

7. Grundbauelemente

7.1 Gekrümmte Wellenleiter

Gekrümmte Wellenleiter sind immer dann erforderlich, wenn der Abstand benachbarter Wellenleiterkanäle variiert werden muss. Beispiele sind die Einkopplung mehrerer Lichtsignale über Glasfasern mit ihrem durch die Faserummantelung definierten Mindestabstand von meist 125 μm , oder integriert-optische Mach-Zehnder-Interferometer, bei denen der Abstand der beiden Arme des Interferometers z.B. zum Anbringen von koplanaren Elektroden entsprechend vergrößert werden muss.

An den Wellenleiterknicken sowie im gekrümmten Bereich selbst kommt es zu einer Störung der Wellenausbreitung, die zur Anregung von Strahlungsmoden und damit zu Verlusten führt. Im Rahmen des Zick-Zack-Modells lässt sich leicht abschätzen, dass es schon für sehr kleine Knickwinkel von typischerweise unter 1° zu Verlusten kommt, da Moden nahe des Cut-Off in diesem Fall nicht mehr totalreflektiert und damit abgestrahlt werden. Eine Verringerung der Verluste ist möglich, wenn man den erforderlichen Knick auf viele kleine Winkel aufteilt; im Grenzfall unendlich vieler ‚kleiner‘ Knicke landet man so beim gekrümmten Wellenleiter.

Eine analytische Behandlung gekrümmter Wellenleiter ist nur in wenigen Spezialfällen möglich. Für Anwendungen greift man daher meist wieder auf BPM Rechnungen zurück. Das einfache folgende Modell liefert eine gute Abschätzung der auftretenden Verluste und eine zufrieden stellende Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. Betrachtet wird ein Wellenleiter mit dem Krümmungsradius R , der Breite d und dem Brechungsindex n_2 . Das Modell geht davon aus, dass ab einem bestimmten kritischen Radius ($R + x_R$) die Phasengeschwindigkeit der Lichtverteilung $E(x)$ größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n_1 im Substratbereich ($n_1 = n_3$) wird. Dieser Feldanteil wird daher abgestrahlt und bildet die Verluste. Mit der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ gilt für x_R

$$(R + x_R) \frac{d\gamma}{dt} = \frac{c}{n_1}$$

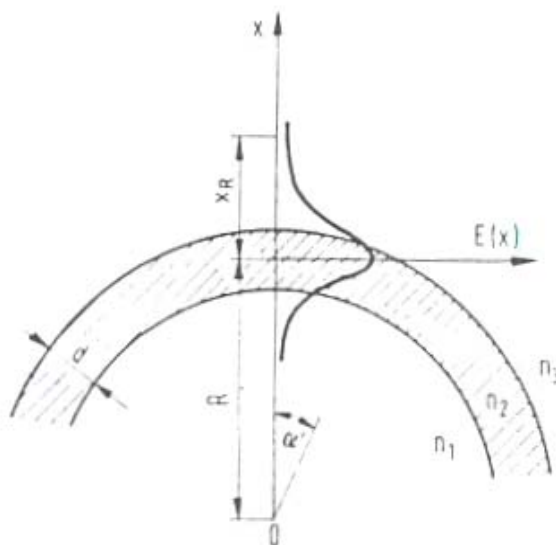


Abbildung 7.2.
 Abstrahlung aus einem gekrümmten Wellenleiter

Für die geführte Mode mit der Ausbreitungskonstante β und der Phasengeschwindigkeit c/n_{eff} erhält man entsprechend

$$R \frac{d\gamma}{dt} = \frac{c}{n_{eff}}$$

und damit den kritischen Radius

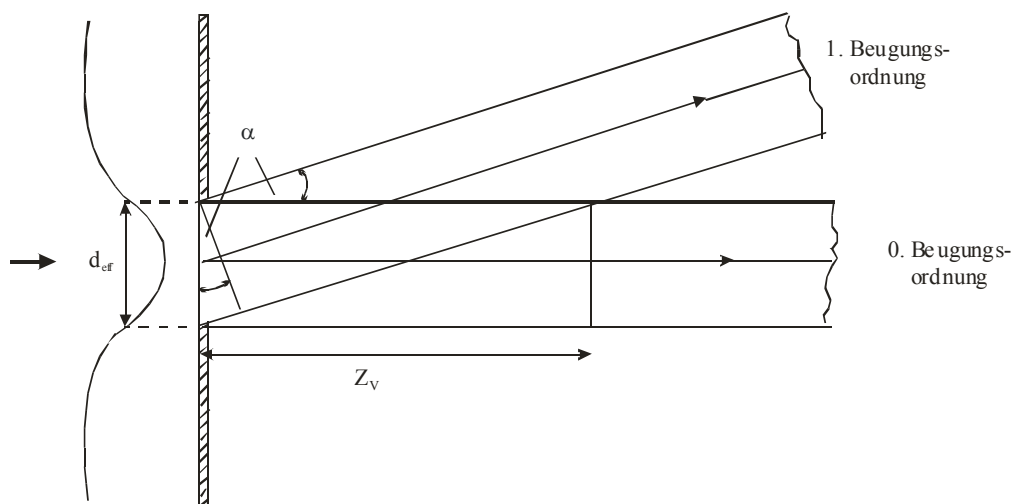
$$x_R = R \left(\frac{\beta c}{n_1 \omega} - 1 \right) = R \left(\frac{n_{eff} - n_1}{n_1} \right)$$

Zur Berechnung der Dämpfung wird angenommen, dass von der Gesamtleistung P_0 der Leistungsanteil P_v auf der Strecke z_v abgestrahlt wird. Für die Dämpfung gilt dann

$$\alpha = - \frac{1}{P(z)} \frac{dP(z)}{dz} = \frac{1}{z_v} \frac{P_v}{P_0}$$

mit
$$P_0 \propto \int_{-\infty}^{\infty} |E(x)|^2 dx \quad , \quad P_v \propto \int_{x_R}^{\infty} |E(x)|^2 dx$$

Der Leistungsanteil P_v wird auf der Strecke z_v abgestrahlt. Die Größe von z_v erhält man aus der Beugung einer Mode der effektiven Breite d_{eff} and einer Öffnung der gleichen Breite d_{eff} .



Als Beispiel wird ein Schichtwellenleiter mit Stufenprofil (siehe Kap. 3.1) betrachtet. Wählt man für $x = 0$ die Wellenleitermitte, so lautet das elektrische Feld der Mode

$$E(x) = B \cos(ux) \quad , \quad -\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2}$$

$$E(x) = B \cos\left(\frac{ud}{2}\right) \exp(-(|x| - d/2)v) \quad , \quad |x| \geq \frac{d}{2}$$

Einsetzen und Integration liefert dann den Dämpfungskoeffizienten

$$\alpha = \frac{\frac{\lambda}{n_1 v} \cos^2\left(\frac{u d}{2}\right) \exp(v d) \exp\left(-2 v \frac{n_{eff} - n_1}{n_1} R\right)}{\left(\frac{d}{2} + \frac{1}{2u} \sin(u d) + \frac{1}{v} \cos^2\left(\frac{u d}{2}\right)\right) \left(d + \frac{2}{v}\right)^2}$$

mit der effektiven Breite $d_{eff} = d + 2/v$. Der Dämpfungskoeffizient hat also die Form

$$\alpha(R) = C_1 \exp(-C_2 R)$$

mit
$$C_2 = 2 k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_1^2} \frac{n_{eff} - n_1}{n_1} \approx k_0 \sqrt{\frac{8(n_{eff} - n_1)^3}{n_1}}$$

Zu beachten ist, dass neben C_2 auch C_1 mit $(n_{eff} - n_1)$ anwächst. Die hier gewonnenen Ergebnisse für planare Wellenleiter lassen sich weitgehend auf Streifenwellenleiter übertragen.

