

Optische Signalerzeugung

In diesem Kapitel werden die Grundkonzepte von Sendemodulen in optischen Übertragungssystemen vorgestellt. Ausgehend von der Beschreibung der notwendigen Funktionsblöcke in Sendemodulen werden direkte und externe Modulation vorgestellt. Als Modulatoren werden Elektro-absorptions-Modulatoren und Mach-Zehnder-Interferometer beschrieben und hinsichtlich ihrer Eigenschaften bzgl. Modulationseffizienz und Chirp betrachtet. Anschließend werden Konzepte zur Generierung von intensitätsmodulierten und phasenmodulierten Modulationsformaten vorgestellt.

1 Generierung von Signalen

Ein Sendemodul hat die Aufgabe, ein meist in elektrischer Form vorliegendes, digitales Datensignal in ein optisches Signal zu wandeln und in die Übertragungsfaser einzukoppeln. Dazu muss das digitale elektrische Datensignal in ein analoges elektrisches Signal umgewandelt werden. Dann liegt es in einer Form von diskreten Signalpegeln, aber in Pulsen mit endlichen Anstiegs- und Abfallszeiten vor, die von der Geschwindigkeit der Elektronik vorgegeben werden. Dieser Signalstrom wird anschließend in den eigentlichen elektro-optischen Wandler eingespeist, wo das optische Signal generiert wird, der in die Faser eingekoppelt wird. Wir werden uns im Folgenden hauptsächlich mit dem letzten Funktionselement beschäftigen, in dem das optische Übertragungssignal erzeugt wird. Hier wird die Information durch Modulation optischer Größen kodiert, sei es die Intensität, die Frequenz oder die Phase.

1.1 Direkte Modulation

Die direkte Modulation ist die einfachste und älteste Art der optischen Modulation. Hierbei wird die optische Signalquelle, also der Laser oder die Leuchtdiode, direkt durch Modulation des Ansteuerstroms moduliert. Bei Intensitätsmodulation wird also der Laser ein- und ausgeschaltet, indem der Ansteuerstrom ein- und ausgeschaltet wird. Diese Art der Modulation erfordert keine weiteren Bauelemente und kann kompakt aufgebaut werden, hat aber ein paar Nachteile: Laser sind nicht beliebig schnell ein- und ausschaltbar, weil in ihnen Ladungsträger durch Strom injiziert werden, die bei Rekombination Photonen, also Lichtpulse, erzeugen. Noch langsamer geht das Ausschalten vonstatten. Wenn der Strom abgeschaltet wird, muss man eine Zeit (im Bereich der Ladungsträgerlebensdauer) abwarten, bis alle angeregten Elektronen wieder in ihren Grundzustand zurückgekehrt sind. Laser weisen auch Relaxationseigenschaften auf (siehe Skript *Einführung in die optische Nachrichtentechnik*), die die Pulsformen z. T. stark verzerren können. Ein weiterer Effekt ist der sog. Chirp, der bei der direkten Modulation von Lasern auftritt: Die Modulation der optischen Intensität geht unweigerlich mit einer Phasenmodulation proportional zur Intensität einher. Dieser Zusammenhang wird durch den sog. *Henry-Faktor* oder auch *linewidth-enhancement factor* beschrieben:

$$\alpha_H = 2I \frac{\partial \varphi}{\partial I} \quad (1)$$

I beschreibt die optische Intensität, φ die Phase des Signals. Der Effekt entsteht daher, dass zur Intensitätsmodulation die Ladungsträgerdichten innerhalb des Lasers variiert werden. Der Brechungsindex

wird dadurch aber mit variiert, was zu einer Phasenmodulation führt. Dieser zusätzliche Chirp verbreitert das optische Spektrum des Signals, was die Übertragungseigenschaften empfindlich beeinflusst. Insbesondere wird das Signal sehr stärker von der Dispersion betroffen, weil dieser Effekt proportional zur Breite des optischen Spektrums wirkt.

Aus diesen Gründen wird die direkte Modulation nur für niedrige Datenraten (bis ca. 10 Gb/s) angewandt. In Netzen mit kurzen Übertragungslängen, in denen Kostenaspekte eine große Rolle spielen, wie z. B. Zugangsnetze oder lokale Netze, ist die direkte Modulation jedoch Standard.

