

## 4 Lichtein- und Auskopplung

Die Anwendung integriert-optischer Komponenten hängt entscheidend von der effektiven und kostengünstigen Ein- und Auskopplung von Licht ab. Das einzukoppelnde bzw. das ausgekoppelte Licht kann hierbei eine sich frei ausbreitende Welle oder das in einem Streifenwellenleiter (z.B. Halbleiterlaser) oder einer Glasfaser geführte Licht sein. Es sollen hier die drei gängigsten Verfahren beschrieben werden: die Stirnflächenkopplung, die Prismenkopplung und die Gitterkopplung.

### 4.1 Stirnflächenkopplung

Bei diesem Verfahren wird Licht über die polierte Stirnfläche des Wellenleiters eingekoppelt, wobei die Methode sowohl für planare als auch für Streifenwellenleiter anwendbar ist. Entscheidend für die Stärke der Koppelleffizienz  $\eta_k$  ist der räumliche Überlapp des eingestrahlichten Lichtfeldes  $U_e$  mit der Feldverteilung  $U_w$  des Wellenleiters. Die Größe von  $\eta_k$  ist dann gegeben durch das Überlappintegral

$$\eta_k = \frac{\left| \iint U_e(x, y) U_w^*(x, y) dx dy \right|^2}{\iint |U_e(x, y)|^2 dx dy \iint |U_w(x, y)|^2 dx dy}$$

Für identische Feldverteilungen  $U_e$  und  $U_w$  ist das Überlappintegral gerade gleich Eins. Zusätzlich zum Überlapp der Felder sind noch Reflexionsverluste an den Grenzschichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes (Fresnel-Reflexionen) zu berücksichtigen.

Prinzipiell lassen sich durch angepasste Felder und mit Antireflexionsbeschichtungen Gesamteffizienzen von nahezu 100 % erreichen. Aufgrund von Fertigungstoleranzen und nicht optimaler Justage werden praktisch aber nur Werte von 60 - 80 % erreicht.

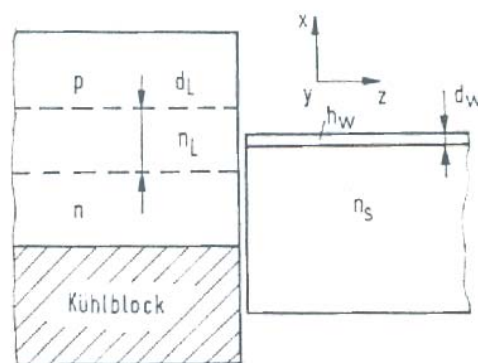


Abbildung 4.2.  
Stoßkopplung

Als Beispiel soll die direkte Kopplung eines Halbleiterlasers an einen planaren Wellenleiter betrachtet werden. Die Feldverteilungen des Lasers und der (geraden) Moden des Wellenleiters lauten

$$U_l = A \cos\left(\pi \frac{x}{d_l}\right)$$

$$U_w = B \cos\left((m+1) \pi \frac{x}{d_w}\right), \quad m = 0, 2, 4, \dots$$

Die Reflexionsverluste ergeben sich aus den Fresnel-Formeln für senkrechten Lichteinfall zu

$$T = 1 - R = \frac{4n_l n_w}{(n_l + n_w)^2}$$

Die gesamte Koppel-effizienz ist dann

$$\eta_{ges} = \eta_K T = \frac{64}{\pi^2} \frac{n_l n_w}{(n_l + n_w)^2} \frac{d_w}{d_l} \cos^2 \left( \frac{\pi d_w}{2 d_l} \right) \frac{1}{(m+1)^2 \left( 1 - (m+1)^{-2} \left( \frac{d_w}{d_l} \right)^2 \right)^2}$$

Im Fall einer optimalen Kopplung, d.h. für gleiche Wellenleiterdicke  $d_l = d_w$ , wird nur die Fundamentalmode ( $m = 0$ ) angeregt. Höhere Moden  $m = 2, 4, \dots$  verschwinden in diesem Fall und die Koppel-effizienz wird nur durch die Fresnel-Reflexion begrenzt.