Für einen LiNbO₃:Ti-Wellenleiter mit $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, $n_{eff} - n_1 = 8.6 \times 10^{-4}$ erhält man die Konstanten $C_1 = 108 \text{ cm}^{-1}$ und $C_2 = 2.3 \text{ cm}^{-1}$. Für einen Radius $R = 2 \text{ cm}$ beträgt die Dämpfung 1 dB/rad, d.h. es sind sehr große Substratdimensionen erforderlich. Deutlich geringere Radien bei ähnlicher Dämpfung erhält man für protonenausgetauschte LiNbO₃-Wellenleiter. Der größere Brechungsindexsprung von $n_{eff} - n_1 \cong 0.1$ erlaubt für Radien von $R = 400 \mu\text{m}$ Dämpfungen von 1.5 dB/rad. Um kleinere Krümmungsradien zu erzielen, können in transversaler Richtung inhomogene Brechzahlprofile verwendet werden:

$$n_2\left(x + \frac{d}{2}\right) > n_2\left(x - \frac{d}{2}\right)$$

Ein Beispiel ist die so genannte Crowning-Technik, bei der zusätzlich eine weitere Titanschicht in Form einer Krone eindiffundiert wird. Hierdurch wird der Brechungsindexsprung an der Innenseite des gekrümmten Wellenleiters relativ zur Außenseite erniedrigt. Mit dieser Methode lassen sich bei gleicher Dämpfung die Krümmungsradien um etwa eine Größenordnung erniedrigen. Eine Alternative stellt die Eindiffusion von Magnesium außerhalb der äußeren Begrenzung des Wellenleiters dar. Magnesium erniedrigt den Brechungsindex in LiNbO₃ und führt so zu einem höheren Brechungsindexsprung.

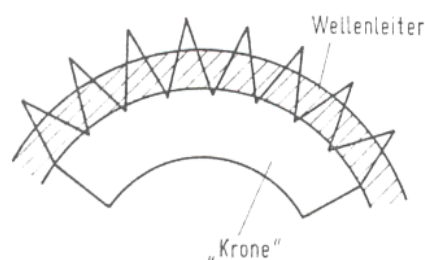


Abbildung 7.3.
 „CROWNING“-Technik zur Verringerung
 des Krümmungsradius

7.2 Wellenleiterübergänge

Durch Wellenleiterübergänge sollen die Feldverteilungen in verschiedenen Teilen einer integriert-optischen Komponente so miteinander verbunden werden, dass möglichst geringe Verluste auftreten. Ein wichtiges Beispiel ist die Ankopplung von Laserdioden oder optischen Fasern. In anderen Anwendungen muss der Querschnitt eines Monomodewellenleiters so verbreitert werden, dass auch höhere Moden ausbreitungsfähig werden.

Für einen Schichtwellenleiter lässt sich ein Wellenleiterübergang ("Taper") folgendermaßen darstellen:

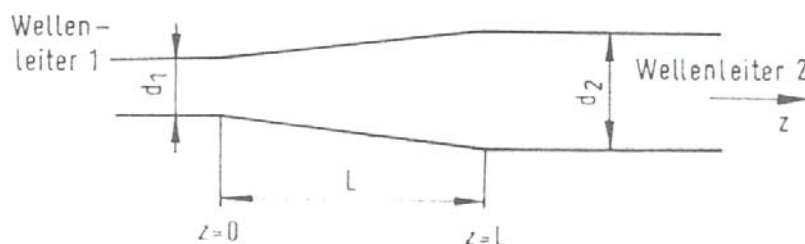


Abbildung 7.6.
 Taperübergang zwischen zwei Wellenleitern unterschiedlicher Dicke

Bei einer Änderung der Dicke d des Wellenleiters werden Strahlungsmoden angeregt. Um diese Verluste, die hauptsächlich in Vorwärtsrichtung erfolgen, gering zu halten, ist zu fordern, dass sich die Beiträge von verschiedenen Stellen des Tapers durch destruktive Interferenz auslöschen oder zumindest schwächen. Mit den Ausbreitungskonstanten $\beta = k_0 n_{eff}$ im Wellenleiter und $\beta_s = k_0 n_1$ für die Strahlungsmoden im Substrat mit dem Brechungsindex n_1 erhält man auf der Strecke Δz eine Phasenverschiebung

$$\Delta z (\beta - \beta_s) = \pi$$

$$\Leftrightarrow \Delta z = \frac{\pi}{\beta - \beta_s} = \frac{L}{2}$$

Hier ist L die (Mindest-) Länge des Tapers, die sicherstellt, dass es zu jeder Strahlungsmodenkomponente eine weitere gibt, die um π phasenverschoben ist.

Für einen Wellenleiter mit schwacher Führung kann man in guter Näherung annehmen

$$\beta = k_0 n_{eff} = k_0 \frac{n_1 + n_2}{2}$$

mit dem Brechungsindex n_1 im Wellenleiter. Damit erhält man als notwendige Taperlänge

$$L \geq \frac{2 \lambda}{n_2 - n_1}$$

Für das Beispiel eines LiNbO₃:Ti-Wellenleiters mit $\Delta n = n_1 = n_2 = 8 \times 10^{-3}$ bekommt man so eine Taperlänge von 325 μm für eine Wellenlänge $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$.

Die Konversion einer geführten Mode in andere geführte Moden sowie Strahlungsmoden in einem Wellenleiterübergang kann mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Moden beschrieben werden. Dazu werden im Folgenden zunächst die grundlegenden Gleichungen hergeleitet.

Betrachtet wird die Ausbreitung einer beliebigen Lichtverteilung E in einem eindimensionalen Wellenleiter. Der Wellenleiter besitzt ferner eine Störung $\Delta\varepsilon$ der Dielektrizitätskonstante. Dies kann z.B. ein periodisches Gitter, eine Brechzahländerung oder eine Dickenänderung des Wellenleiters sein. Als Folge der Störung wird sich das Feld E bei Ausbreitung ändern. Es sei

$$E = \sum_l a_l(z) E_l(x, z) + \int_0^\infty a(l, x, z) dl$$

Die Summe über alle geführten und Strahlungsmoden. Das Feld E muss die gestörte Wellengleichung erfüllen

$$(\Delta + k_0^2 \varepsilon') E = 0$$

mit $\varepsilon' = \varepsilon + \Delta\varepsilon \approx n^2 + 2n\Delta n$

Die Moden breiten sich entlang z aus:

$$E_l(x, z) = E_l^0(x) \exp(i\beta_l z)$$

$$E(l, x, z) = E^0(l, x) \exp(i\beta(l)z)$$

mit den Ausbreitungskonstanten β_e bzw. $\beta(l)$. Ferner erfüllen die (transversalen) Amplituden $E_l^0(x)$ und $E^0(l, x)$ die Modengleichungen

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + (k_0^2 \varepsilon - k_0^2 \beta_l^2) \right) E_l^0(x) = 0$$

bzw. $\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + (k_0^2 \varepsilon - k_0^2 \beta^2(l)) \right) E^0(l, x) = 0$

Die gesamten Moden bilden ein vollständiges orthogonales System mit

$$\frac{1}{2} \int E_l H_m^* dx = \delta_{lm}$$

bzw. $\frac{1}{2} \int E(l) H^*(m) dx = \delta(l-m)$

Mit der Beziehung

$$H = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E \Leftrightarrow E = -\frac{\omega \mu_0}{\beta} H$$

folgt hieraus

$$\int E_l E_m^* dx = -2 \frac{\omega \mu_0}{\beta_l} \delta_{lm}$$

bzw.
$$\int E(l) E^*(m) dx = -2 \frac{\omega \mu_0}{\beta(l)} \delta(l-m)$$

Das gesamte Feld E wird in die gestörte Wellengleichung eingesetzt:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 (\varepsilon + \Delta\varepsilon) \right) \left[\sum_l a_l E_l + \int a(l) E(l) dl \right] = 0$$