1.2 Externe Modulation

Um zu vermeiden, dass der Laser selbst moduliert wird, kann ein externer Modulator verwendet werden. In dieser Konfiguration wird der Laser mit konstantem Strom betrieben. D. h. er sendet ein konstantes Dauerstrichsignal (engl. *continuous wave, CW*) aus, das weder intensitäts- noch phasenmoduliert ist. Dieses Signal wird dann in einen Modulator eingespeist, in dem die Modulation statt findet (siehe Abb.

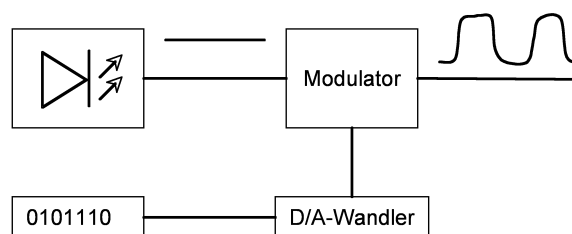


Bild 1: Prinzip der externen Modulation

1). Dieser externe Modulator generiert selbst keine optischen Signale und kann sehr schnell sein. Im Falle der Intensitätsmodulation wirkt er z. B. wie ein Schalter, der entweder das Licht durchlässt oder es abschwächt. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, extern zu modulieren. Im Folgenden wollen wir den Elektroabsorptionsmodulator und das Mach-Zehnder-Interferometer als Modulator betrachten.

1.3 Elektroabsorptionsmodulator

Der Elektroabsorptionsmodulator (EAM) wirkt wie ein steuerbarer Abschwächer. Man kann mit Hilfe eines externen elektrischen Feldes die Absorption innerhalb des EAM steuern und somit Intensität der optischen Welle modulieren (siehe Abb. 2). Die Veränderung der Absorption innerhalb des klassischen EAM beruht auf dem *Franz-Keldysh-Effekt*: Ohne äußeres elektrisches Feld tritt das Licht in den EAM ein, der aus einem Halbleitermaterial (InP) besteht, dessen Bandlücke etwas größer (ca. 60 meV) ist als die Energie der Photonen des einfallenden Lichts. Dadurch reicht die Energie der Photonen nicht aus, Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband zu heben. Die Photonen geben keine Energie ab, und das Licht tritt nahezu ungedämpft wieder aus dem EAM aus. Wenn hingegen ein äußeres elektrisches Feld auf den EAM wirkt, verkippt sich das gesamte Banddiagramm. Wenn dann ein Elektron an Punkt A um die Energie $h\nu$ angehoben wird, reicht diese zwar nicht aus, um das Elektroan an Punkt A ins

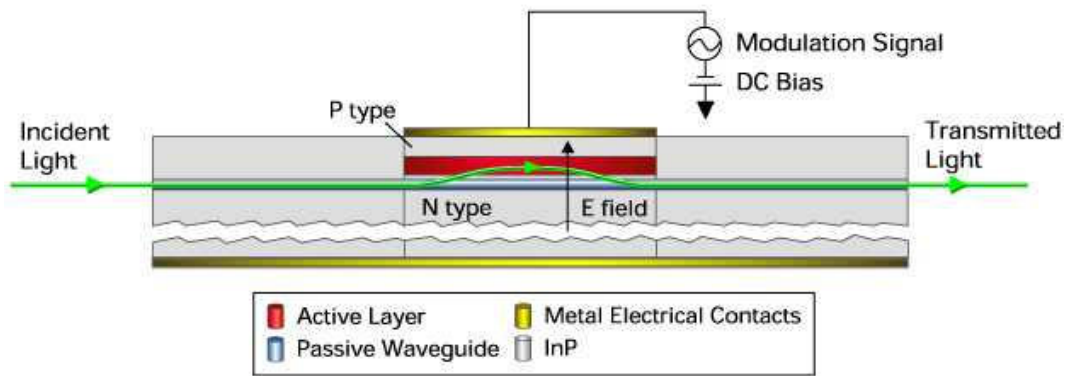


Bild 2: Aufbau und Wirkweise eines Elektroabsorptionsmodulators [1]

Leitungsband zu heben, da aber das Licht auf Grund der Unschärferelation nicht genau zu lokalisieren ist, kann das Elektron an Punkt A aus dem Valenzband und an Punkt B ins Leitungsband gehoben werden. Je größer nun das angelegte elektrische Feld ist, desto stärker ist das Bandschema verkippt, und die Punkte A und B rücken immer weiter zusammen, so dass der Prozess für das Anregen des Elektrons immer wahrscheinlicher wird. Das Gleiche gilt auch für die Löcher. Somit werden im Mittel