Bisher wurde davon ausgegangen, dass die beiden Wellenleiterbereiche nahtlos ineinander übergehen. In der Praxis hat man jedoch meist einen dünnen Luftspalt zwischen Laser und Wellenleiter vorliegen. Dieser Spalt stellt einerseits einen Fabry-Perot-Resonator dar. Bei Änderung der Dicke des Spaltes oder z.B. einer Veränderung der Wellenlänge kann es so zu unerwünschten Intensitätsschwankungen kommen. Andererseits ist unmittelbar klar, dass durch einen Spalt mit der Breite  $z' > 0$  auch die Koppel-effizienz erniedrigt wird.

Nimmt man für die zweidimensionalen Lichtverteilungen des Lasers und des anzukoppelnden Wellenleiters Gauß-Funktionen an

$$U_l = A \exp\left(- (x^2 + y^2) / w_l^2\right)$$

$$U_w = B \exp\left(- (x^2 + y^2) / w_w^2\right)$$

wobei  $w_l$  und  $w_w$  die Strahlradien sind, bei denen die Feldamplitude auf  $1/e$  abgefallen ist, und berücksichtigt die Ausbreitung Gaußscher Strahlen,

$$w(z) = w_{l,w} \left( 1 + \left( \frac{\lambda z'}{\pi w_{l,w}^2} \right)^2 \right)^{1/2}$$

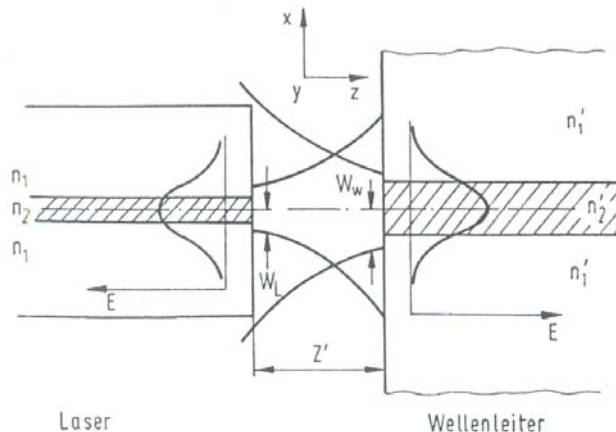


Abbildung 4.4.  
Ankopplung an  
Monomodewellenleiter

so lautet das Überlappintegral

$$\eta_K = 2 \left( \frac{w_l}{w_w} + \frac{w_w}{w_l} \right)^{-1} \left( 1 + \left( \frac{\lambda z'}{\pi (w_l^2 + w_w^2)} \right)^2 \right)^{-1/2}$$

Bei fast allen Streifenwellenleitern ist die Feldausdehnung entlang der beiden transversalen Achsen  $x$  und  $y$  durch die Herstellung bedingt nicht gleich. Eine allgemeine, aber immer noch gaußförmige Feldverteilung lautet dann

$$U_w = B \exp \left( -x^2 / w_x^2 - y^2 / w_y^2 \right)$$

mit dem Überlappintegral

$$\eta_K = 4 \left( \frac{w_l}{w_x} + \frac{w_x}{w_l} \right)^{-1} \left( \frac{w_l}{w_y} + \frac{w_y}{w_l} \right)^{-1}$$

Der den Abstand  $z'$  beschreibende Term wurde hier der Kürze halber weggelassen. Um eine weitere Annäherung an die realen Verhältnisse zu bekommen, muss die Feldverteilung des Wellenleiters genauer betrachtet werden und z.B. die unterschiedliche Abnahme des Feldes im Substrat und in der Deckschicht berücksichtigt werden.

Die experimentelle Realisierung der Stirnflächenkopplung hängt von verschiedenen Faktoren ab. Zum einen muss die Endflächenpolitur nahezu perfekt sein, um nennenswerte Streuverluste weitgehend zu vermeiden. Zum anderen ist es wichtig, den Justageaufwand aus Kostengründen möglichst gering zu halten. Dieser Aufwand steigt insbesondere dann, wenn gleichzeitig z.B. mehrere Fasern an eine integriert-optische Komponente angekoppelt werden müssen. Eine Lösung bieten hier V-förmige Ätzgräben ('V-grooves'), wie man sie z.B. in Silizium herstellen kann. In solchen Ätzgräben können mehrere Fasern mit genau definiertem Abstand eingeklebt werden und dann nach der Justage in einem Schritt an den Wellenleiter angeklebt werden.

