

6 Materialien und Herstellungsmethoden

Weitgehend unabhängig von der konkreten Anwendung eines bestimmten integriert-optischen Bauelements gibt es eine Reihe von allgemeinen Anforderungen an die verwendeten Materialien. Diese sind unter anderem:

Eine hohe Transparenz im Wellenlängenbereich von 0.4 bis 1.6 μm , wobei eine Volumendämpfung von typischerweise $D < 0.01$ dB/cm zu fordern ist.

Praktikable Möglichkeiten zur Wellenleitererzeugung mit Brechzahlerhöhungen von $\Delta n < 0.1$ z.B. durch Epitaxie, Ionenaustausch, Diffusion oder Implantation. Vielfach sind Brechzahlerhöhungen im Bereich von 0.01 von Vorteil, da sie eine höhere Reproduzierbarkeit erlauben und durch schwache Führung Streuverluste an Oberflächendefekten verringern.

Strukturierbarkeit der Schichten zur Streifenwellenleiterherstellung z.B. durch Nass- oder Ionenstrahlätzen

Geringe Dämpfung der Wellenleiter mit Werten $D < 0.1$ dB/cm. Hier spielen insbesondere die großen lateralen Ausdehnungen von oft einigen cm eine entscheidende Rolle.

Geringe Volumen- und Grenzflächenstreuung, die ansonsten zu einem Überkoppeln von Signalen auf benachbarte Wellenleiterkanäle führen kann. Eine typische Anforderung ist eine Übersprechdämpfung von besser 30 dB.

Zur Realisierung von aktiven Komponenten benötigt man große nichtlineare Koeffizienten z.B. für den elektrooptischen, akustooptischen oder magnetooptischen Effekt.

Für eine monolithische Integration auf einem gemeinsamen Substrat ist die Integrationsfähigkeit von elektronischen (z.B. Verstärker) und optoelektronischen (z.B. Laser, Photodiode) Komponenten erforderlich.

Aus Kostengründen ist eine einfache Verbindung mit Glasfasern zu fordern, insbesondere für den Einsatz als Massenprodukt.

Beständigkeit von Bauelementen gegen mechanische und Umwelteinflüsse.

Für die Strukturierung sind die großen Unterschiede bei den transversalen Abmessungen von wenigen μm und den lateralen Ausdehnungen der Komponenten von einigen cm von Bedeutung. Man hat es also mit großen Substratabmessungen zu tun, welche mit hoher Präzision strukturiert werden müssen. Weiterhin müssen zur Vermeidung von signifikanten Streuverlusten bei Rippenwellenleitern die seitlichen Begrenzungsflächen sehr glatt sein mit maximalen Rauhtiefen von einigen zehn nm. Eine Rauhtiefe von $\lambda/10$ führt hier in der Regel schon zu Dämpfungen von typisch 1 dB/cm.

Der Entwurf von Bauelementen erfolgt mit üblichen CAD-Verfahren. Strahlausbreitungsrechnungen (BPM, Beam Propagation Method) erlauben eine numerische Simulation der Komponenten. Hierbei nutzt man aus, dass sich das Brechzahlprofil in Ausbreitungsrichtung nur schwach ändert. Bei Kenntnis der Lichtverteilung am Ort z wird mit Hilfe von Störungsrechnung die Lichtverteilung am Ort $z + dz$ berechnet, wobei die Brechzahländerung als Sprung berücksichtigt wird. Die Vorgehensweise besteht in einer Fourier-Transformation des Feldes am Ort z , Anwendung eines Ausbreitungspropagators auf die Fourier-Transformierte, Rücktransformation des Feldes und die Multiplikation mit einem Linsenterm, welcher die Wirkung einer mittleren Brechzahl $\langle n \rangle$ im Ausbreitungsintervall dz berücksichtigt.

Die Umsetzung der berechneten Struktur erfolgt mit Hilfe von Chrom-Glas-Masken, die durch Elektronenstrahlolithographie oder direktes Laserbelichten mit typischen Auflösungen von 0.1 μm bzw. 1 μm hergestellt werden können. Die Strukturübertragung auf das Substrat kann anschließend durch das direkte Kontaktkopierverfahren, bei dem die Maske auf dem Photolack aufliegt, oder durch (meist verkleinerte) Abbildung der Maske auf die lichtempfindliche Schicht geschehen.

In den folgenden Abschnitten wird eine grobe Einteilung der für die Herstellung von integriert-optischen Komponenten in Frage kommenden Materialien wie Gläser, (Verbindungs-) Halbleiter, dielektrische Kristalle oder Polymere erfolgen. Hierbei stehen die zur Verfügung stehenden Herstellungsmethoden im Vordergrund.

6.1 Glasfasern

Die Herstellung von optischen Glasfasern erfolgt mit Hilfe von Glasrohlingen, die mit dem gewünschten Brechzahlprofil hergestellt werden, aber gegenüber der späteren Glasfaser deutlich größere transversale Dimensionen (Radien) aufweisen. Durch Erwärmen der makroskopischen Rohlinge auf die Erweichungstemperatur des Glasmaterials und gleichzeitiges definiertes Ziehen in lateraler Richtung verjüngt sich der Durchmesser auf den gewünschten Kern- und Mantelradius.

Die Dispersion in Glasfasern führt zur zeitlichen Verbreiterung optischer Pulse. Verantwortlich hierfür sind neben wellenlängenabhängigen Effekten auch die Geometrie bzw. das Brechzahlprofil der Wellenleiter. Es wird unterschieden zwischen der Materialdispersion und der Wellenleiterdispersion, die zusammen die chromatische Dispersion ergeben. Während die Materialdispersion ihre Ursache in der Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl hat, rührt die Wellenleiterdispersion von der Abhängigkeit der Wellenzahl β des Wellenleiters vom Verlauf des Brechzahlprofils, d.h. insbesondere von den unterschiedlichen Brechzahlen im Kern- und Mantelbereich, her. Als weitere Dispersionskomponente hat man noch die Polarisationsmodendispersion (PMD) zu berücksichtigen, die ihre Ursache in den unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten verschiedener Polarisationen der Wellenleitermoden hat. In Multimodefasern kommt noch die Modendispersion hinzu. Verschiedene Moden eines Wellenleiters besitzen unterschiedliche Ausbreitungskonstanten. Wird ein optisches Signal (z.B. ein Lichtpuls) in eine Glasfaser eingekoppelt, so werden viele dieser erlaubten transversalen Moden angeregt. Durch die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten kommt es daher aufgrund der Modendispersion ebenfalls zu einer Pulsverbreiterung. Für die optische Nachrichtentechnik benutzt man daher wegen der großen Ausbreitungsstrecken fast ausschließlich Monomodefasern.

Der Brechzahlverlauf eines optischen Materials wird häufig durch die vorhandenen elektronischen und molekularen Resonanzfrequenzen bestimmt. Formal benutzt man zur Beschreibung meist die so genannte Sellmeier-Formel mit drei Resonanzwellenlängen, die in einem begrenzten Wellenlängenintervall eine hinreichend genaue Näherung des Brechzahlverlaufes erlaubt:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^3 A_i \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}$$

Hier liegen die drei Resonanzen bei den Wellenlängen λ_i und A_i sind die zugehörigen Oszillatorstärken. Diese sechs Parameter werden auch als Sellmeier-Koeffizienten bezeichnet.