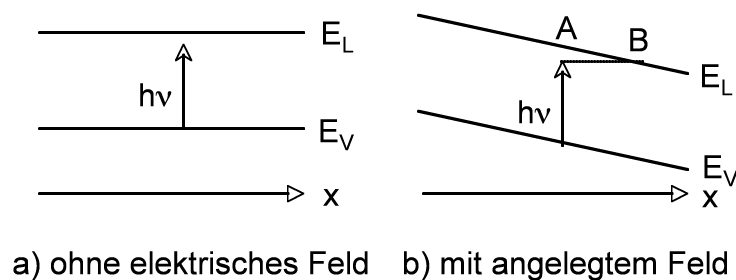


Bild 3: Franz-Keldysh-Effekt

immer mehr Photonen absorbiert, wenn man das äußere elektrische Feld und somit die Verkipfung des Bands erhöht. Wenn jedoch immer mehr Photonen absorbiert werden, entspricht das einer immer stärkeren Dämpfung entlang des EAM. Man kann also somit die Dämpfung des EAM von außen beeinflussen.

Die Transferfunktion von EAMs lässt sich recht einfach darstellen. Da man mit einem externen elektrischen Feld die Absorption steuert, lässt t sich die Transferfunktion folgendermaßen schreiben:

$$T_{EAM}(E_{ext}) = t_0 e^{-\Gamma \alpha(E_{ext})L} \tag{2}$$

Hierbei steht t_0 für die Einfügeverluste, Γ ist der Confinement-Faktor, der besagt, wie stark das optische Feld im Wellenleiter geführt wird, L beschreibt die Länge des EAM, und $\alpha(E_{ext})$ ist der Dämpfungsbelag bezogen auf die optische Leistung. Daraus lässt sich ersehen, dass die minimale Dämpfung durch t_0 bestimmt ist. Sie beeinflusst den maximalen Signalpegel, der i. A. logische Einsen

darstellt. Im Idealfall sollte der minimale Signalpegel bei 0 liegen. Für den Betrieb des EAM heißt das, dass das Argument der Exponentialfunktion möglichst große Werte unter Null annehmen sollte. Man erreicht das durch möglichst hohe Wellenführung ($\Gamma \approx 1$), große Länge und möglichst große Feldstärken. Die Feldstärke lässt sich dadurch erhöhen, dass man den Elektrodenabstand klein wählt, so dass bei gleicher angelegter Spannung das resultierende elektrische Feld möglichst groß wird: $E_{ext} = U/d$. In passiven linearen Systemen gibt es einen strengen Zusammenhang zwischen dem Real- und Imaginärteil des Brechungsindex'. Wie im Skript zur Einführung in die optische Nachrichtentechnik gezeigt, kann man den Realteil des Brechungsindex' als Einfluss auf die Phase der optischen Welle begreifen, während der Imaginärteil die Verluste des Mediums beschreibt:

$$\underline{n} = n' - jn'' \Rightarrow \beta = k_0 n', \alpha = k_0 n'', \quad (3)$$

wobei $k_0 = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl und β die Ausbreitungskonstante der Welle beschreiben. Wenn man nun die Absorption α des Materials variiert, ändert sich n'' , wodurch sich auch der Realteil des Brechungsindex' n' und somit auch β verändert. Den Zusammenhang beschreiben die *Kramers-Kronig-Beziehungen* [?]:

$$\Delta n(h\nu, E_{ext}) = \frac{hc}{2\pi^2} P \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(E, E_{ext})}{E^2 - (h\nu)^2} dE \quad (4)$$

Hier stehen c , E und P für die Lichtgeschwindigkeit, das elektrische Feld der optischen Welle und den Cauchy-Hauptwert des Integrals bei $E = h\nu$. Es soll damit nur gezeigt werden, dass mit einer Veränderung der Dämpfung automatisch eine Variation des Brechungsindex' und somit ein Chirp einhergeht. In realen Systemen können Werte von $\alpha_H < -2$ erreicht werden. In Folgenden werden wir sehen, dass man möglichst kleine Werte, evtl. sogar negative Werte, anstrebt.