Da alle Feldanteile die Modengleichung erfüllen folgt

$$\begin{aligned} \sum_l a_l \beta_l^2 E_l + \frac{\partial^2}{\partial z^2} (a_l E_l) + k_0^2 a_l \Delta\varepsilon_l E_l \\ + \int a(l) \beta^2(l) E(l) + \frac{\partial}{\partial z^2} (a(l) E(l)) + k_0^2 a(l) \Delta\varepsilon E(l) dl = 0 \end{aligned}$$

Es ist ferner

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} (a_l E_l) = \left[\frac{\partial^2 a_l}{\partial z^2} + 2i \beta_l \frac{\partial a_l}{\partial z} - \beta_l^2 a_l \right] E_l$$

wobei sich die Koeffizienten $a_e(z)$ nur langsam mit z ändern

$$\left| 2i \beta_l \frac{\partial a_l}{\partial z} \right| \gg \frac{\partial^2 a_l}{\partial z^2}$$

Eine entsprechende Abschätzung gilt für die Strahlungsmoden. Damit folgt

$$\begin{aligned} \sum_e 2i \beta_l \frac{\partial a_l}{\partial z} E_l + \int 2i \beta(l) \frac{\partial a(l)}{\partial z} E(l) \\ = -k_0^2 \sum_l a_l \Delta\varepsilon_l E_l - k_0^2 \int a(l) \Delta\varepsilon E(l) dl \end{aligned}$$

Die gesamte Gleichung wird von links mit $E_m^*(l)$, d.h. der Feldamplitude der geführten Mode m , multipliziert und anschließend über dx integriert. Nutzt man nun die Orthogonalitätsrelation aus, so erhält man

$$2i\beta_m \frac{\partial a_m}{\partial z} \left(-2 \frac{\omega \mu_0}{\beta_m} \right) = -k_0^2 \sum_l a_l \int E_m^* \Delta \varepsilon E_l dx - k_0^2 \int a(l) \int E_m^* \Delta \varepsilon E(l) dx dl$$

oder

$$\frac{\partial a_m}{\partial z} = \sum_l a_l \kappa_{ml} \exp(i(\beta_l - \beta_m)z) + \int a(l) \kappa_m(l) \exp(i(\beta(l) - \beta(m))z) dl$$

mit den Kopplungskoeffizienten

$$\kappa_{ml} = - \frac{i k_0^2}{4 \omega \mu_0} \int E_m^{0*} \Delta \varepsilon E_l^0 dx$$

bzw.
$$\kappa_m(l) = - \frac{i k_0^2}{4 \omega \mu_0} \int E_m^{0*} \Delta \varepsilon E^0(l) dx$$

Die Amplitude der geführten Mode m ändert sich also aufgrund der Störung $\Delta \varepsilon$ entsprechend der Größe der Kopplungskoeffizienten κ .

Zur weiteren Berechnung des Wellenleiterübergangs wird angenommen, dass die Kopplungskoeffizienten klein sind, d.h. dass die Beziehung $\kappa_{ml} \ll \beta_m$ erfüllt ist. Außerdem soll nur die Anregung von geführten Moden betrachtet werden; Strahlungsmoden werden vernachlässigt

$$\frac{\partial a_m}{\partial z} = \sum_l a_l \kappa_{ml} \exp(i(\beta_l - \beta_m)z)$$

Aufgrund der schwachen Kopplung kann man in der Summe $a_l(z) = a_l(0)$ setzen. Eine Integration der Gleichung liefert dann

$$a_m(z) = a_m(0) + \sum_l a_l(0) \int_0^z \kappa_{ml} \exp(i(\beta_l - \beta_m)z') dz'$$

Diese Gleichung beschreibt die Konversion der Moden l in die Mode m . Für den umgekehrten Prozess, also die Kopplung einer angeregten Moden m in andere Moden l gilt entsprechend

$$a_l(z) = a_m(0) \int_0^z \kappa_{ml} \exp(-i(\beta_l - \beta_m)z') dz'$$

Betrachtet man wie zuvor κ_{ml} und $\Delta\beta_{lm} = \beta_l - \beta_m$ als Konstanten, so erhält man für das Amplitudenverhältnis

$$\frac{a_l(z)}{a_m(0)} \sim \frac{\kappa_{ml}}{\Delta\beta_{lm}}$$

Danach ist die Kopplung umso schwächer, je kleiner die Störung des Wellenleiters ist und je stärker sich die beiden Ausbreitungskonstanten der Moden unterscheiden.

Für die Wellenzahl β_l eines planaren Schichtwellenleiters gilt

$$\beta_l = \sqrt{k_o^2 n_2^2 - u_l^2}$$

wobei u_l aus der Dispersionsrelation (siehe Kap. 3.1) berechnet werden kann. Man findet für u_l , dass sich das Produkt $u_l d$ bei Ausbreitung im Taper mit variierender Dicke $d(z)$ nur schwach ändert, d.h. es gilt $u_l d \approx \text{const.}$. Eine Reihenentwicklung der Wellenzahl β_l liefert dann

$$\Delta\beta_{lm} \sim \frac{1}{d^2(z)}$$

Man kann weiter zeigen, dass bei einer schwachen Störung durch den Taper für die Kopplungskoeffizienten die folgende Beziehung gilt

$$\kappa_{ml} \sim \frac{1}{d(z)} \frac{\partial d(z)}{\partial z}$$

Dann folgt aus

$$\begin{aligned} \frac{\kappa_{ml}}{\Delta\beta_{lm}} &= \text{const.} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial d(z)}{\partial z} d(z) &\sim \frac{\partial d^2(z)}{\partial z} = \text{const.} = c \end{aligned}$$

für die Taperform eine Parabel

$$d^2(z) - d_0^2 = cz$$

Um Störungen an Anfang und Ende des Übergangs zu minimieren, wird der Taper dort abgerundet. Meist benutzt man allerdings anstatt eines parabolischen Verlaufs für die Wellenleiterbreite eine lineare Abhängigkeit, da die Auswirkungen auf die Dämpfung gering sind, vorausgesetzt der Taperbereich wird hinreichend lang gewählt.

7.3 Koppler und Verzweiger

Koppler und Verzweiger werden in fast jeder integriert-optischen Komponente benötigt, um Lichtsignale zu trennen oder zu kombinieren, analog einem Strahlteiler in der diskreten Optik. Zur Realisierung gibt es eine große Anzahl verschiedener Konzepte, mit denen symmetrische und asymmetrische Aufspaltung sowie das Einstellen vorgegebener Phasenbeziehungen möglich ist. Die folgende Abbildung zeigt einige Beispiele.

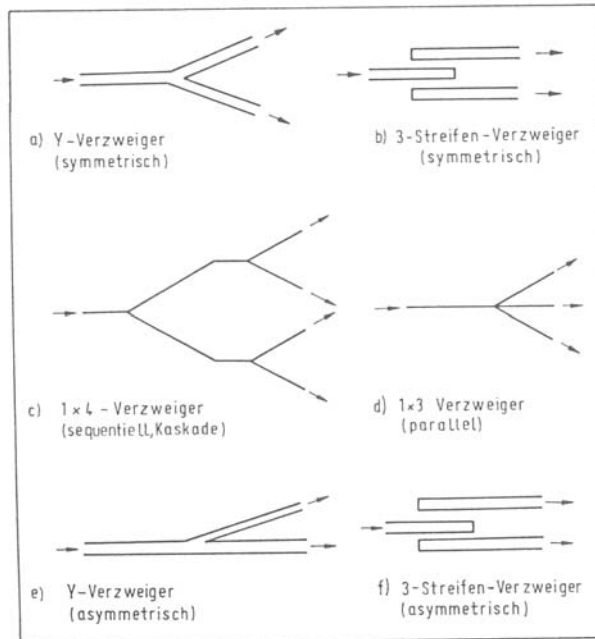


Abbildung 7.10.
 Verschiedene
 Verzweigerformen

Von besonderem Interesse sind die symmetrischen Y-Verzweiger, die die Basis für $1 \times N$ -Kaskadenverzweiger bilden. Solche Verzweiger bestehen aus einem Taperbereich, bei dem die Breite der Grundmode so verbreitert wird, dass sie am Ort $z = 0$ einen optimalen Überlapp mit der Summe der einzelnen Feldverteilungen in beiden Armen des Verzweigers hat. Eine Modellierung ist fast ausschließlich mit BPM Rechnungen möglich.