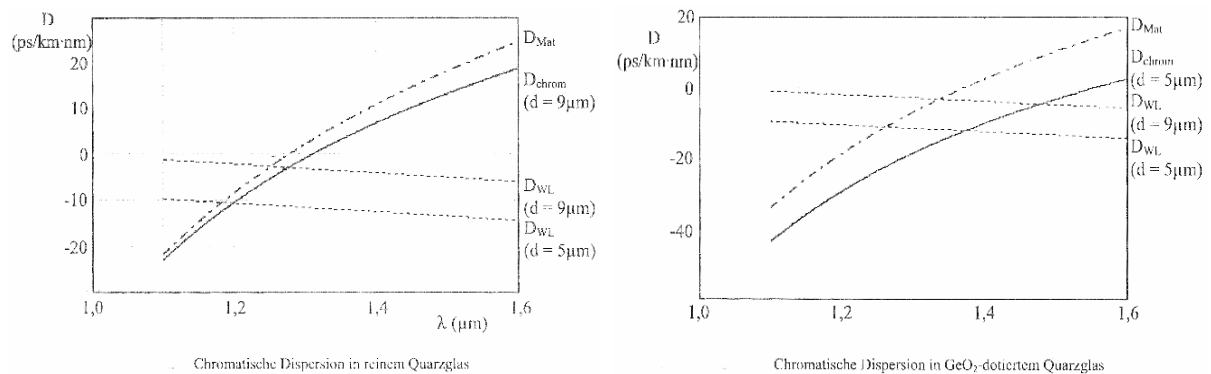
Die Ausbreitungsgeschwindigkeit bzw. Gruppengeschwindigkeit von Lichtpulsen in Materie wird durch die Gruppenbrechzahl n_g bestimmt. Diese erhält man aus dem Brechzahlverlauf und der Anwendung der Sellmeier-Formel

$$n_g(\lambda) = n - \frac{dn}{d\lambda} = \sqrt{\sum_{i=1}^3 A_i \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}} + \lambda \left(1 + \sum_{i=1}^3 A_i \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \right)^{-1/2} \sum_{i=1}^3 A_i \frac{\lambda \lambda_i^2}{(\lambda^2 - \lambda_i^2)^2}$$

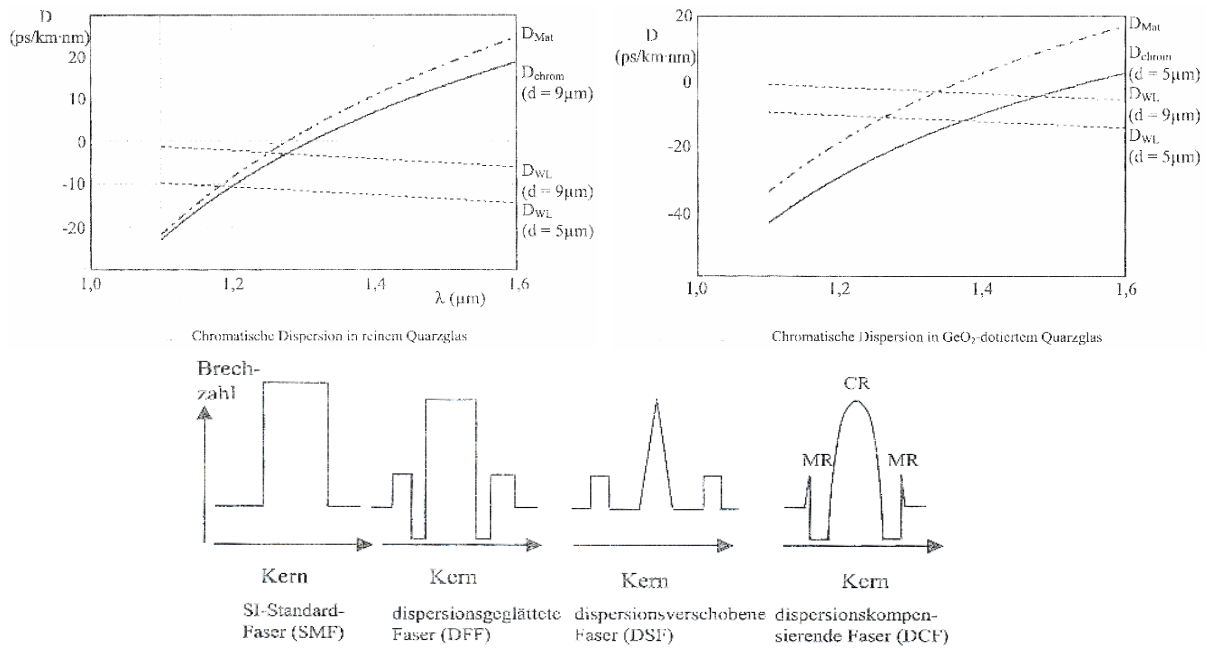
Für die Gruppenlaufzeit t_g eines Lichtpulses und der Ausbreitungsstrecke L gilt $t_g = n_g(\lambda) L/c$. Der Dispersionsparameter D beschreibt die Gruppenlaufzeitverzögerung dt_g eines optischen Pulses pro Wellenlängenintervall $d\lambda$ und Wellenleiterlänge L ; als gebräuchliche Einheit wird ps/(nm·km) verwendet. Für die Materialdispersion D_m gilt demnach

$$D_m = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} = \frac{1}{c} \frac{dn_g}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$$

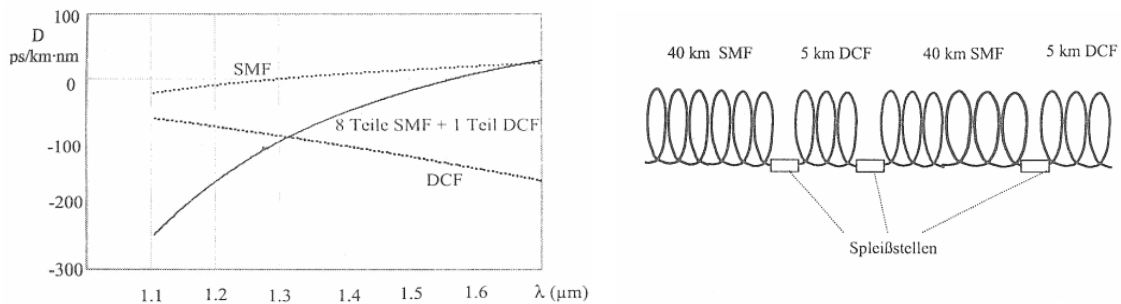
Insbesondere bei Monomodewellenleitern breitet sich ein Teil der Strahlung im Mantelbereich des Wellenleiters aus, der gegenüber dem Kern einen geringeren Brechungsindex besitzt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist daher im Kern geringer, so dass es hierüber zu einer Pulsverbreiterung kommt. Dieser Effekt wird durch die Wellenleiterdispersion D_w beschrieben. In die Berechnung gehen das exakte Brechzahlprofil sowie die Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes von Mantel- und Kernbereich ein. Mit zunehmendem Kerndurchmesser geht die Wellenleiterdispersion zurück, da der Anteil der im Mantel geführten Strahlung hierdurch ebenfalls verringert wird.