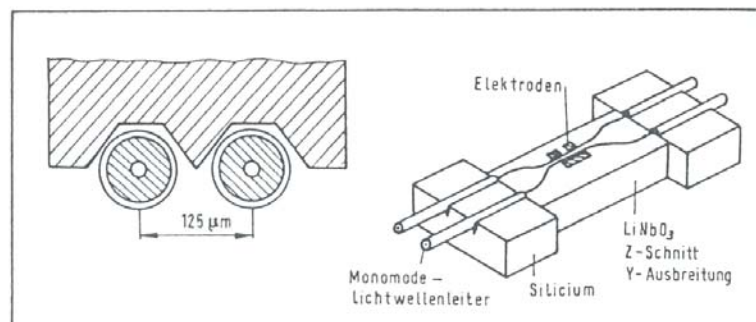


Abbildung 4.8.  
 Kopplung von zwei Lichtwellenleitern über V-Gräben in Silizium  
 an einen Richtkoppler

In anderen Materialien wie z.B. in  $\text{LiNbO}_3$  lassen sich ebenfalls Ätzgruben herstellen. Die Präzision und Qualität des Verfahrens ist allerdings deutlich geringer als für das Halbleitermaterial Silizium.

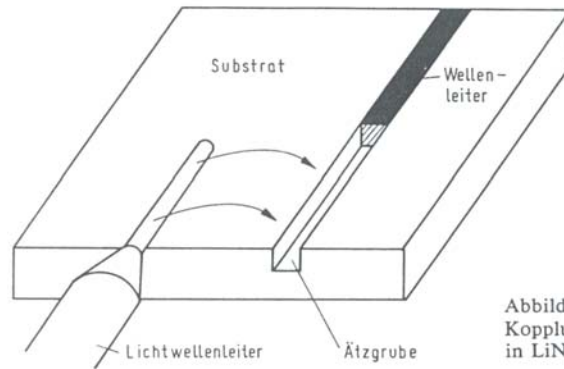


Abbildung 4.9.  
Kopplung über Ätzzruben  
in LiNbO<sub>3</sub>

## 4.2 Prismenkopplung

Für manche Anwendungen ist die einfache Einkopplung von Licht über die Endfläche nicht ohne weiteres möglich. So ist z.B. bei Polymeren eine Politur der Kanten aufgrund des relativ weichen Materials nur eingeschränkt möglich. Für manche Untersuchungen, etwa im wissenschaftlichen Bereich, möchte man zudem selektiv einzelne Moden eines mehrmodigen Wellenleiters anregen, um Wellenleitereigenschaften modenabhängig untersuchen zu können.

Eine Einkopplung von Licht über die obere Grenzfläche des Wellenleiters ist mit einem hoch brechenden Prisma möglich. Bedingung hierfür ist, dass der Brechungsindex des Prismas höher ist als der des Wellenleiters. Der physikalische Effekt ist hierbei das optische Tunneln des Lichtes durch einen dünnen Luftspalt zwischen Prismengrundfläche und der Wellenleiteroberseite. In diesem Luftspalt müssen die evaneszenten Felder der Lichtwelle im Prisma und der im Wellenleiter geführten Mode teilweise überlappen. Eine Skizze der Geometrie ist in der folgenden Abbildung dargestellt.