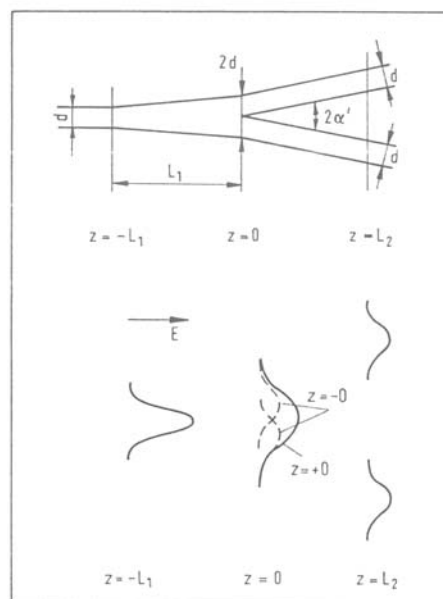


Abbildung 7.11.
 Struktur eines Y-Verzweigers

Deutlich einfacher ist die theoretische Beschreibung von so genannten Streifenkopplern. Im folgenden Beispiel wird die Kopplung zweier benachbarter Streifenwellenleiter betrachtet. Die Brechungsindizes im Wellenleiter und Substrat sind n_2 und n_1 . Der Abstand g der beiden Streifen wird so gewählt, dass die Feldverteilungen teilweise überlappen. Die Feldverteilung einer sich in z -Richtung ausbreitenden Mode lautet

$$E_{1,2}(x, y, z) = A_{1,2}(z) U_{1,2}(x, y) = A_{1,2}^0(z) \exp(-i\beta_{1,2}z) U_{1,2}(x, y)$$

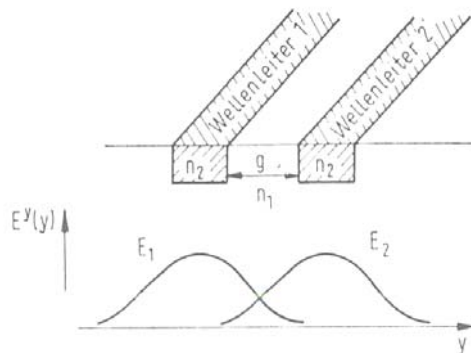


Abbildung 7.17.
 Feldüberlappung der E_{11}^y -Mode
 zweier benachbarter
 Streifenwellenleiter

Hier ist β die Ausbreitungskonstante der Mode; gegebenenfalls lässt sich eine mögliche Dämpfung α mit $Im(\beta) = -\alpha/2$ hierin berücksichtigen. Die zugehörige Differentialgleichung für die Änderung von A mit z lautet dann

$$\frac{dA(z)}{dz} = -i\beta A(z)$$

Alternativ könnte man auch die Entwicklung von A^0 mit z betrachten und bekäme dann eine mit den Kopplungsgleichungen aus Abschnitt 7.2 übereinstimmende Form. Zwei Moden 1 und 2 in den beiden benachbarten Wellenleitern mit den Amplituden A_1 und A_2 können sich gegenseitig beeinflussen, wenn die Kopplungskonstanten κ_{12} bzw. κ_{21} ungleich Null sind

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -i\beta A_1(z) + \kappa_{12} A_2(z)$$

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = -i\beta A_2(z) + \kappa_{21} A_1(z)$$

Da das Problem symmetrisch ist gilt weiterhin $\kappa_{12} = \kappa_{21} = -i\kappa$. Setzt man z.B. als Anfangsbedingung $A_1(0) = A_2(0)$ und berücksichtigt ferner, dass aufgrund der Symmetrie in diesem Fall kein Energietransfer von einer Mode zur anderen erfolgt, so erhält man $\kappa \in \Re$.

Eine Kopplung der Moden setzt gleiche Phasengeschwindigkeiten voraus, so dass $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ gilt. Damit lauten die gekoppelten Modengleichungen

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -i\beta A_1(z) - i\kappa A_2(z)$$

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = -i\beta A_2(z) - i\kappa A_1(z)$$

Betrachtet wird die Kopplung von Mode 1 zu Mode 2 mit den Anfangsbedingungen $A_1(0) = 1$ und $A_2(0) = 0$. Lösungen des Differentialgleichungssystem sind dann

$$A_1(z) = \cos(\kappa z) \exp(-i\beta z)$$

$$A_2(z) = \sin(\kappa z) \exp(-i\beta z)$$

bzw. für die Leistungen mit $P(z) = |A_i(z)|^2$ und der Beziehung $\beta = \beta' + i\beta'' = \beta' - i\alpha/2$

$$P_1(z) = \cos^2(\kappa z) \exp(-\alpha z) \quad , \quad P_2(z) = \sin^2(\kappa z) \exp(-\alpha z)$$

Bei gegebenem Koeffizienten κ bestimmt also die Kopplerlänge das Koppelverhalten. Für einen Drei-Streifen-Verzweiger mit symmetrischer Aufspaltung der Leistung in beide Ausgänge gilt dann

$$\kappa L = \frac{\pi}{2} \quad \Leftrightarrow \quad L = \frac{\pi}{2\kappa}$$

Typische Werte für den Kopplungskoeffizienten liegen bei $\kappa = 1 \text{ mm}^{-1}$ und lassen sich über den Abstand der Wellenleiterkanäle definieren. Die Größe lässt sich berechnen (ähnlich wie beim Taper) als Überlappintegral der beiden Modenverteilungen $U_1(x,y)$ und $U_2(x,y)$ mit der Störung $\Delta\varepsilon(x,y)$

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 = n_2^2 - n_1^2$$

$$\kappa = \frac{k_0^2}{4\omega\mu_0} \iint U_1^* (n_2^2 - n_1^2) U_2 \, dx \, dy$$

Das exakte Verhalten eines Kopplers unter Berücksichtigung der Randeffekte lässt sich am besten mit Strahlausbreitungsrechnungen (BPM) ermitteln. Die folgende Abbildung zeigt ein Ergebnis für einen Drei-Streifen-Verzweiger.

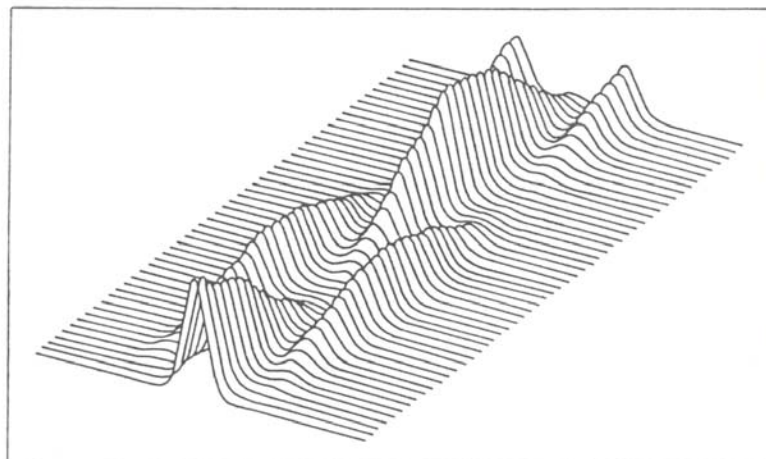


Abbildung 7.33.
 BPM-Rechnung für die Leistungsaufteilung in einem
 3-Streifenkoppler

7.4 Interferometer

Die aus der Volumenoptik bekannten Typen von Interferometern lassen sich auch in der integrierten Optik verwirklichen, z.B. das Michelson-Interferometer, das Mach-Zehnder-Interferometer oder das Sagnac-Interferometer. Am häufigsten kommen Mach-Zehnder-Interferometer in Form von Streifenwellenleitern zum Einsatz, etwa als Phasenschieber, Modulatoren, Schalter oder als optische Sensoren.