Die gesamte chromatische Dispersion D_c eines Wellenleiters ist die Summe aus Material- und Wellenleiterdispersion: $D_c = D_m + D_w$. Da die Vorzeichen von Materialdispersion und Wellenleiterdispersion verschieden sind, bietet dies die Möglichkeit, Glasfasern mit chromatischer Dispersion Null für bestimmte Wellenlängen herzustellen. Mit dem vorgegebenen Material SiO₂ und einer Wellenlänge von 1.3 μm im zweiten optischen Fenster gelangt man so zu einem idealen Kerndurchmesser einer dispersionsfreien Monomodefaser von ca. 9 μm. Im dritten optischen Fenster bei 1.55 μm werden zur Erzeugung dispersionsfreier Monomodefasern 13% des SiO₂-Materials durch GeO₂ ersetzt; das Dispersionsminimum erhält man so für Kerndurchmesser von etwa 5 μm. Eine weitere Kenngröße optischer Glasfasern ist neben der chromatischen Dispersion selbst der Anstieg der Dispersion mit der Wellenlänge (engl.: dispersion slope) mit der Einheit ps/((nm)²·km).

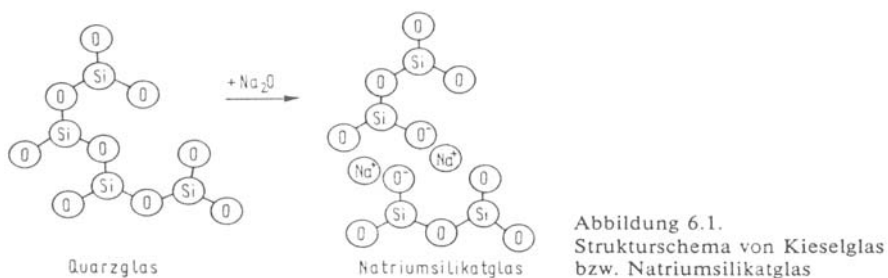


Für Anwendungen ist wichtig, Dispersionseigenschaften gezielt einstellen zu können. Beispiele sind dispersionsverschobene Glasfasern, bei denen der Nulldurchgang der Dispersion bei größeren Wellenlängen liegt (DSF, dispersion shifted fiber), dispersionsgeglättete Glasfasern mit geringer „dispersion slope“ (DFF, dispersion flated fiber) oder Glasfasern mit hoher negativer Dispersion (DCF, dispersion compensated fiber). Mit Hilfe solcher DCF-Fasern kann ein dispersionsarmes Glasfasernetz aufgebaut werden, wenn diese in Kombination mit normalen Monomodefasern (SMF) eingesetzt werden.



6.2 Ionenaustausch in Gläsern

Der Brechungsindex von Gläsern ist abhängig von ihrer Zusammensetzung. Diese Eigenschaft macht man sich beim Ionenaustausch zu nutze. Bei diesem Verfahren werden bestimmte, in der jeweiligen Glassorte enthaltene Ionen durch andere ersetzt, wobei diese Ionen eine andere Polarisierbarkeit und meist auch einen anderen Ionenradius besitzen.



Die Glasstruktur besteht aus so genannten oxidischen Netzwerkbildnern vom Typ AO_2 , A_2O_3 oder A_2O_5 mit $\text{A} = \text{Si}, \text{B}, \text{Ge}, \text{Be}, \text{P}, \text{As}, \text{Sb}, \text{V}$. Reines Quarzglas wird aus Siliziumdioxid gebildet, wobei einzelne Silizium-Sauerstoff-Tetraeder über Sauerstoffbrücken miteinander verbunden sind und die Glasstruktur aufbauen. Die hohe Stabilität von Quarzglas resultiert aus der stark kovalenten Bindung. Diese Stabilität wird jedoch durch Netzwerkmodifizierer (z.B. Na_2O , K_2O) herabgesetzt. Die positiven Alkaliionen bilden zusammen mit einfach negativem Sauerstoff eine endständige Netzwerkgruppe; dies führt zu einem Aufbrechen der Sauerstoffbrücken. Aus Quarzglas entstehen so die Natrium- bzw. Kaliumsilikatgläser.

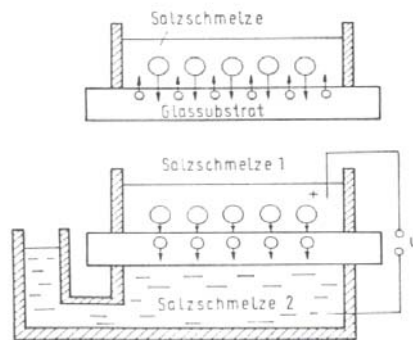


Abbildung 6.2.
 Prinzipanordnungen des thermischen
 bzw. feldgestützten Ionenaustausches

Entscheidend für den Ionenaustausch ist nun die hohe Beweglichkeit dieser Ionen im Glas. In geeigneten Salzschmelzen mit einer anderen Ionensorte können so Natrium- bzw. Kaliumionen ersetzt werden. Der Diffusionsprozess kann zudem über ein in Diffusionsrichtung anliegendes äußeres elektrisches Feld unterstützt werden, wodurch eine deutliche Verringerung der Diffusionszeiten erreicht wird. Die Salzschmelze selbst wirkt hierbei als Elektrode.

Qualitativ lässt sich die Brechzahländerung durch Ionenaustausch durch die Lorentz-Lorenz-Beziehung erklären:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} \frac{N}{V} \alpha$$

Hier ist N/V die Volumendichte der Ionensorte x mit der Polarisierbarkeit α . Ersetzt man nun N der N Ionen durch die Sorte y mit der Polarisierbarkeit α' , so erhält man für die Brechzahländerungen durch Polarisations- und Volumenänderung

$$\Delta n_\alpha = \frac{(n^2 + 2)^2}{6n} \frac{4\pi}{3} \frac{N'}{V} (\alpha' - \alpha) \quad \Delta V = 0$$

$$\Delta n_V = -\frac{(n^2 + 2)^2}{6n} \frac{4\pi}{3} \frac{N}{V^2} \alpha \Delta V \quad \alpha' = \alpha$$

Brechzahlerhöhungen sind demnach für $\alpha' > \alpha$ und für $\Delta V < 0$ zu erwarten. Es treten immer beide Effekte gemeinsam auf, auch wenn oft die beobachtete Änderung durch einen der Mechanismen dominiert wird. Aus der folgenden Tabelle ist ersichtlich, dass Natrium- und Kaliumionen eine geringe Polarisierbarkeit besitzen, Titan- und Silberionen dagegen vergleichsweise große. Die erzielbaren Brechzahländerungen betragen bis zu $\Delta n = 0.1$.

