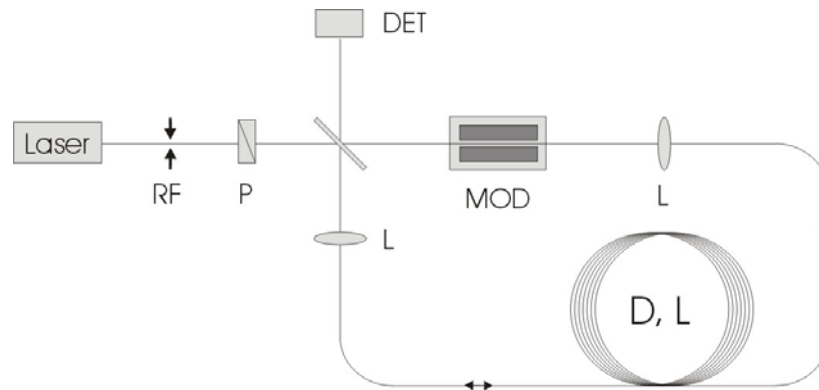
$$\Delta\tau \approx (1-n^2) \frac{L\Omega D}{c^2} + n^2 \frac{L\Omega D}{c^2} = \frac{L\Omega D}{c^2}$$

und die Phasendifferenz  $\Delta\gamma$  am Ausgang der Faserspule für eine Lichtwelle der Frequenz  $\omega_0$  ist damit näherungsweise direkt proportional zur Winkelgeschwindigkeit  $\Omega$

$$\Delta\gamma = \omega_0 \Delta\tau \approx \frac{LD\omega_0}{c^2} \Omega$$

Für eine hohe Messgenauigkeit werden häufig Faserspulen mit typischen Durchmessern von 10 cm und Längen von bis zu einigen hundert Metern benutzt. Wichtigste Bedingung für den Betrieb eines Sagnac-Interferometers als Rotationssensor ist die Reziprozität der Strahlengänge bis zur Faserspule. Effekte, welche die Reziprozität stören können, sind z.B. Rayleigh-Streuung an den Wellenleiterübergängen, der optische Kerr-Effekt, der Faraday-Effekt, Temperaturgradienten oder Druckeffekte.

Für die Realisierung werden neben Laser und Detektor (DET) zur Erfüllung der Reziprozität zusätzlich ein Modenfilter (Raumfrequenzfilter RF) und ein Polarisator (P) benötigt; auch die Faserspule muss für hohe Messempfindlichkeit bzw. Störsicherheit polarisationserhaltend sein. Weiter wird meist ein zusätzlicher Phasenschieber bzw. Modulator (MOD) eingesetzt, um die Signalauswertung zu verbessern. Das Grundschema eines Rotationssensors ist in der folgenden Abbildung gezeigt.



Das Detektorsignal ist

$$I_D = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(\Delta\gamma + \phi(t)))$$

Hier ist  $I_0$  die Eingangsintensität und  $\phi(t)$  eine zusätzliche Phasenverschiebung, welche eine größere Messempfindlichkeit erlaubt. Diese so genannte Quadraturbedingung bewirkt eine zusätzliche Phasenverschiebung der beiden Signale um  $\pi/2$ , so dass statt der cos-Funktion ein Sinussignal detektiert werden kann, welches für kleine Werte proportional zu  $\Delta\gamma$  ist.

Am Phasenmodulator (MOD) liege das folgende sinusförmige Signal an:

$$\phi(t) = A \sin(\omega_m t)$$

Ist  $t_g$  die Gruppenlaufzeit der Signale in der Faserspule, so erhält man am Strahlteiler (bzw. Detektor) eine Phasendifferenzmodulation

$$\begin{aligned} \phi_m(t) &= \phi(t) - \phi(t - t_g) \\ &= 2A \sin(\omega_m t_g / 2) \cos(\omega_m (t - t_g / 2)) \\ &= \phi_m^0 \cos(\omega_m (t - t_g / 2)) \end{aligned}$$

mit der Amplitude  $\phi_m^0 = 2A \sin(\omega_m t_g / 2)$ . Das Signal am Detektor lautet dann