1.4 Mach-Zehnder-Interferometer

Für eine andere, sehr häufig angewandte Art der Modulation nutzt man das Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) (siehe Abb. 4). Es besteht aus einem Splitter, der das ankommende Signal auf zwei Arme aufteilt. Entlang der zwei Arme erhalten die beiden optischen Wellen jeweils eine Phasendrehung. Danach interferieren beide Wellen in einem Koppler, wobei sich, je nach Phasenunterschied der beiden Wellen, konstruktive oder destruktive Interferenz einstellt. Bei diesem Modulator werden die Phasen der Signale in den Modulatorarmen gesteuert, um die Modulation zu erreichen.

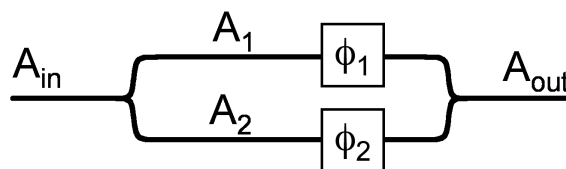


Bild 4: Mach-Zehnder-Interferometer

1.4.1 Phasensteuerung

Die Phase eines Signals dreht sich, wenn sich die optische Welle mit Ausbreitungskonstante β entlang eines Weges z ausbreitet:

$$\varphi(z) = -\beta z = -n_{eff} \frac{2\pi}{\lambda} z = -\Gamma n \frac{2\pi}{\lambda} z \quad (5)$$

Hier beschreiben n_{eff} die effektiven Brechzahl, die die optische Welle sieht, λ ist die Wellenlänge und Γ der *Confinement-Faktor*, der die Wellenführung beschreibt. Möchte man nun die Phase des Signals nach der Länge $z = L$ steuern, so muss man den Brechungsindex variieren:

$$\Delta\varphi = -\Gamma \Delta n \frac{2\pi}{\lambda} L \quad (6)$$

Für eine starke Variation muss man also für gute Wellenführung ($\Gamma \approx 1$), hohe Variation des Brechungsindex' ($\Delta n \gg 1$) und eine lange Wirkstrecke L sorgen. Da die Wellenführung begrenzt ist und man die Weglängen möglichst kurz halten möchte, benutzt man Materialien, bei denen sich der Brechungsindex gut variieren lässt.

In einigen Materialien tritt der lineare elektro-optische Effekt (auch *Pockels-Effekt*) auf: Der Brechungsindex des Materials variiert bei angelegtem, äußeren elektrischen Feld. Der Brechungsindex ist also abhängig von der elektrischen Feldstärke innerhalb des Materials. Typische Materialien mit solch einem Verhalten sind Lithiumniobat ($LiNbO_3$) und die III-V-Halbleiter, wie z. B. Galliumarsenid ($GaAs$). Um den Pockels-Effekt zu nutzen, wird ein äußeres elektrisches Feld angelegt. Das geschieht durch Anlegen einer elektrischen Spannung zwischen zwei Elektroden, die auf beiden Seiten des Wellenleiters angebracht sind und einen Abstand d von einander haben. Wie schon im Falle der EAMs ergibt sich ein elektrisches Feld $E_{ext} = U/d$. Der Brechungsindex kann dann folgendermaßen gesteuert werden:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{ij} \frac{U}{d} \quad (7)$$

Hierbei beschreiben n_0 den Brechungsindex ohne angelegte Spannung und r_{ij} den relevanten elektro-optischen Koeffizienten, der von Material, Polarisation und Elektrodendesign abhängt.

Es gibt auch Materialien, in denen elektro-optische Effekte höherer Ordnung (z. B. der quadratische *Kerr-Effekt*) auftreten, nur sind die Änderungen sehr gering. In Glas tritt der Kerr-Effekt auch auf und führt zu nichtlinearen Effekten, die i. Allgemeinen bei der Übertragung unerwünscht sind.

In Halbleitern kann man den Brechungsindex durch Variation der Ladungsträgerdichten steuern. So lassen sich bei kurzen Längen sehr starke Phasenmodulationen erreichen. Allerdings ist dieser Effekt durch die meist recht langen Ladungsträgerlebensdauern geschwindigkeitsbegrenzt.