Tabelle 6.1.
 Austauschionen (mit Polarisierbarkeit α und Ionenradius), verwendete
 Salzschnmelzen, Austauschtemperaturen und erzielte Brechzahlssprünge (nach [6.15])

Ion	α in \AA^3	Ionenradius in \AA	Salzschnmelze	T_m in $^\circ\text{C}$	Δn
Na ⁺	0,41	0,95	NaNO ₃	307	–
Li ⁺	0,03	0,65	{ LiNO ₃	264	0,01
			{ Li ₂ SO ₄ /K ₂ SO ₄	524	0,015
Tl ⁺	5,2	1,49	{ TlNO ₃	206	0,1
			{ Tl ₂ SO ₄	632	0,1
Cs ⁺	3,34	1,65	CsNO ₃	414	0,03
Ag ⁺	2,4	1,26	AgNO ₃	212	0,09
Rb ⁺	1,98	1,49	RbNO ₃	310	0,015
K ⁺	1,33	1,33	KNO ₃	334	0,009

Die nächste Tabelle gibt einen Überblick über die zum Ionenaustausch benutzten Glassorten. Das weit verbreitete optische Glas BK7 besitzt z.B. eine starke Dotierung von 17 Gew.% Natriumionen. Hier ist also etwa jedes dritte Siliziumion durch Natrium ersetzt.

Tabelle 6.2.
 Gläser für Ionenaustausch (nach [6.24])

Glas	Typ	n_d	M ⁺	c(M ⁺) in Masse-%
Fensterglas	Natriumsilikat	1,51	Na ⁺	10–14
TiF ₆	Phosphat	1,62	Na ⁺ /K ⁺	23
K 8	Borosilikat	1,52	Na ⁺ /K ⁺	15
SV-2	Alumosilikat		Na ⁺ /K ⁺	13
S52-2	Alumoborosilikat		Na ⁺ /K ⁺	6
BK 7	Borosilikat	1,52	Na ⁺ /K ⁺	17
Pyrex	Borosilikat	1,47	Na ⁺	7
D 263	Borosilikat	1,52	Na ⁺ /K ⁺	13
S 8011	Silikat	1,53	Na ⁺	15
BGG 21	Borosilikat	1,463	K ⁺	

mit M⁺-Austauschion im Glas

Die Modellierung des Diffusionsprozesses ist recht komplex, da die Diffusion von der Konzentration der Fremdionen abhängt. Im einfachsten Fall erhält man für das Diffusionsprofil eine Sprungfunktion S , deren Tiefe von dem Produkt aus Driftspannung v_x für die Ionensorte x und der Diffusionszeit t abhängt:

$$\frac{c_x}{c_0} = S(v_x t - x)$$

Hier ist c/c_0 die normierte Konzentration der Ionensorte x und $v_x = \mu_x U/d$ die Driftgeschwindigkeit mit der Beweglichkeit μ_x und der an das Glassubstrat der Dicke d angelegten Spannung U .

Eine Strukturierung ist mit Hilfe von geeigneten Masken möglich, wobei das Maskenmaterial für die auszutauschenden Ionen undurchdringlich ist, z.B. eine Titanschicht für den Austausch von Silber- gegen Natriumionen.

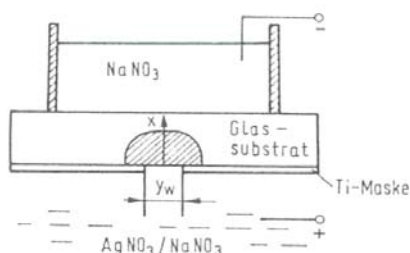


Abbildung 6.3.
 Feldgestützter Ionenaustausch durch eine Maske

Vergrabene und für die Anwendung interessante Wellenleiter mit nahezu kreisförmigem Querschnitt lassen sich durch ein zweistufiges Diffusionsverfahren herstellen. In einem ersten feldunterstützten Ionenaustausch durch eine Streifenmaske wird ein halbkreisförmiges Profil erzeugt, welches anschließend in einem zweiten Schritt ohne Ionenaustausch und nach Entfernung der Maske weiter ins Substrat eindiffundiert wird.

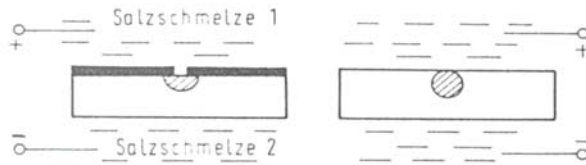


Abbildung 6.4.
Kreisförmige Brechzahlprofile durch
Zweistritt-Diffusionstechnologie

6.3 Wellenleiter in LiNbO₃

Lithiumniobat ist ein ferroelektrischer Einkristall mit einem hohen Schmelzpunkt von 1253 °C, der nach dem Czochralski-Verfahren in Durchmessern bis zu 10 cm hergestellt wird. Die Kristalle mit Ilmenit-Struktur gehören der Punktgruppe $3m$ an. Bei der Curie-Temperatur von $T_C = 1160$ °C geht LiNbO₃ in die inversionssymmetrische paraelektrische Phase über. Die Reinheit des Materials (Restverunreinigungen Fe unter 2 ppm sind möglich) sowie die optische Qualität ist ausgezeichnet. Lithiumniobat ist negativ doppelbrechend ($n_e < n_o$) und besitzt große elektrooptische, elastooptische und piezoelektrische Koeffizienten.

In LiNbO₃ kommt es insbesondere bei sichtbarem Licht und hohen Intensitäten oft zu lichtinduzierten Brechungsindexänderungen, dem so genannten photorefraktiven Effekt. Hierbei werden bei inhomogener Beleuchtung Ladungsträger aus Störstellen (z.B. Fe oder Cu) ins Leitungsband angeregt und in unbeleuchteten Bereichen wieder eingefangen. Es entsteht ein Raumladungsfeld, welches über den elektrooptischen Effekt den Brechungsindex moduliert. Vielfach ist dieser auch als „Optical Damage“ bezeichnete Effekt unerwünscht und beeinträchtigt die Eigenschaften optischer Bauelemente auf Basis von LiNbO₃. Allerdings sind photorefraktive Effekte bei den Telekommunikationswellenlängen gering und können meist vernachlässigt werden.

Aufgrund des Phasendiagramms ist nur die Züchtung von kongruenten Kristallen ohne erheblichen Mehraufwand möglich. Hierbei enthält der Kristall ein Lithiumdefizit von $[\text{Li}_2\text{O}]/([\text{Li}_2\text{O}][\text{Nb}_2\text{O}_5]) = 48.4$ mol% und dementsprechend eine größere Konzentration von Antisitedefekten, bei denen Niobatome auf Lithiumplätzen eingebaut werden. Bei Raumtemperatur entsteht so eine Mischphase aus LiNbO₃ und LiNb₃O₈, die jedoch vollständig stabil ist. Erst im Temperaturbereich von 600 bis 900 °C kommt es zu einer spürbaren Phasenseparation mit Ausbildung von LiNb₃O₈-Inseln im Material. Dieser Temperaturbereich muss daher bei Temperbehandlungen stets vermieden werden. Die Herstellung von nahezu stöchiometrischen LiNbO₃-Kristallen ist mit einem Zwei-Tiegel-Verfahren möglich, bei dem ständig Li zur Schmelze nachgeführt wird. Eine vergleichsweise einfache Alternative bietet das VTE-Verfahren (Vapor Transport Equilibrium), bei dem Kristalle in einem Lithiumniobat-Pulver mit stöchiometrischer Zusammensetzung über lange Zeiträume getempert werden. Es stellt sich hierbei ein Gleichgewicht der Kristallzusammensetzung entsprechend dem Pulver ein.