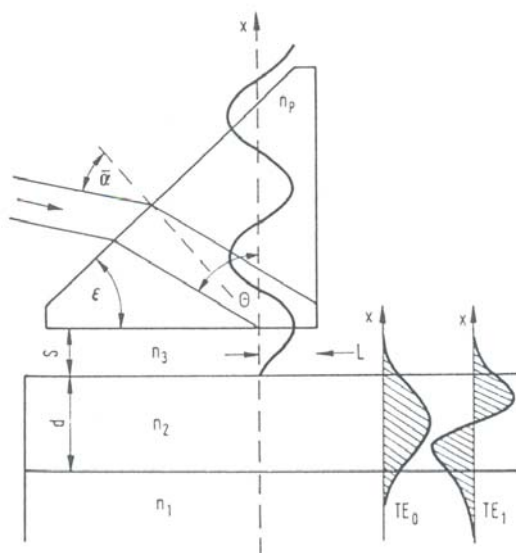


Abbildung 4.10.  
Schema der Prismeneinkopplung

Im Prisma fällt das Licht unter dem Winkel  $\Theta$  auf die untere Grenzfläche ( $x = 0$ ), wo es totalreflektiert wird. Dabei entsteht außerhalb der Grenzschicht ( $x < 0$ ), also im Luftspalt der Dicke  $s$ , die bekannte quergedämpfte Welle  $E_3$  mit der Amplitude  $E_{0,3}$  und der Eindringtiefe  $w$

$$E_3 = E_{0,3} \exp(i(\omega t - \beta_p z)) \exp(wx)$$

$$w = \sqrt{\beta_p^2 - k_0^2 n_3^2}$$

Hier ist  $\beta_p = k_0 n_p \sin \Theta$  die transversale Ausbreitungskonstante (d.h. entlang der  $z$ -Richtung) des Lichts im Prisma mit dem Brechungsindex  $n_p$ . Neben dem Überlapp der Lichtfelder muss außerdem die transversale Phasenangepasbedingung zwischen evaneszenter Welle des Prismas und der geführten Mode mit der Ausbreitungskonstante  $\beta_m$  erfüllt sein:

$$\beta_p = \frac{2\pi}{\lambda} n_p \sin \Theta = \beta_m = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff,m}$$

Die Größe der Ausbreitungskonstante  $\beta_p$  im Prisma ist über den Winkel  $\alpha$  einstellbar, unter dem das Licht auf das Prisma trifft. Ist  $\varepsilon$  der Innenwinkel des Prismas, so folgt für die effektiven Brechungsindizes der angeregten Moden die Beziehung

$$n_{eff} = n_p \sin \left( \varepsilon + \arcsin \left( \frac{1}{n_p} \sin \alpha \right) \right)$$

Hierbei wurde für den Brechungsindex im Luftspalt  $n_3 = 1$  gesetzt. Mit dieser Gleichung hat man im Experiment die Möglichkeit, aus den gemessenen Einkoppelwinkeln  $\alpha_m$  die effektiven Modenindizes  $n_{eff,m}$  zu bestimmen.

Ist die transversale Phasenangepasbedingung erfüllt, so kommt es zu einer Störung der Totalreflexion. In dem aus dem Prisma heraus reflektierten Licht macht sich eine deutliche Intensitätsabnahme bemerkbar, gleichzeitig koppelt Licht in den Wellenleiter und regt die betreffende Mode an. Umgekehrt wird eine sich im Wellenleiter ausbreitende Mode bei Aufdrücken eines Prismas gedämpft; Licht koppelt also aus dem Wellenleiter aus.