1.4.2 Transferfunktion

Das elektrische Feld eines Pulses kann man folgendermaßen definieren:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{e} E(x, y) A(z, t) e^{j(\omega_0 t - \beta_0 z)} \quad (8)$$

Hier beschreiben $E(x, y)$ die elektrische Feldstärkeverteilung orthogonal zur Ausbreitungsrichtung, $A(z, t)$ die - sich sehr langsam verändernde - Amplitude der Einhüllenden des Pulses und β_0 die Ausbreitungskonstante bei der Zentralfrequenz ω_0 . \vec{e} ist ein Einheitsvektor, der die Polarisation des Feldes

beschreibt. Die optische Welle am Ausgang des MZI lässt sich dann über die optischen Feldamplituden A_1 und A_2 in den beiden Armen beschreiben:

$$A_{out} = \frac{A_1 e^{j\varphi_1} + A_2 e^{j\varphi_2}}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

Die beiden Phasen φ_1 und φ_2 beschreiben die Phasen der beiden optischen Wellen, wenn sie im Koppler interferieren. Da der Koppler beide Arme in gleicher Weise überlagert, werden beide Feldamplituden aus Gründen der Leistungserhaltung um $\frac{1}{\sqrt{2}}$, die Leistungen zu $\frac{1}{2}$ im Koppler überlagert. Wenn man die durchschnittliche Phase beider Wellen, $\bar{\varphi}$, aus dem Summenterm herauszieht, die Phasendifferenz $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ einführt und die Leistung der optischen Welle berechnet, ergibt sich:

$$P_{out} = A_{out} A_{out}^* = \frac{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Delta\varphi)}{2} \quad (10)$$

Die Transferfunktion ergibt sich dann zu:

$$T_{MZI} = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{P_{out}}{A_1^2 + A_2^2} = \frac{1 + b \cos(\Delta\varphi)}{2} \quad (11)$$

Hier beschreibt $b = 2A_1 A_2 / (A_1^2 + A_2^2)$ die sog. *Imbalance*, d. h. wie asymmetrisch der Splitter am Anfang des MZI die Leistung aufteilt. Unter Berücksichtigung von Gleichung 11 lässt sich das maximale Extinktionsverhältnis beschreiben:

$$ER = \frac{P_{out,max}}{P_{out,min}} = \frac{(A_1 + A_2)^2}{(A_1 - A_2)^2} = \frac{\frac{A_1}{A_2} + 1}{\frac{A_1}{A_2} - 1} \quad (12)$$

Daraus lässt sich ersehen, dass im Falle des symmetrischen Betriebs des MZI ein ideales Extinktionsverhältnis erreichbar ist, der schlechteste Fall ergibt sich, wenn die Eingangsleistung nur auf einen Arm des Modulators geschaltet wird.

1.4.3 Symmetrische Anordnung

Im Idealfall soll bei Intensitätsmodulation der Modulator alle Leistung durchschalten ($T_{MZI} = 1$) oder komplett unterdrücken ($T_{MZI} = 0$). In Gleichung 11 kann man sehen, dass nur im Falle $b = 1$ volle Modulation von Null bis Eins möglich ist. Daher versucht man i. A., das MZI symmetrisch zu betreiben. In diesem Falle lässt sich Gleichung 9 folgendermaßen umschreiben:

$$A_{out} = \frac{A_1 e^{j\varphi_1} + A_2 e^{j\varphi_2}}{\sqrt{2}} = \frac{A_{in}}{2} (e^{j\varphi_1} + e^{j\varphi_2}) \quad (13)$$

Hierbei ist davon ausgegangen worden, dass die Feldamplitude am Anfang A_{in} sich gleichmäßig auf beide Arme aufteilt. Zieht man nun die durchschnittliche Phase, φ_{av} , der Feldamplituden beider Arme aus dem Summenterm heraus und verwendet die Differenz beider Phasen $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, dann ergibt sich für die Ausgangsamplitude:

$$A_{out} = \frac{A_{in} e^{j\bar{\varphi}}}{2} (e^{j\Delta\varphi} + e^{-j\Delta\varphi}) = A_{in} e^{j\bar{\varphi}} \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (14)$$

Die Leistung beschreibt sich analog zu Gleichung 10:

$$P_{out} = A_{out} A_{out}^* = A_{in}^2 \frac{1 + \cos(\Delta\varphi)}{2} \Rightarrow T_{MZI} = \frac{1 + \cos(\Delta\varphi)}{2} \quad (15)$$