Aufgrund der hervorragenden optischen Eigenschaften und großen nichtlinearen Koeffizienten, der guten Verfügbarkeit des Materials, sowie der weit entwickelten Methoden zur Wellenleiterherstellung ist LiNbO₃ ein bevorzugtes Material für die Integrierte Optik. Im Folgenden sollen verschiedene Verfahren wie die Titaneindiffusion, der Protonenaustausch sowie die Ionenimplantation zur Erzeugung von planaren und Streifenwellenleitern in LiNbO₃ vorgestellt werden.

6.3.1 Titaneindiffusion

Die Eindiffusion von Metallionen zur Brechzahlerhöhung ist ein bevorzugtes Verfahren für die Wellenleiterherstellung in LiNbO_3 wie auch in LiTaO_3 . Hierbei nutzt man aus, dass die Illmenit-Struktur relativ locker gepackt ist und daher auch für große Metallionen relativ hohe Diffusionskonstanten möglich sind. Als Metallionen kommen unter anderem Ti, Ag, Fe, Zn oder Cu in Frage. Insbesondere Titan erlaubt hohe Brechzahländerungen, ohne dass andere wichtige Materialparameter beeinflusst werden. Die Diffusion erfolgt als Hochtemperaturpro-

zess bei typischerweise $1000\text{ }^\circ\text{C}$ und damit deutlich unterhalb der Curie-Temperatur. Die Titanionen werden auf Nb-Plätzen eingebaut, wobei die Brechzahländerung im Wesentlichen auf der hohen Polarisierbarkeit des Titanions beruht. Hinzu kommt ein geringerer Volumeneffekt. Es werden sowohl der ordentliche als auch der außerordentliche Brechungsindex erhöht.

Zur Wellenleiterherstellung werden mit einem Elektronenstrahlverdampfer dünne Titanfilme mit typischen Schichtdicken von einigen zehn Nanometern auf die gesäuberte Substratoberfläche aufgedampft. Der genaue Ablauf des nachfolgenden Diffusionsprozesses ist nicht im Detail verstanden. Bei etwa $500\text{ }^\circ\text{C}$ kommt es zu einer Oxidation des Titans zu TiO_2 . im Temperaturbereich $700 - 950\text{ }^\circ\text{C}$ bildet sich eine einkristalline $\text{Ti}_{0.65}\text{Nb}_{0.35}\text{O}_2$ -Schicht auf der Oberfläche, die bei der weiteren Diffusion bei $1000\text{ }^\circ\text{C}$ als erschöpfbare Diffusionsquelle dient. Es treten weiter unerwünschte Nebeneffekte auf, wie die Bildung einer lithiumarmen LiNb_3O_8 -Phase im Temperaturbereich $600 - 950\text{ }^\circ\text{C}$. Dieser Bereich muss daher möglichst vermieden werden. Weiter kommt es zur Ausdiffusion von Lithiumionen bei Temperaturen oberhalb $800\text{ }^\circ\text{C}$; als Folge entsteht eine dünne Oberflächenschicht mit erhöhtem Brechungsindex, häufig verbunden mit einer Beschädigung der Oberfläche. Die Ausdiffusion von Lithium und erhöhte Dämpfungswerte können weitgehend vermieden werden, wenn die Temperbehandlung durch Zugabe von Wasserdampf und einem inerten Gas (z.B. Argon) in protonenreicher Atmosphäre erfolgt. Eine Alternative ist die Temperung in einem Pulver aus LiNbO_3 , wodurch eine lithiumreiche Atmosphäre erzielt wird und die Ausdiffusion ebenfalls unterdrückt wird.

Die Eindiffusion von nicht zu dicken Titanschichten kann als Diffusion mit erschöpfbarer Quelle betrachtet werden. Das Diffusionsprofil $c_{\text{Ti}}(x)$ eines planaren Wellenleiters ist dann gaußförmig:

$$c_{\text{Ti}}(x) = c_{\text{Ti}}^0 \exp(-x^2 / \sigma^2)$$

mit der Diffusionstiefe $\sigma = \sqrt{2Dt}$, dem Diffusionskoeffizienten D und der Zeit t . Die Oberflächenkonzentration c_{Ti}^0 erhält man aus der Teilchenzahlerhaltung, wobei angenommen wird, dass kein Abdampfen des Titanfilms der Dicke δ und spezifischen Dichte ρ_{Ti} von der Oberfläche erfolgt:

$$\rho_{\text{Ti}} \delta = \int_0^\infty c_{\text{Ti}}(x) dx \quad \Leftrightarrow \quad c_{\text{Ti}}^0 = \frac{\rho_{\text{Ti}} \delta}{\sqrt{\pi Dt}}$$

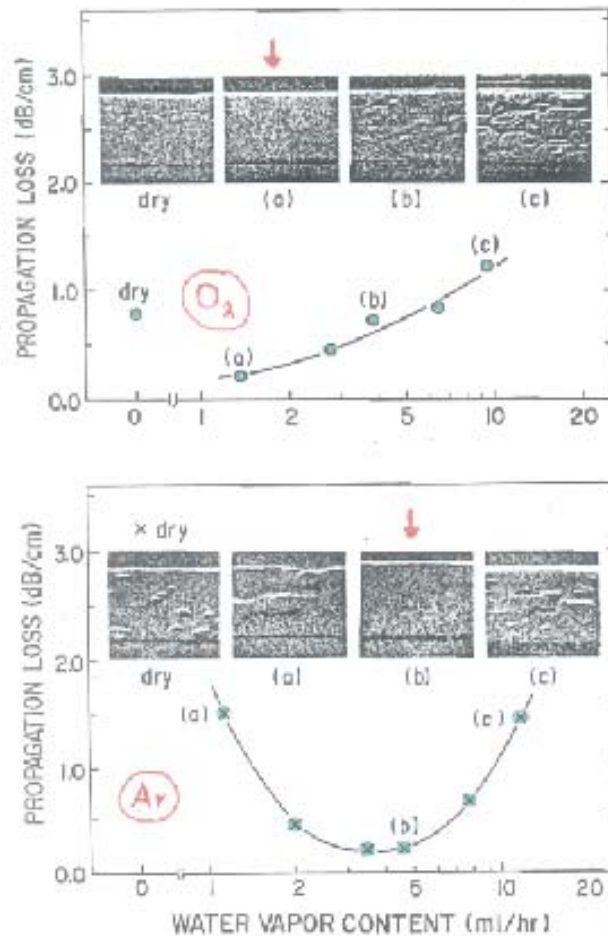


Fig. 4. Water vapor effects on the propagation loss for argon carrier gas.