$$\begin{aligned} I_D(t) &= \frac{I_0}{2} (1 + \cos(\Delta\gamma + \phi_m^0 \cos(\omega_m (t - t_g / 2)))) \\ &\approx \frac{I_0}{2} [1 + J_0(\phi_m^0) \cos(\Delta\gamma) - 2J_1(\phi_m^0) \sin(\Delta\gamma) \cos(\omega_m (t - t_g / 2)) \\ &\quad - 2J_2(\phi_m^0) \cos(\Delta\gamma) \cos(2\omega_m (t - t_g / 2)) + \dots] \end{aligned}$$

mit den Bessel-Funktionen  $J_i(x)$  erster Ordnung. Um möglichst große Werte der Bessel-Funktionen zu erhalten, wählt man zweckmäßigerweise Modulationsfrequenzen  $\omega_m \cong \pi / t_g$  und erhält damit

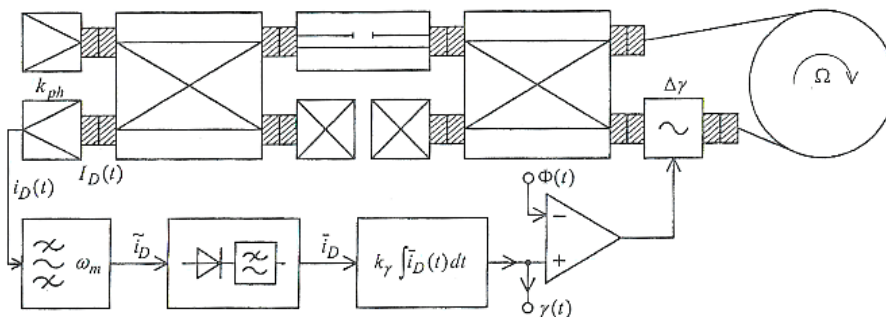
$$\phi_m^0 = 2A \sin(\omega_m t_g / 2) \approx 2A$$

Im Detektorsignal sind die Größen  $I_0$ ,  $\phi_m^0$  und  $\Delta\gamma$  enthalten. Mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers bildet man nun das Amplitudenverhältnis der Signale mit den Frequenzen  $\omega$  und  $2\omega$ :

$$\tilde{I}_D \propto \frac{J_1(\phi_m^0) \sin(\Delta\gamma)}{J_2(\phi_m^0) \cos(\Delta\gamma)} \approx \frac{J_1(\phi_m^0)}{J_2(\phi_m^0)} \Delta\gamma \quad (\text{für } \Delta\gamma \ll 1)$$

Damit ist das Messsignal  $\tilde{I}_D$  unabhängig von der Laserintensität  $I_0$ . Als weitere Vereinfachung lässt sich die Amplitude  $A$  des Phasenmodulators so wählen, dass die Bedingung  $J_1(\phi_m^0) = J_2(\phi_m^0)$  erfüllt ist.

In der Praxis erfolgt die Messung von  $\Delta\gamma$  in einem Interferometer mit geschlossener Regelschleife, bei der der Phasenmodulator so angesteuert wird, dass die am Detektor auftretende Phasenverschiebung stets Null ist. Die folgende Abbildung zeigt den zugehörigen schematischen Aufbau.



Insbesondere die Forderung nach Reziprozität des Strahlengangs außerhalb der Faserspule sowie der notwendige Modulator machen die Realisierung von Sagnac-Interferometern in integriert-optischer Form attraktiv. Hierdurch sind zudem ein nur geringer Raumbedarf und eine hohe Stabilität des Bauelements unter rauen Bedingungen (Flugbetrieb, Kraftfahrzeug) gewährleistet. Die folgende Abbildung zeigt verschiedene Realisierungsmöglichkeiten in dem Material LiNbO<sub>3</sub>. Abbildung a) zeigt die Minimalvariante. Als Polarisationsfilter können protonenausgetauschte Wellenleiter oder aber Metallschichten als Superstrat für titaneindiffundierte Wellenleiter benutzt werden. Die verwendeten Y-Verzweiger sind hier problematisch, da sie eine teilweise Abstrahlung der Lichtleistung in Substratmoden bewirken. Rückkopplungen aus dem Substrat sind daher zur Erfüllung der Reziprozität durch geeignete Absorber zu unterdrücken. Eine solche Lösung zeigt Abbildung b), wo die benutzten Zwei-Streifen-Koppler in einem Ausgang Absorber enthalten. Durch die zusätzlichen Elektroden lassen sich diese Koppler auf ein exakt symmetrisches Teilungsverhältnis einstellen. Statt der elektrooptischen Modulatoren lassen sich ebenfalls die in c) gezeigten akustooptischen Modulatoren einsetzen. Mit einer Länge der Faserspule von  $L = 100$  m werden sich so in LiNbO<sub>3</sub> Empfindlichkeiten im Bereich von  $1^\circ/\text{h}$  erreicht.