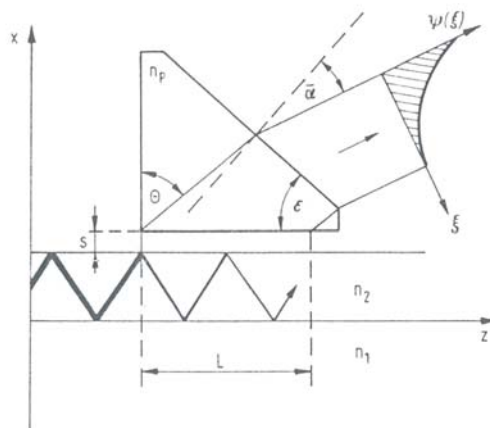


Abbildung 4.11.  
Prismenauskopplung

Im Gegensatz zur Einkopplung kann der Auskoppelwirkungsgrad, genügend lange Koppellängen vorausgesetzt, nahezu vollständig sein. Es kommt dann zu einer exponentiellen Abnahme der ausgekoppelten Lichtintensität mit der Koppellänge  $L$ . Bei der Einkopplung sind die Verhältnisse etwas anders. Hier kann das in den Wellenleiter eingekoppelte Licht nach einer Reflexion im Wellenleiter an der Oberfläche mit einer gewissen Effizienz sofort wieder auskoppeln. Es ist daher wichtig, eine optimale Koppellänge zu wählen. Zudem arbeitet man bei der Einkopplung üblicherweise mit gaußförmigen Strahlenbündeln, welche sich deutlich von dem bei der Auskopplung erhaltenen Intensitätsprofil unterscheidet.

Aufgrund der Reziprozität des Strahlenganges sind daher für Gaußsche Strahlen niedrigere Koppeleffizienzen zu erwarten; man erhält so maximale Effizienzen von etwa 80 % für die Einkopplung. Eine Steigerung dieses Wertes ist aber möglich, wenn man zu getaperten Luftspalten übergeht, bei denen sich also über die Koppellänge die Dicke  $s$  des Luftspaltes ändert und damit lokal die Koppeleffizienz variiert wird. Entsprechende Rechnungen mit optimiertem (linearem) Taperbereich ergeben hier Zahlenwerte bis 96 % für die Einkopplung.

### 4.3 Gitterkoppler

Die Einkopplung von Licht über an der Wellenleiteroberfläche befindliche Gitterstrukturen (allg.: periodische Störungen) ist seit langem bekannt und theoretisch gut erforscht. Diese Möglichkeit der Kopplung bietet überdies den Vorteil, gleichzeitig auch eine Strahlformung über geeignet geformte Gitter zu erreichen, etwa in Kombination mit einer Fresnel-Linse. Hierdurch ist z.B. eine Lichtauskopplung und gleichzeitige Fokussierung des Lichts auf einen Punkt, wie man es für optische Tastköpfe benötigt, möglich. Für die Herstellung solcher Oberflächenstrukturen können Elektronenlithographie, Holographie oder auch Ätzverfahren benutzt werden.

Wie auch bei der Prismenkopplung muss wieder die transversale Phasenanpassung zwischen einzukoppelnder Welle und geführter Mode erfüllt werden. Hierzu soll eine unter dem Winkel  $\Theta_e$  zur Wellenleiternormale einfallende Welle betrachtet werden, die an einem Gitter auf der Wellenleiteroberfläche so gebeugt wird, dass sie unter dem Winkel  $\Theta$  im Wellenleiter verläuft. Der Gangunterschied benachbarter Teilwellen muss dann ein Vielfaches  $m$  der Wellenlänge  $\lambda$  betragen:

$$n_2 \Delta_2 - n_3 \Delta_3 = m \lambda$$

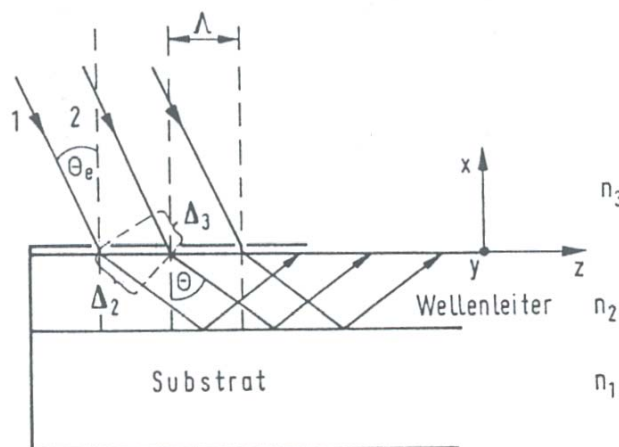


Abbildung 4.13.  
Gittereinkopplung

Drückt man die Gangunterschiede durch die Gitterkonstante  $\Lambda$ , die Komponente der Wellenzahl der einfallenden Welle in Ausbreitungsrichtung,  $\beta_e = k_0 n_3 \sin \Theta_e$ , und die Ausbreitungskonstante  $\beta_w = k_0 n_2 \sin \Theta = k_0 n_{eff}$  der Mode aus, so folgt