1.4.4 Einseitige Ansteuerung

Um das MZI anzusteuern, muss man einen Phasenunterschied zwischen beiden optischen Armen erzielen. Dazu kann man die Phase in einem Arm variieren und die andere Phase unverändert lassen. Die Phasendifferenz zwischen beiden Armen besteht dann aus einer festen Phasendifferenz φ_0 , die einmal fest eingestellt wird, den Arbeitspunkt bestimmt und von der Geometrie des MZI abhängt, und der Variation der Phase $\Delta\varphi_1$ in einem Arm. Daraus ergibt sich für die Transferfunktion:

$$T_{MZI}(\varphi) = \frac{1 + \cos(\Delta\varphi_1 + \varphi_0)}{2} \quad (16)$$

Um den gesamten Wertebereich des Kosinus auszunutzen, muss man $\Delta\varphi_1$ zwischen 0 und π variieren. Nutzt man dazu den Pockels-Effekt, muss man die Spannung U zwischen 0 und V_π einstellen, wobei:

$$\Delta\varphi_1(V_\pi) = \pi = \Gamma \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n(V_\pi) = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{ij} \Gamma L \frac{V_\pi}{d} \quad (17)$$

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_0^3 r_{ij}} \cdot \frac{d}{\Gamma L} \quad (18)$$

V_π ist ein wichtiger Parameter für die Beschreibung von MZIs. Unter Verwendung von V_π ergibt sich für die Feldamplitude am Ausgang:

$$\underline{A}_{out} = A_{in} e^{j\varphi} e^{j\frac{\Delta\varphi_1}{2}} \cos\left(\frac{\Delta\varphi_1 + \varphi_0}{2}\right) = A_{in} e^{j\varphi} e^{j\pi \frac{U}{V_\pi}} \cos\left(\frac{\pi \frac{U}{V_\pi} + \varphi_0}{2}\right) \quad (19)$$

$$T_{MZI}(U) = \frac{1 + \cos\left(\pi \frac{U}{V_\pi} + \varphi_0\right)}{2} \quad (20)$$

Aus den obigen beiden Gleichungen lässt sich erkennen, dass man je nach Wahl von φ_0 sowohl eine Phasen- als auch eine Intensitäts- bzw. Amplitudenmodulation erreichen kann. Wählt man z. B. $\varphi_0 = 0$ und variiert die Ansteuerspannung zwischen 0 und $V_\pi/2$ so kann man die Intensität modulieren. Aus der Betrachtung der Feldamplitude kann man jedoch auch erkennen, dass man zusätzlich zur Amplitude des Feldes auch die Phase proportional zu U moduliert. Es entsteht ein Chirp, der sich bei der Signalausbreitung entlang der Faser bemerkbar macht. Der Chirpfaktor α_H lässt sich ausgehend von Gleichung 1 umformulieren:

$$\alpha_H = 2l \frac{\partial \varphi}{\partial l} = 2A_0^2 \frac{\partial \varphi}{\partial A_0^2} = 2A_0^2 \frac{\partial \varphi}{2A_0 \partial A_0} = A_0 \frac{\partial \varphi}{\partial A_0} \frac{\partial A_0}{\partial U}, \quad (21)$$

wobei die Relation $A_0 = \sqrt{I}$ benutzt wurde. Mit diesem Ausdruck lässt sich der Chirp des einseitig angesteuerten MZI berechnen:

$$\alpha_H = -\cot\left(\frac{\pi U}{2V_\pi} + \frac{\varphi_0}{2}\right) \quad (22)$$

1.4.5 Push-Pull-Ansteuerung

Die zusätzliche Modulation der Phase und der damit einhergehende Chirp können vermieden werden, indem man das MZI in der sog. *Push-Pull-Ansteuerung* betreibt. Hierbei wird nicht nur die Phase der optischen Welle in einem Arm des MZI moduliert, sondern in beiden Armen wird die Phase invers zu einander gesteuert, d. h. wenn in einem Arm eine Phasenänderung $\Delta\varphi_1$ aufgebracht wird, erfährt der andere Arm die Phasenänderung $-\Delta\varphi_1$. Die Phasendifferenz verdoppelt sich so, die durchschnittliche