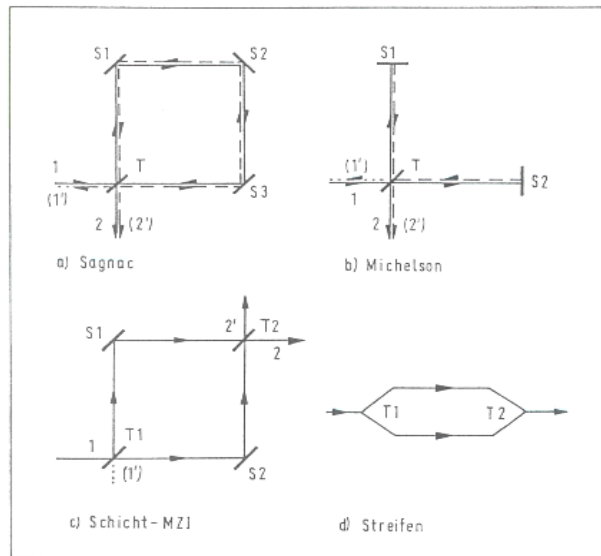


Abbildung 7.34. Interferometertypen

Als Beispiel wird ein Mach-Zehnder-Interferometer mit symmetrischer Teilung $\tau = 0.5$ und gleicher Dämpfung in den beiden Armen des Interferometers betrachtet. Mit der Eingangsleistung P_e , der relativen Phasenverschiebung Φ , der Armlänge L erhält man für die transmittierte Leistung P_a

$$P_a = \frac{P_e}{2} \exp(-\alpha L) (1 + \cos(\Phi))$$

$$= P_e \exp(-\alpha L) \cos^2\left(\frac{\Phi}{2}\right)$$

Der Anteil $P_e - P_a$ wird im Koppelbereich T_2 durch Anregung von Substratmoden abgestrahlt.

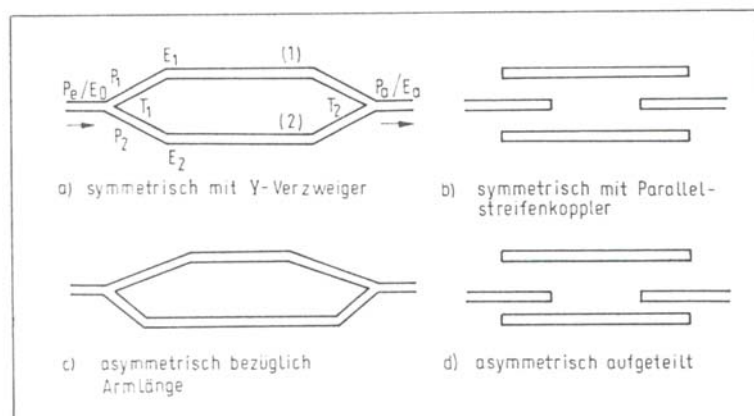


Abbildung 7.35. Mach-Zehnder-Interferometer (Streifenleiter-MZI)

7.5 Moden- und Polarisationsfilter

Für verschiedene Anwendungen müssen bestimmte Moden eines Wellenleiters unterdrückt, eine bestimmte Polarisation eingestellt oder Moden bzw. ihre Polarisation ineinander umgewandelt werden. Ein einfaches Beispiel ist die Umwandlung einer TE_0 -Mode in die nächste höhere TE_1 -Mode, wie sie mit einer Interferometeranordnung möglich ist. Bei einer eingestellten Phasendifferenz von $\Phi = \pi$ wird die eingekoppelte Mode vollständig in TE_1 umgewandelt.

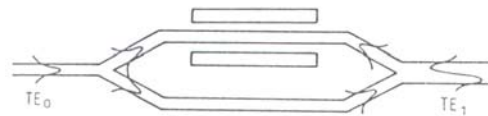


Abbildung 7.36.
 TE_0 - TE_1 -Modenkonzerters mit MZI

7.5.1 TE/TM-Modenkonzerters

Eine Modenkonzersion vom Typ TE-TM setzt eine Störung des dielektrischen Tensors voraus, wobei von Null verschiedene Außerdiagonalelemente erforderlich sind. Der Störungstensor ist symmetrisch mit $\Delta\epsilon_{ij} = \Delta\epsilon_{ji}$

$$\Delta\epsilon = \begin{pmatrix} \Delta\epsilon_{11} & \Delta\epsilon_{12} & \Delta\epsilon_{13} \\ \Delta\epsilon_{21} & \Delta\epsilon_{22} & \Delta\epsilon_{23} \\ \Delta\epsilon_{31} & \Delta\epsilon_{32} & \Delta\epsilon_{33} \end{pmatrix}$$

Als Beispiel wird ein y -Schnitt Streifenwellenleiter mit einer Ausbreitung entlang der z -Richtung betrachtet, in welchem die beiden TE- und TM-Moden miteinander gekoppelt werden sollen

$$\begin{aligned} E_{TE} &= (E_x, 0, 0) & , & \quad E_x = a_{TE} U_{TE,x}(x, y) \exp(-i\beta_{TE} z) \\ E_{TM} &= (0, E_y, E_z) & , & \quad E_y = a_{TM} U_{TM,y}(x, y) \exp(-i\beta_{TM} z) \\ & & & \quad E_z = a_{TM} U_{TM,z}(x, y) \exp(-i\beta_{TM} z) \end{aligned}$$

Die Kopplung der Moden erfolgt über die passenden Außerdiagonalelemente der Störung $\Delta\epsilon$. Benutzt werden wieder die gekoppelten Wellengleichungen

$$\begin{aligned} \frac{d a_{TE}}{dz} &= \kappa_{TE} a_{TE} + \kappa a_{TM} \exp(i(\beta_{TM} - \beta_{TE})z) \\ \frac{d a_{TM}}{dz} &= \kappa_{TM} a_{TM} + \kappa a_{TE} \exp(-i(\beta_{TM} - \beta_{TE})z) \\ \kappa &= -\frac{ik_0^2}{4\omega\mu_0} \left(\int U_{TE,x}^* \Delta\epsilon_{12} U_{TM,y} dx dy + \int U_{TE,x}^* \Delta\epsilon_{13} U_{TM,z} dx dy \right) \\ \kappa_{TE} &= -\frac{ik_0^2}{4\omega\mu_0} \int U_{TE,x}^* \Delta\epsilon_{11} U_{TE,x} dx dy \\ \kappa_{TM} &= -\frac{ik_0^2}{4\omega\mu_0} \left(\int U_{TM,y}^* \Delta\epsilon_{22} U_{TM,y} dx dy + \int U_{TM,z}^* \Delta\epsilon_{33} U_{TM,z} dx dy \right) \end{aligned}$$

Für eine vollständige Konversion ist die Phasenanpassungsbedingung $\delta = 0$ zu erfüllen

$$\delta = (\kappa_{TM} - \kappa_{TE} + \beta_{TM} - \beta_{TE}) = 0$$

Die vollständige Konversion einer bei $z = 0$ einfallenden TM-Mode in eine TE-Mode erfolgt (in analoger Weise wie beim Streifenkoppler) für eine optimale Koppellänge $L = L_{opt}$

$$\kappa L = \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow L_{opt} = \frac{\pi}{2\kappa}$$

Für größere Koppellängen $L > L_{opt}$ koppelt die Leistung der TE-Mode wieder in die TM-Mode zurück.