$$\beta_e = \beta_w + m K$$

Für den Gittervektor gilt  $K = 2\pi/\Lambda$ . Beugung einer im Wellenleiter geführte Mode ist unter verschiedenen Beugungsordnungen möglich: Ist eine der Bedingungen  $\beta_m < n_1 k_0$  oder  $\beta_m < n_3 k_0$  erfüllt, so erfolgt Beugung ins Substrat (Brechzahl  $n_1$ ) oder ins Superstrat bzw. Luft (Brechzahl  $n_3$ ). Aus der folgenden Abbildung erhält man so für die Abstrahlrichtungen der Beugungsordnungen -1 und -2 in Luft (Index 3) und ins Substrat (Index 1)

$$n_1 k_0 \sin \Theta_m^1 = \beta_w + m K$$

$$n_3 k_0 \sin \Theta_m^3 = \beta_w + m K$$

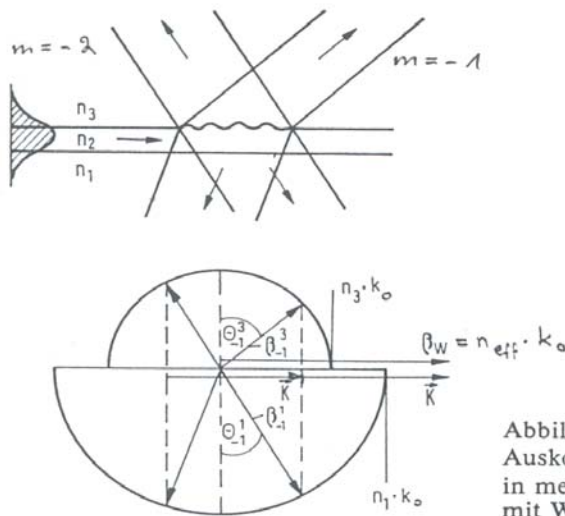


Abbildung 4.14.  
 Auskopplung über ein Gitter  
 in mehrere Ordnungen  
 mit Wellenzahlendiagramm

Durch geeignete Wahl des Gittervektors  $\vec{K}$  bzw. der Gitterperiode  $\Lambda$  ist es möglich, die Beugung auf eine einzige Beugungsordnung ins Substrat zu beschränken. Die Bedingung hierfür lautet  $K > \beta_w$  und  $n_1 k_0 > |K - \beta_w| > n_3 k_0$ . Die Leistung einer vorwärts laufenden Mode wird dann unter einem Beugungswinkel größer  $90^\circ$  als erste Beugungsordnung ( $m = -1$ ) vollständig ins Substrat gebeugt. Wie schon bei der Prismenkopplung behandelt, muss man für eine optimierte Einkoppeleffizienz aufgrund des Reziprozitätsprinzips wieder eine angepasste Intensitätsverteilung wählen, d.h. die Feldverteilung des einfallenden Lichtbündels muss möglichst gut der Feldverteilung entsprechen, die man bei der Auskopplung einer geführten Mode erhalten würde.

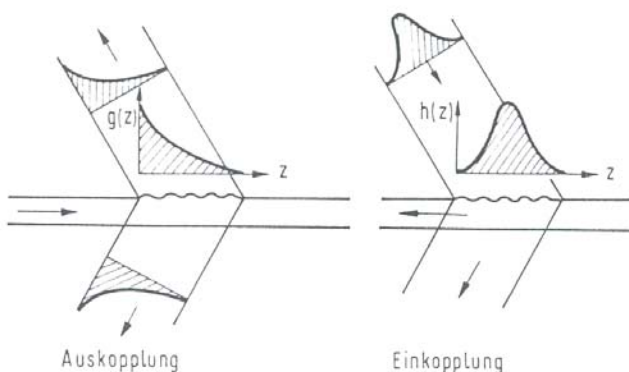


Abbildung 4.15.  
 Intensitätsprofil in den  
 ausgekoppelten Bündeln