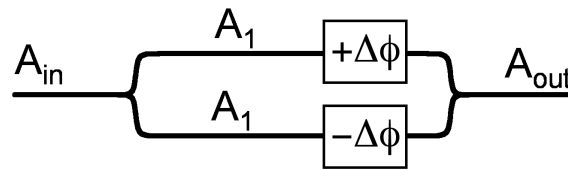


Bild 5: Mach-Zehnder-Interferometer mit *Push-Pull-Ansteuerung*

Phase hingegen bleibt konstant. Es ergeben sich somit für die Feldamplituden am Ausgang des MZI und die Leistungstransferfunktion:

$$A_{out} = A_{in} e^{j\bar{\varphi}} \cos\left(\frac{\pi \frac{2U}{V_{\pi}} + \varphi_0}{2}\right) \quad (23)$$

$$T_{MZI}(U) = \frac{1 + \cos\left(\pi \frac{2U}{V_{\pi}} + \varphi_0\right)}{2} \quad (24)$$

Es ergibt sich also kein zusätzlicher Chirp am Ausgang des MZI ($\partial\varphi/\partial U = 0$). Zusätzlich benötigt man nur die halbe Spannung $U = V_{\pi}/2$, um voll durchzuschalten. Aus diesem Grund wird häufig diese Anordnung zur Modulation genutzt.

2 Non-Return-to-Zero-Formate (NRZ-Formate)

NRZ-Formate sind intensitätsmoduliert. Sie bestehen i. A. aus keinen Pulsen, sondern schalten bei logischen Einsen und Nullen auf das jeweilige Niveau um. Wenn die zu übertragende Bitsequenz auf mehreren Einsen hinter einander besteht, bleibt das Ausgangssignal auf dem Niveau der Eins. Um so ein Verhalten zu erzeugen, muss die Bitsequenz mit einem Digital/Analog-Wandler, einem NRZ-Kodierer in ein elektrisches NRZ-Format gebracht werden. Dieses Signal steuert eine Treiberschaltung, die ein MZI in *Push-Pull-Konfiguration* steuert. Der Aufbau ist in Abb. 6 zu sehen. Da die Treiberschaltung nicht beliebig schnell schalten kann, ergeben sich im Ansteuersignal für beide Arme des MZI Flanken mit endlichen Anstiegs- und Abfallzeiten, t_r und t_f für *rise* und *fall*, die im Bereich von 25% der Bitdauer T_B liegen können. Meist wird die Schaltung durch ihre Anstiegszeit und die Bandbreite f_{3dB} der Treiberschaltung charakterisiert, die auf Grund von elektrischen Leitungen und endlich schnellen Schaltungen ein Tiefpassverhalten aufweist.

3 Return-to-Zero-Formate (RZ-Formate)

RZ-Formate sind wie NRZ-Formate intensitätsmoduliert. Im Unterschied zu ihnen werden Einsen in Form von Pulsen moduliert. D. h. die optische Intensität geht am Ende der Bitdauer immer wieder auf Null zurück. Man kann sich das so entstehende Signal als einen Ausschnitt aus einem NRZ-Signal vorstellen. Der RZ-Sender besteht daher aus zwei Teilen: Zuerst wird ein NRZ-Signal erzeugt, das darauf hin mit einem sog. *Pulse Carver* oder Pulsformer geformt oder auch aus dem Signalstrom herausgeschnitten wird (siehe Abb. 7). Das zweite MZI in Abb. 7 wird als Pulsformer betrieben. Je nach

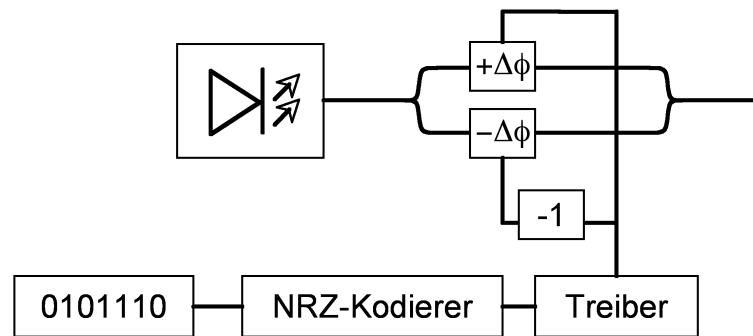


Bild 6: NRZ-Sender mit Mach-Zehnder-Interferometer als Modulator

Arbeitspunkt des MZI, laso je nach Wahl der konstanten Phasendifferenz φ_0 ergeben sich unterschiedliche Pulsformen und Tastverhältnisse (auch *Duty Cycle*). So lassen sich mit drei verschiedenen An-