Nichtdiagonalelemente $\Delta\varepsilon$ lassen sich unter anderem durch elektrooptische, magnetooptische, akustooptische oder nichtlinear-optische Effekte erzeugen. Für Anwendungen ist besonders der elektrooptische Effekt von Bedeutung. Hierzu wird der inverse dielektrische (Suszeptibilitäts-) Tensor nach Potenzen des elektrischen Feldes E entwickelt:

$$(\varepsilon_{ij}(\vec{E}))^{-1} = (\varepsilon_{ij}(\vec{E} = 0))^{-1} + r_{ijk} E_k + g_{ijkl} E_k E_l + \dots$$

Hier sind r_{ijk} und g_{ijkl} die linearen bzw. quadratischen elektrooptischen Tensorelemente. Ist E ein (quasi-statisches) äußeres elektrisches Feld, so ändert sich bei Vernachlässigung quadratischer Effekte der Dielektrizitätstensor um

$$\varepsilon_{ij}(\vec{E}) = \varepsilon_{ij}(\vec{E} = 0) + \Delta\varepsilon_{ij}(\vec{E})$$

mit
$$\Delta\varepsilon_{ij}(\vec{E}) = -\varepsilon_{ik} r_{klm} E_m \varepsilon_{lj}$$

In dieser Darstellung muss für $\Delta\varepsilon$ die Einsteinsche Summenkonvention angewendet werden, die besagt, dass über doppelt (oder vierfach usw.) auftretende Indizes summiert wird. Für die Hauptdiagonalelemente ε_{ij} mit $i = j$ geht diese Darstellung über in die bekannte Schreibweise des elektrooptischen Effekts

$$(\varepsilon + \Delta\varepsilon) = (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n \Leftrightarrow \Delta n = \frac{\Delta\varepsilon}{2n} = -\frac{1}{2}n^3 r E$$

Als Beispiel soll LiNbO_3 mit der Kristallsymmetrie $3m$ betrachtet werden. Aufgrund der Symmetrie gibt es vier unabhängige, von Null verschiedene Tensorelemente. Die Größenangaben beziehen sich auf freie statische Werte für die Wellenlänge $\lambda = 632.8 \text{ nm}$:

$$r_{112} = -r_{222} = r_{121} = -r_{22} \approx 6 \text{ pm/V}$$

$$r_{113} = r_{223} = r_{13} \approx 10 \text{ pm/V}$$

$$r_{333} = r_{33} \approx 30 \text{ pm/V}$$

$$r_{131} = r_{232} = r_{51} = r_{42} \approx 30 \text{ pm/V}$$

Bei der Berechnung der Tensorelemente muss die obige Summenkonvention beachtet werden. Als Beispiel wird das Element $\Delta\varepsilon_{11}$ in LiNbO_3 berechnet:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_{11} &= \sum_{k,l,m} -\varepsilon_{1k} r_{lkm} E_m \varepsilon_{l1} & \varepsilon_{ij} &= 0 \text{ für } i \neq j \\ &= \sum_m -\varepsilon_{11} r_{11m} E_m \varepsilon_{11} \\ &= -\varepsilon_{11} (r_{111} E_1 + r_{112} E_2 + r_{113} E_3) \varepsilon_{11} & r_{111} &= 0, r_{112} = -r_{22}, r_{113} = r_{13} \\ &= -n_o^4 (-r_{22} E_y + r_{13} E_z) \end{aligned}$$

Hier ist n_o der ordentliche Brechungsindex und $E_{y,z}$ die Komponenten des elektrischen Feldes in y- bzw. z-Richtung. Der gesamte Tensor $\Delta\varepsilon$ für LiNbO_3 lautet dann

$$\Delta\varepsilon = -n^4 \begin{pmatrix} -r_{22} E_y + r_{13} E_z & -r_{22} E_x & r_{51} E_x \\ -r_{22} E_x & r_{22} E_y + r_{13} E_z & r_{51} E_y \\ r_{51} E_x & r_{51} E_y & r_{33} E_z \end{pmatrix}$$

Hier ist n entweder der ordentliche oder außerordentliche Brechungsindex, bzw. für die Außerdiagonalelemente das geometrische Mittel aus beiden.

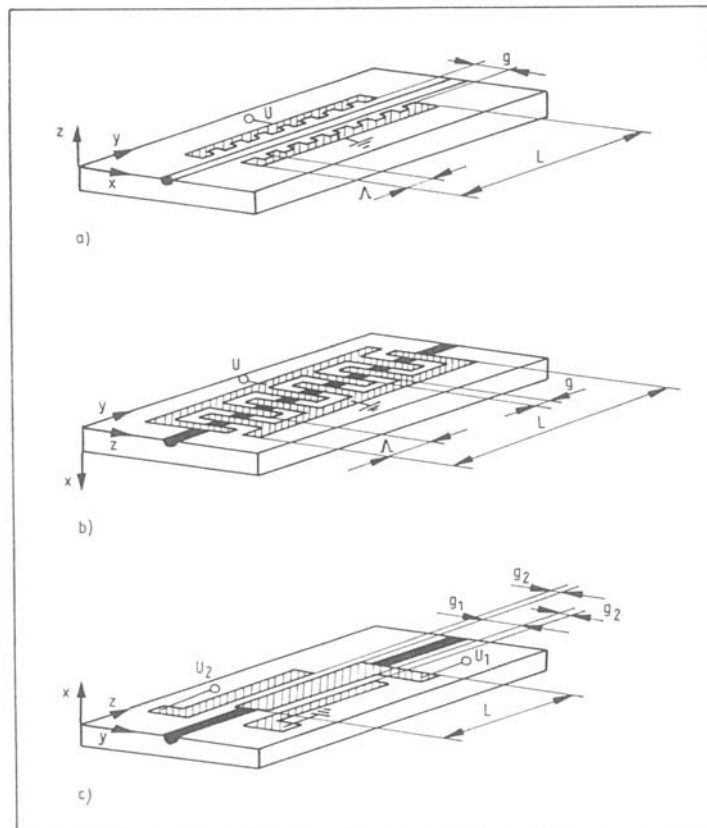


Abbildung 7.37.
 TE-TM-Modenkonvertertypen in LiNbO_3
 a) und b) Phasenanpassung mit Interdigitalelektroden;
 c) Phasenanpassung über r_{22}

In dem Beispiel b) der obigen Abbildung mit verschiedenen Konzepten für TE/TM-Modenkonverter in LiNbO₃ erzeugen Interdigitalelektroden über die angelegte Spannung U ein räumlich modulierte elektrisches Feld in x -Richtung. Eine Kopplung der TE- und TM-Moden erfolgt über den Koeffizienten r_{51} des elektrooptischen Tensors

$$\Delta \varepsilon_{13} = -n_o^2 n_e^2 r_{51} E_x$$

Für den Kopplungskoeffizienten $\kappa = -i\tilde{\kappa}$ erhält man dann

$$\tilde{\kappa} = \frac{k_0^2}{4\omega\mu_0} \left(-n^4 r_{51} \frac{U}{g} \right) \left(-\frac{2\omega\mu_0}{nk_0} \right) \Gamma = \frac{\pi}{\lambda} n^3 r_{51} \frac{U}{g} \Gamma$$

Hier stellt die erste Klammer den elektrooptischen Effekt dar und die zweite Klammer enthält den Vorfaktor aus der Orthogonalitätsrelation der TE- und TM-Moden. Der Überlappfaktor Γ mit $\Gamma \leq 1$ berücksichtigt den Überlapp der Felderverteilungen der TE- und TM-Mode mit dem elektrischen Feld. Hierbei wird insbesondere berücksichtigt, dass das elektrische Feld im Allgemeinen nicht über den gesamten Wellenleiterquerschnitt homogen sein wird. Weiter ist zu beachten, dass für dünne koplanare Elektroden das elektrische Feld näherungsweise (wenn der Elektrodenabstand g groß ist gegen die Wellenleiterdicke d) den Wert $E = U / \pi g$ annimmt.