Für die Herstellung von Streifenwellenleitern wird ein zuvor strukturierter Titanstreifen mit typischen Breiten von einigen Mikrometern eindiffundiert. Das zweidimensionale Diffusionsprofil ist eine Kombination aus Gauß-Profil und komplementärer Fehlerfunktion $erf(x)$:

$$c_{Ti}(x, y) = c_{Ti}^0 \exp(-x^2 / \sigma_x^2) G(y / \sigma_y, w / \sigma_y)$$

mit

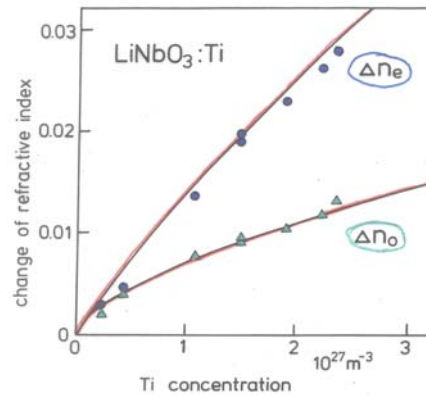
$$G = \frac{1}{2} \left(erf \left(\frac{y+w/2}{\sigma_y} \right) - erf \left(\frac{y-w/2}{\sigma_y} \right) \right)$$

Hier ist w die Streifenbreite, σ_x die senkrechte und σ_y die laterale Diffusionstiefe und c_{Ti}^0 die Oberflächenkonzentration des Titans wie beim planaren Wellenleiter mit der Diffusionskonstante $D = D_x$. Die Diffusionskonstante hängt ab von den Materialeigenschaften und ist insbesondere verschieden für kongruentes und stöchiometrisches $LiNbO_3$. Weiter sind aufgrund der Anisotropie prinzipiell Richtungsabhängigkeiten möglich. Für die Temperaturabhängigkeit gilt ein Arrhenius-Gesetz mit dem Diffusionskoeffizienten D_0 und der Aktivierungsenergie E_A

$$D = D_0 \exp(-E_A / k_B T)$$

Bei der Untersuchung der Brechzahlprofile von titandiffundierten Wellenleitern in $LiNbO_3$, z.B. mit Hilfe der Modenspektroskopie, findet man einen linearen Zusammenhang $\Delta n_e \propto c_{Ti}$

zwischen außerordentlicher Brechungsindexänderung und der Titankonzentration. Für die ordentliche Brechungsindexänderung ist der Zusammenhang leicht nichtlinear mit einer leichten Sättigung von Δn_o bei hohen Titankonzentrationen. Die maximal erzielbaren Brechzahländerungen betragen $\Delta n_e = 0.03$ und $\Delta n_o = 0.015$.



Ein Wellenleiter in LiNbO_3 mit y -Schnitt und einer Titanschichtdicke $\delta = 80$ nm, einer Diffusionszeit von $t = 42$ h bei $T = 1000$ °C ergibt einen Wellenleiter mit $\Delta n_e = 0.012$ und $\Delta n_o = 0.008$ und eine Diffusionstiefe $\sigma_{TE} = 5.1$ μm . Ein solcher Wellenleiter führt bei der Wellenlänge $\lambda = 632.8$ nm je fünf TE- und TM-Moden.

6.3.2 Protonenaustausch

Der Austausch von Lithiumionen gegen Protonen in schwachen organischen Säuren ist für die Materialien LiNbO_3 und LiTaO_3 möglich. Der Austausch erfolgt dabei in einer dünnen Schicht an der Oberfläche, die chemische Reaktion verläuft nach rechts:

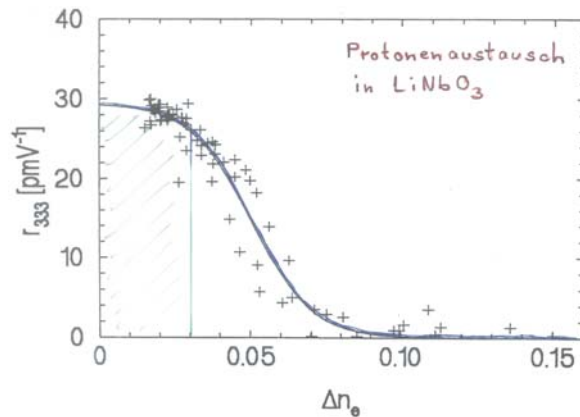


Für LiNbO_3 ist ein vollständiger Austausch möglich. In diesem Fall bildet sich HNbO_3 mit einer kubischen Symmetrie. Damit verbunden ist auch ein Verlust der nichtlinearen Eigenschaften, d.h. es verschwinden u.a. die elektrooptischen Koeffizienten. Für einen kontrollierten Austausch bis zu Werten von $x < 0.75$ werden schwache organische Säuren wie Benzoesäure ($\text{C}_6\text{H}_5\text{COOH}$) oder Phosphorsäure verwendet. Diese können abgepuffert werden, wie dies im Fall der Benzoesäure durch Zugabe einiger Mol% Lithiumbenzoat möglich ist. Hierdurch verläuft der Protonenaustausch langsamer und kann besser kontrolliert werden. Ein weiteres Problem ist das teilweise Anätzen der Kristalloberflächen von x - und y -geschnittenen Substraten. Dies tritt bei Substraten mit z -Schnitt nicht auf.

Typische Parameter für Benzoesäure sind Temperaturen von 130 – 250 °C und Austauschzeiten von 1 min bis 100 h. Die Austauschtiefen liegen bei wenigen μm ; für den Austauschprozess muss eine konzentrationsabhängige Diffusionskonstante berücksichtigt werden. Weiter hängt die Brechzahländerung nichtlinear von der Protonenkonzentration ab. Als Folge erhält man nahezu stufenförmige Brechzahlprofile, mit einer Brechzahlerhöhung für $n_e \approx 0.16$ und einer Brechzahlerniedrigung für $n_o \approx -0.05$ (Werte für Benzoesäure). Daher werden je nach Schnitttrichtung des Substrats entweder nur TE- oder nur TM-Moden geführt.

Häufig werden protonenausgetauschte Wellenleiter nachgetempert (APE-Wellenleiter, Annealed Proton Exchanged). Dies führt auf ein gaußförmiges Brechzahlprofil; der Austauschgrad geht zurück und die elektrooptischen Eigenschaften werden wieder hergestellt.

Die folgende Abbildung zeigt die Messung des elektrooptischen Koeffizienten r_{33} in einem protonenausgetauschten LiNbO₃-Wellenleiter, der sukzessive nachgetempert wurde. Man erkennt, dass unterhalb eines Austauschgrades von $x < 0.3$ (entspricht etwa $\Delta n = 0.03$) die elektrooptischen Eigenschaften nahezu vollständig wieder hergestellt werden.



Zur Herstellung von Streifenwellenleitern in LiNbO₃ durch Eindiffusion von Titan oder durch Protonenaustausch bedient man sich der Lithographie. Die folgende Abbildung gibt einen Überblick über die notwendigen Prozessschritte.