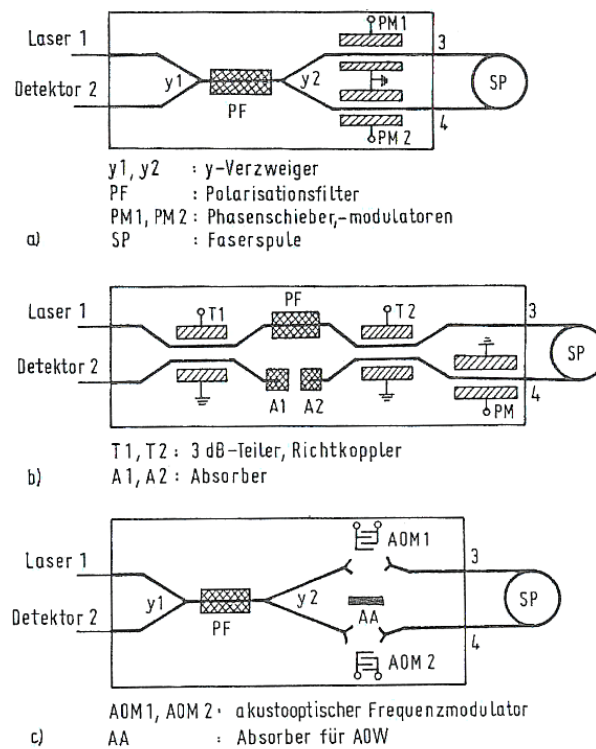


Abbildung 9.22.  
 Varianten für integriert-optische FORS.  
 a) mit Y-Verzweigern; b) mit 3-dB-Richtkopplern und jeweils elektrooptischen Phasensmodulatoren (a und b);  
 c) mit Y-Verzweigern und akustooptischen Modulatoren

Für Anwendungen mit geringer Genauigkeit bzw. Nachweisempfindlichkeit (z.B. für die Kraftfahrzeugnavigation) lässt sich die Faserspule auch direkt auf dem Substrat integrieren. Eine solche Lösung mit einem integrierten Ringresonator zeigt die folgende Abbildung. In Ruhe sind die Resonanzfrequenzen für die gegensinnig umlaufenden Signale gleich. Bei einer Drehung der Anordnung kommt es aufgrund des Sagnac-Effektes zu einer Änderung der Resonanzfrequenz des Resonators um  $\Delta f = \Omega D / \lambda$  und der Lichtwellenlänge  $\lambda$ , welche in einer geschlossenen Regelschleife registriert werden kann.

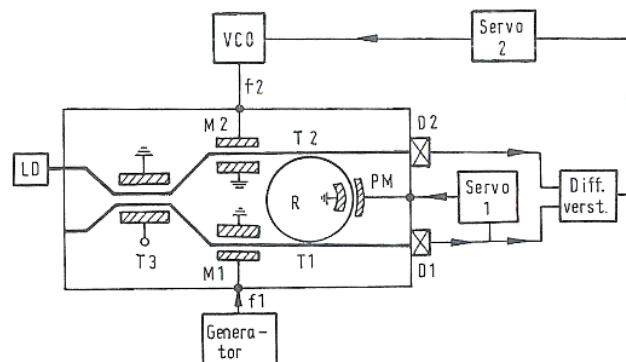


Abbildung 9.23.  
 FORS mit integriert-optischem Ringresonator.  
 T1, T2 Richtkoppler; T3 3-dB-Teiler; Servo 1,2 Regelelektronik; M1, M2 Modulatoren  
 R Ringresonator 1; PM Resonanzfrequenzregler;  
 VCO spannungsgesteuerter Generator