Über die Interdigitalelektroden mit der Gitterperiode Λ und dem Gittervektor $K = 2\pi / \Lambda$ ist eine Phasenanpassung des Konverters möglich. Hierzu muss die Bragg-Bedingung erfüllt werden:

$$|\kappa_{TM} - \kappa_{TE} + \beta_{TM} - \beta_{TE}| = K$$

Für die Zahlenwerte $L_{opt} = 6$ mm, $\Lambda = 7$ μ m, die Wellenlänge $\lambda = 632.8$ nm und einen Überlappfaktor $\Gamma = 0.16$ (dieser enthält unter anderem den Faktor $1/\pi$ aus der Größe des E -Feldes) bekommt man einen Konversionsgrad von größer 99 %.

7.5.2 Polarisationsfilter

Für die Realisierung von Polarisationsfiltern gibt es zwei prinzipielle Möglichkeiten. Zum einen ist dies eine Dämpfung der unerwünschten Polarisation durch absorbierende Schichten. Zum anderen kann die Aufhebung der Wellenleitereigenschaften genutzt werden.

Eine dünne Metallbeschichtung auf der Oberfläche eines Wellenleiters (Superstrat) führt zur Anregung einer Oberflächenplasmawelle. Hierdurch wird insbesondere die TM₀-Mode als oberflächennahe Welle geführt, wobei ein nicht unerheblicher Teil des elektrischen Feldes in der Metallschicht verläuft. Hierdurch kommt es aufgrund der hohen elektrischen Leitfähigkeit zu einer starken Dämpfung der TM₀-Mode, während die TE-Moden kaum beeinflusst werden. Für einen LiNbO₃:Ti-Wellenleiter erhält man experimentell einen Dämpfungskoeffizienten von $\alpha_{TM} = 100$ dB/cm, während α_{TE} nicht messbar erhöht wird.

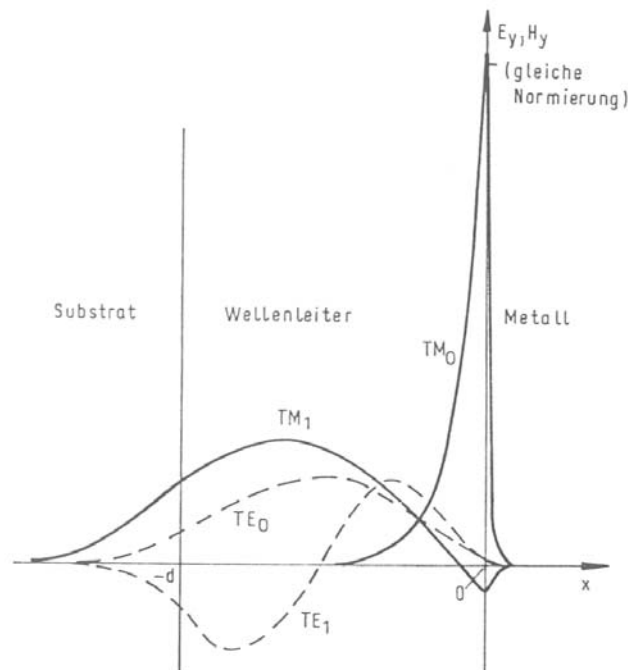


Abbildung 3.5.
 Feldverteilung im asymmetrischen Wellenleiter mit Metallsuperstrat ($d = 2,7\mu\text{m}$, $\lambda_0 = 0,85\mu\text{m}$, Glaswellenleiter $n_1 = 1,5$, $n_2 = 1,52$, Silbersuperstrat)

In LiNbO_3 ist durch eine Kombination von Titaneindiffusion und Protonenaustausch eine Aufhebung der Wellenleitung für ordentlich polarisierte Moden möglich:

Ti-Diffusion	$\Delta n_e > 0, \Delta n_o > 0$	
		$\Rightarrow \Delta n_e > 0, \Delta n_o \approx 0$
Protonenaustausch	$\Delta n_e > 0, \Delta n_o < 0$	

Für LiNbO_3 -Wellenleiter mit z -Schnitt erhält man experimentell die Werte $\alpha_{TM} > 200 \text{ dB/cm}$ und $\alpha_{TE} \approx 1.5 \text{ dB/cm}$.

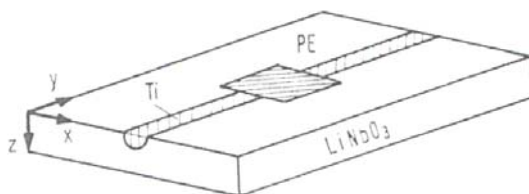


Abbildung 7.43.
 Polarisationsfilter in LiNbO_3 zur TE-Unterdrückung

7.6 Wellenleitergitter

Zwei Moden eines Wellenleiters mit den Ausbreitungskonstanten β_l und β_m können über eine gitterförmige Störung des Wellenleiters miteinander gekoppelt werden

$$\beta_l - \beta_m = m |\vec{k}| \quad , \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Hier ist \vec{k} der Gittervektor mit $|\vec{k}| = 2\pi/\Lambda$ mit der Gitterkonstante Λ .

Man unterscheidet dicke und dünne Gitter, wobei für dicke Gitter der Länge L die Beziehung

$$\frac{\lambda L}{\Lambda^2} \gg 1$$

erfüllt sein muss. Man spricht in diesem Fall von Bragg-Beugung am Gitter. Eine gitterförmige Modulation der Ausbreitungseigenschaften kann auf verschiedene Arten erreicht werden. Zum einen kann die Wellenleiterdicke Δd moduliert werden, z.B. durch Anätzen der Oberfläche. Zum anderen kann der Brechungsindex Δn moduliert sein, was sich durch Elektronenstrahl-schreiben in geeigneten Materialien, UV-Belichtung von Germanium-dotierten Gläsern oder in photorefraktiven Materialien erzielen lässt. Eine weitere Möglichkeit stellt die Modulation der Absorption $\Delta\alpha$ dar, wie sie in photochromen Materialien erreicht werden kann.

Als Beispiel wird ein Reflexionsgitter mit einer Brechzahlvariation Δn betrachtet, wie man es in photorefraktiven LiNbO₃-Streifenwellenleitern realisieren kann. Für die Größe der Beugungseffizienz, d.h. den Beugungswirkungsgrad als Verhältnis aus abgebeugter und gesamter einfallender Leistung bzw. Intensität, gilt die allgemeine Kogelnik-Gleichung in der Form

$$\eta(\lambda) = \left(1 + \frac{1 - \chi^2 / \Phi^2}{\sinh^2(\Phi \sqrt{1 - \chi^2 / \Phi^2})} \right)$$

$$\Phi = \frac{\pi \Delta n L}{\lambda} \quad , \quad \chi = \frac{(\lambda - \lambda_0) \pi L}{\lambda_0 \Lambda}$$

Hier ist λ_0 die Zentralwellenlänge, für die die Beugung am Gitter maximal ist. Für den Fall der exakten Wellenlängenanpassung $\lambda = \lambda_0$ erhält man die vereinfachte Beziehung

$$\eta(\lambda = \lambda_0) = \tanh^2 \left(\frac{\pi \Delta n L}{\lambda} \right)$$

Für große Brechzahlamplituden Δn oder große Gitterlängen L geht der Beugungswirkungsgrad gegen eins.

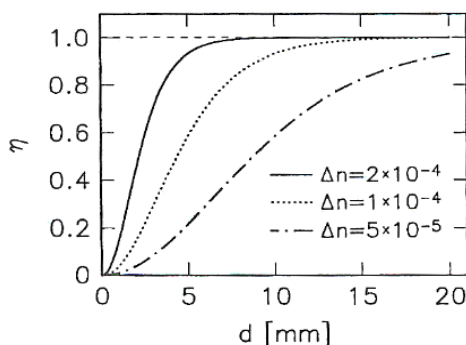


Abb. 2.12: Beugungswirkungsgrad η eines elementaren Reflexionshologramms als Funktion der Gitterlänge d , gezeigt für drei unterschiedliche Brechungsindexmodulationen Δn .