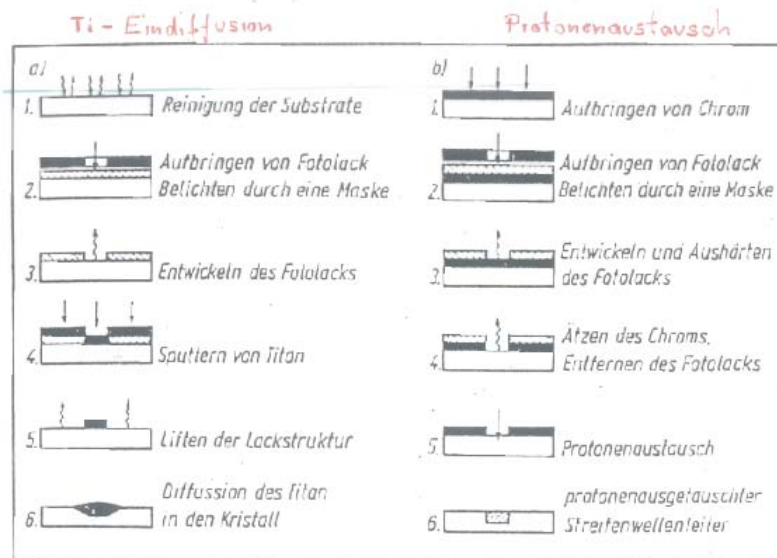


Bild 1. Herstellung von Streifenwellenleitern
 a) Titaendiffusion; b) Protonenaustausch

6.4 Wellenleiter in Halbleitern

6.4.1 III/V-Halbleiter

Die Wellenleiterherstellung in III/V-Halbleitern ist von besonderem Interesse, da hiermit die monolithische Integration von Lasern und Photodetektoren z.B. in InGaAsP möglich ist. Hierzu nutzt man aus, dass es eine Vielzahl von Kombinationen von III/V-Halbleitern gibt. Einige Grundverbindungen des Typs A_{III}-B_V sind unter anderem

Verbindung	Gitterkonstante (300K)	Brechzahl (1µm)	Koeffizient r_{41} (pm/V)
GaAs	0.565	3.3	-1.2
AlAs	0.566	2.9	
GaP	0.545	3.0	
InP	0.587	3.1	-1.4

Eine Herstellung von Wellenleitern ist durch zwei verschiedene Ansätze möglich. Dies ist zum einen das epitaktische Aufwachsen von planaren Schichten auf geeigneten Substraten, zum anderen die Änderung des Brechungsindex durch Oberflächendotierung des ansonsten homogenen Halbleitersmaterials. Für das Aufwachsen von einkristallinen Schichtstrukturen muss die Gitterkonstante der Schicht an die des Substrats angepasst werden. Hierfür ist die Vegardsche Regel für die Gitterkonstante a einer $A_{1-x}A_{2,1-x}B_{1,y}B_{2,1-y}$ -Verbindung eine gute Näherung:

$$a(x, y) = x y a_{A_1B_1} + x(1-y) a_{A_1B_2} + (1-x) y a_{A_2B_1} + (1-x)(1-y) a_{A_2B_2}$$

Als Substrate für die Epitaxie werden meist (100)-Schnitte verwendet, wobei verschiedene Verfahren wie Gasphasenepitaxie, Flüssigphasenepitaxie oder Molekularstrahlepitaxie zum Einsatz kommen:

Chemische Gasphasenepitaxie (CVD, Chemical Vapor Deposition) in offenen Systemen, wobei als Trägergase Chlor-, Hydrid- oder metallorganische Verbindungen (MOCVD, Metal Organic Chemical Vapor Deposition) benutzt werden. Man erhält relativ gute Schichten mit hoher optischer Qualität.

Flüssigphasenepitaxie (LPE, Liquid Phase Epitaxy) benutzt als Lösemittel für die $A_{III}-B_V$ -Verbindung meist eine Metallschmelze in Form der A-Komponente. Es ist eine Dotierung in der Schmelze möglich. Die hergestellten Schichten können relativ dick sein, weisen aber zum Teil eine hohe Dämpfung auf.

Bei der Molekularstrahlepitaxie (MBE, Molecular Beam Epitaxy) kondensieren einzelne Atome, welche aus Knud-Zellen verdampft werden, als einkristalline Schichten im Ultrahochvakuum (UHV, $p < 10^{-10}$ mbar). Der technologische Aufwand ist insbesondere durch die Vakuumanforderungen sehr hoch. Die Abscheideraten sind sehr niedrig und liegen typischerweise bei unter 1 µm/h. Man erhält so extrem saubere, aber dünne Schichten mit ausgezeichneten optischen Eigenschaften und niedriger Dämpfung.

Als Beispiel wird ein Schichtwellenleiter aus GaAlAs/GaAs betrachtet. Die Brechzahl von $Ga_{1-x}Al_xAs$ kann im Bereich von 2.9 bis 3.3 (Wellenlänge $\lambda = 1 \mu m$) variiert werden mit $\Delta n = -0.4 x$. Man verwendet die Verbindung GaAlAs daher als optische Isolationsschicht für einen wellenleitenden Bereich aus GaAs. Die Dicke d_i der Isolationsschicht muss hinreichend

dick gewählt werden, um ein Eindringen des Feldes der geführten Mode in das üblicherweise stark n -dotierte GaAs-Substratmaterial mit seiner hohen optischen Dämpfung zu vermeiden. Typische Werte für die Dicke des Wellenleiters sind $d_f = 1 \mu m$ sowie $d_i = 5 \mu m$. Durch das nachfolgende Ionenstrahlätzen erhält man aus der planaren Schicht einen Streifenwellenleiter.

Eine alternative Wellenleiterherstellung beruht auf der Dotierung von Oberflächenschichten. Hierbei nutzt man aus, dass die Dielektrizitätskonstante und damit auch der Brechungsindex von der Dichte N der freien Ladungsträger abhängt:

$$\Delta \epsilon \approx 2 n \Delta n \approx - \frac{N e^2}{\epsilon_0 m^* \omega^2}$$

Hier ist m^* die effektive Masse und ω die Lichtfrequenz. Eine Brechzahländerung Δn erhält man, wenn zwei Halbleiterbereiche 3 und 2 mit unterschiedlichen Ladungsträgerdichten $\Delta N_{32} = N_3 - N_2$ zusammenstoßen:

$$\Delta n = n_2 - n_3 \approx -\frac{\Delta N_{32} e^2}{2n \epsilon_0 m^* \omega^2}$$

Betrachtet man als Beispiel einen Halbleiter auf Basis von GaAs mit n -Dotierung und einer Ladungsträgerdichtedifferenz $\Delta N_{32} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, einer effektiven Masse $m^* = 0.086 m_e$ (hier geht die starke Bandkrümmung von GaAs ein), mit dem Brechungsindex $n = 3.3$ und der Wellenlänge $\lambda = 1 \mu\text{m}$, so erhält man eine Brechzahländerung $\Delta n = 0.01$. Die erforderliche Dicke d für einen Monomodewellenleiter ergibt sich aus

$$d \geq \frac{\lambda}{4\sqrt{2n\Delta n}} \approx 1 \mu\text{m}$$

Ein generelles Problem stellt die hohe optische Dämpfung insbesondere in stark dotierten Halbleiterschichten dar. Dominierender Verlustmechanismus in Halbleitern ist die Intrabandabsorption, welche direkt proportional zur Ladungsträgerkonzentration ist. Für die Absorptionskonstanten α gelten näherungsweise die folgenden Abhängigkeiten von der Dotierungskonzentration N

$$\alpha_n = 5 \times 10^{-18} N_n \text{ cm}^2 \quad \text{und} \quad \alpha_p = 1.4 \times 10^{-17} N_p \text{ cm}^2$$

Für hochreine, schwach dotierte Schichten sind Dämpfungswerte $D = 0.2 \text{ dBcm}^{-1}$ möglich.