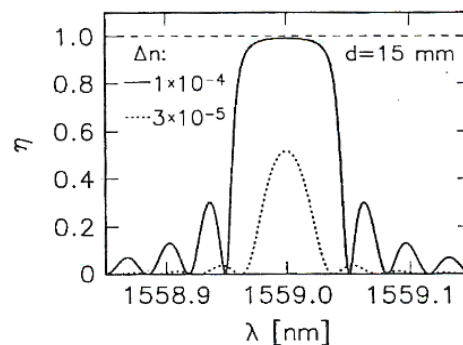
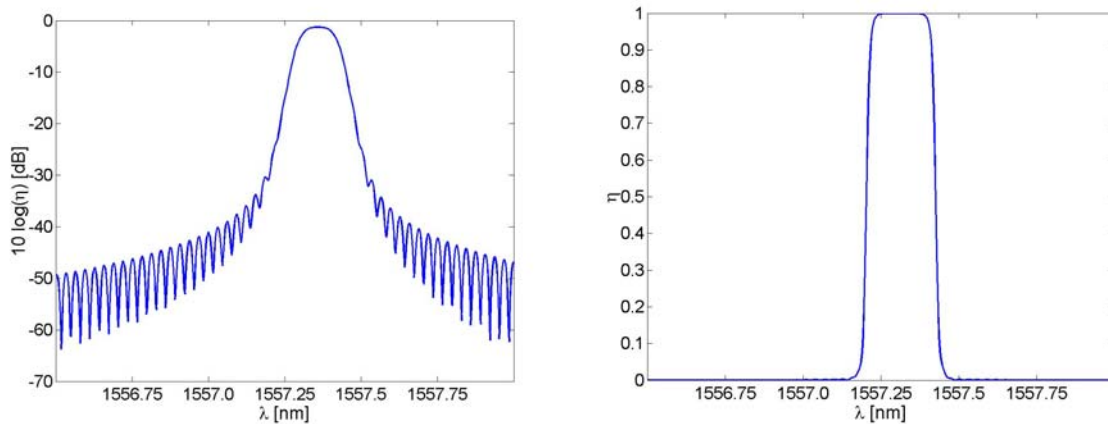


Abb. 2.13: Beugungswirkungsgrad η eines 15 mm langen elementaren Reflexionshologramms als Funktion der Auslesewellenlänge λ , gezeigt für zwei unterschiedliche Brechungsindexmodulationen Δn .

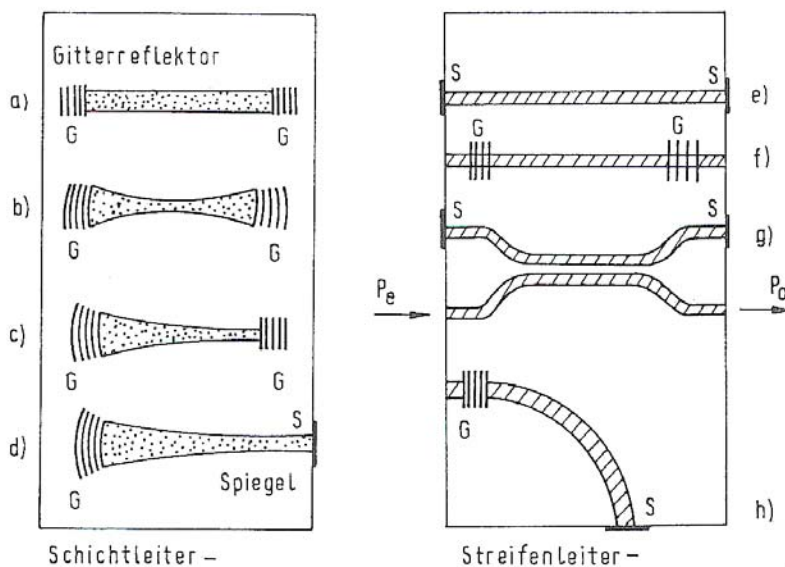
Für den Einsatz solcher schmalbandiger Filter in der optischen Nachrichtentechnik (Wellenlängendemultiplexer) sind die für $\lambda \neq \lambda_0$ auftretenden Seitenbanden für Wellenlängen unerwünscht. Abhilfe kann hier durch Gitter mit variabler Gitterperiode $\Lambda(x)$ („Chirp“) sowie durch eine räumlich veränderliche Brechzahlamplitude $\Delta n(x)$ („Apodising“) geschaffen werden. Durch eine Kombination beider Methoden können nahezu rechteckige Filterkurven mit starker Unterdrückung der Seitenbanden erzielt werden.



Optimierte Filterkurven für Gitter mit Chirp und Apodisierung in logarithmischer (links) und linearer Darstellung (rechts).

7.7 Resonatoren

Integriert-optische Resonatoren finden ihre Anwendung als Wellenlängenfilter, für Laser und Spektralanalysatoren sowie als optische Sensoren. Der Aufbau des Resonators erfolgt dabei analog zur Volumenoptik mit der zusätzlichen Bedingung, dass das Licht im Resonator eine Wellenleitermode sein muss. Eine grundsätzliche Unterscheidung findet zwischen Resonatoren in planaren Wellenleitern und solchen in Streifenwellenleitern statt. Im ersten Fall sind zusätzliche fokussierende Elemente notwendig, wie sie z.B. in Form von gekrümmten Reflexionsgittern realisiert werden können. Weiter ist für das Resonatordesign die aus der Volumenoptik bekannte Stabilitätsbedingung zu erfüllen.



Resonatorvarianten

Abbildung 7.63.
Wellenleiterresonatoren

In Streifenwellenleitern lassen sich relativ einfach Fabry-Perot-Resonatoren herstellen, indem die polierten Endflächen mit einer metallischen oder dielektrischen Schicht verspiegelt werden. Für einen geraden Wellenleiter der Länge L mit den Spiegelreflektivitäten $R_1 = R_2 = R$, der Dämpfung α und der Wellenzahl β der geführten Mode erhält man die bekannte Transmissionsfunktion

$$\frac{P_a}{P_e} = \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 \exp(-2\alpha L) - 2R \exp(-\alpha L) \cos(2\beta L)}$$

Der Resonator ist in Resonanz, wenn die folgende Bedingung für Phasenkonsistenz bei einem vollen Umfang erfüllt ist

$$2L \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} = m 2\pi \quad , \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

$$L = \frac{m\lambda}{2n_{eff}}$$

Eine Anwendung eines solchen Resonators ist ein in LiNbO_3 integrierter Laser für die Wellenlänge $1.55 \mu\text{m}$. Solche Laser sind von großem Interesse, da sich in diesem Material hervorragende Modulatoren realisieren lassen. Hierzu benutzt man einen durch Titaneindiffusion hergestellten Streifenwellenleiter in Erbium-dotiertem LiNbO_3 . Erbium besitzt eine breite Absorptionsbande bei 1480 nm und kann daher mit preisgünstigen Laserdioden in diesem Wellenlängenbereich optisch gepumpt werden. Hierfür muss mindestens einer der Resonatorspiegel für 1480 nm transparent sein, aber eine hohe Reflektivität für die Laserlinie besitzen. Die Emissionslinien von $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ für den Laserbetrieb liegen im Bereich von 1.53 bis $1.64 \mu\text{m}$. Zur Abstimmung der Resonatorwellenlänge können koplanare Elektroden als Phasenmodulator verwendet werden. Es ist sowohl ein kontinuierlicher als auch gepulster Betrieb solcher Laser möglich.