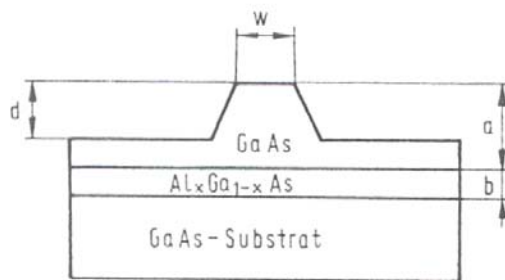


Abbildung 6.10.
 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Streifenwellenleiter

6.4.2 Wellenleiter auf Basis von Silizium

Motivation für die Wellenleiterherstellung in und auf Silizium sind die hohe Substratqualität, die Möglichkeit zur Integration von Photodetektoren sowie die weit entwickelte Ätztechnik in diesem Material. Weiter dient Silizium auch als Substrat für Schichten aus III-V-Verbindungshalbleitern.

Silizium hat eine Absorptionskante bei der Wellenlänge $\lambda = 1.1 \mu\text{m}$, so dass es z.B. für Anwendungen bei $1.55 \mu\text{m}$ interessant ist. Bei Dotierungskonzentrationen von $N < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ($T = 300 \text{ K}$) sind Dämpfungswerte unter 0.2 dB/cm erzielbar. Die Herstellung der Wellenleiter erfolgt, ähnlich wie beim GaAs, durch epitaktisches Aufwachsen von Si-

Schichten auf hoch dotiertem n -Si. Hierbei kommt es allerdings zu einer ungewollten Dämpfung des geführten Lichts durch das ins stark absorbierende Substrat hineinreichende evaneszente Feld. Abhilfe kann hier die Verwendung von Al_2O_3 -Substraten (Saphir) oder der Einbau von optischen Isolationsschichten in Form von vergrabenen SiO_2 -Schichten bringen. Diese lassen sich z.B. durch Implantation von Sauerstoff und anschließendes Ausheilen zu SiO_2 bei hohen Temperaturen erzielen.

Eine andere Möglichkeit ist die Herstellung von Wellenleitern auf Basis von SiO_2 auf dem Substratmaterial Silizium, wodurch auch die Verwendung kürzerer Wellenlängen möglich ist. Ein typischer Aufbau besteht aus fünf verschiedenen Schichten: der Luft, der wellenleitenden Schicht aus SiO_2 , einer optischen Isolationsschicht aus SION mit gegenüber SiO_2 erniedrigtem Brechungsindex, und einer optischen Pufferschicht aus SiO_2 , welche ein Eindringen des evaneszenten Feldes in die letzte Schicht, das Si-Substrat, verhindert. Die wellenleitende Schicht kann zusätzlich z.B. durch Phosphor dotiert werden, wodurch eine Brechungsindexerhöhung von $\Delta n \cong 0.005$ pro Masseprozent Phosphor erreicht wird. Hierdurch kann eine stärkere Führung der Moden erzielt werden.

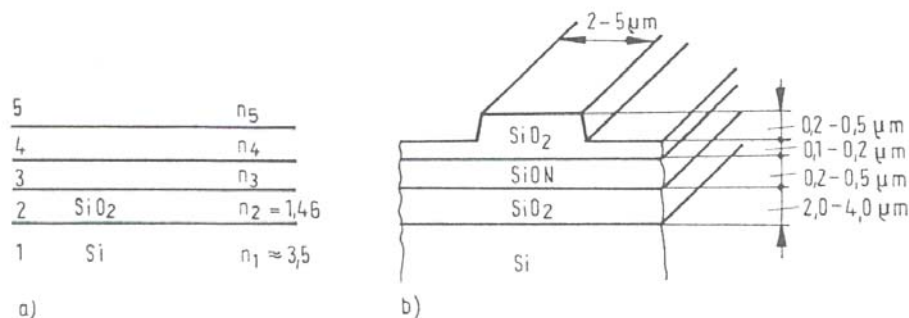


Abbildung 6.12.
 Wellenleiter auf Si. a) Schichtstruktur; b) Streifenwellenleiter

Die so hergestellten planaren Schichten können anschließend durch geeignete Ätzverfahren in Form von Rippenwellenleitern strukturiert werden.

6.5 Weitere Verfahren zur Wellenleiterherstellung

Weitere Verfahren zur Wellenleiterherstellung beruhen meist auf epitaktisch hergestellten Schichten in verschiedenen, meist oxidischen Kristallen. Hierbei kommen die bekannten epitaktischen Verfahren zum Einsatz. Ein häufiges Problem ist die Tatsache, dass fast immer nur polykristalline Schichten erzielt werden, die häufig durch Streuung an den Korngrenzen zu einer hohen Dämpfung des Lichts führen. So weisen gesputterte LiNbO_3 -Filme eine Dämpfung von einigen dB/cm auf, während gute Titan-eindiffundierte Wellenleiter auf Werte von 0.02 dB/cm kommen.

Tabelle 6.9.
 Verschiedene wellenleitende Schichten

Material	Gestalt	Herstellung	Brechzahl (633 nm)	Dämpfung in dB/cm (633 nm)	Literatur
7059 glass (Corning)	amorph	Sputtern	1,53–1,59	0,1–2	
Barium- silikat	amorph	Sputtern	1,57–1,67	1–5	
Ta ₂ O ₅	amorph	Sputtern	2,214	1	
Nb ₂ O ₅	amorph	Sputtern	2,276	1	[6.102]
ZnO	poly- kristallin	Sputtern	1,97	0,1–10	[6.105, 6.155]
ZnS	poly- kristallin	Verdampfen	2,342	5	
LiTaO ₃	poly- kristallin	Sputtern	1,95–2,08	2	
LiNbO ₃		Sputtern	$n_{TE} = 2,280\ 3$ $n_{TM} = 2,246\ 8$		[6.119]
LiNbO ₃	amorph/ poly- kristallin	Sputtern		2–6	[6.123]
LiNbO ₃	kristallin	Sputtern	$n_o = 2,32$ $n_e = 2,18$	–9	[6.121]
Si ₃ N ₄	amorph	CVD/ Sputtern	1,98	0,2	[6.102]
LiNbO ₃	poly- kristallin	MBE	2,2–2,3	16	[6.122]
SiON	amorph	CVD	1,46–1,98	5–15	[6.117]
SiON	amorph	Sputtern			[6.157]