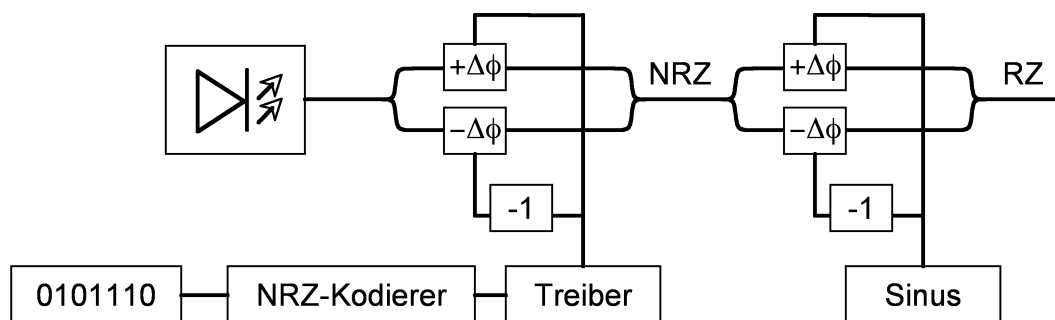


Bild 7: RZ-Sender mit Mach-Zehnder-Interferometern als Modulator und Pulsformer

steuerungen RZ-Formate mit jeweils 33 %, 50 % oder 67 % Tastverhältnis realisieren. Dabei beschreibt das Tastverhältnis die Pulsbreite als Anteil der Bitdauer. Ein RZ-33 %-Puls ist demnach mit 33 % der Bitdauer am schmalsten und wird das breiteste Spektrum ausweisen. Im Vergleich zu NRZ-Formaten sind RZ-Formate immer spektral breiter. In Abb. 8 sind die drei o. g. RZ-Formate dargestellt. Man erkennt, dass der Pulsformer bei 33 %- und 67 %-RZ-Formaten mit der halben Bitrate als Modulationsfrequenz angesteuert wird, während 50 %-RZ mit voller Bitrate angesteuert wird. Die Ansteuersignale sind so gewählt, dass sie bei $\varphi = -\pi/2$ starten, wo die Transmission des MZI bei Null liegt. Diese Phase wird jedoch auf unterschiedliche Weise erreicht: Alle drei Formate werden mit verschiedener Vorspannung betrieben. Das erkennt man am Mittelwert, um den die Modulationsspannung variiert. Die Amplitude der Modulationsspannung unterscheidet sich auch bei den Formaten sowie die Phase es Ansteuersignals. Die verschiedenen Parameter sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Während die 50 %- und 67 %-RZ-Formate immer zu den Nulldurchgängen der Transmission bei $\varphi = \pi/2$ zurückkehren, wechselt der Nulldurchgang der Transmission bei 33 %-RZ bitweise von $\pi/2$ zu $-\pi/2$. Erwähnenswert ist die Tatsache, dass beim 67 %-RZ-Format sich das Vorzeichen der Transmission der Feldamplitude

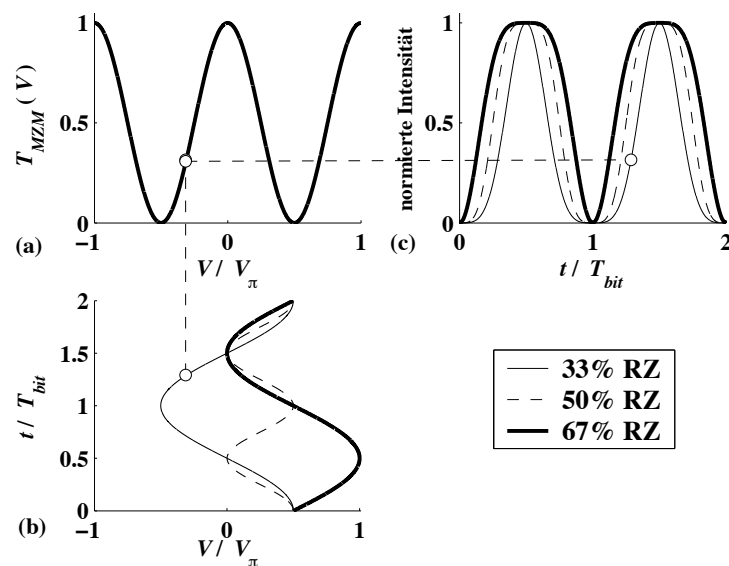


Bild 8: (a) Transmission T_{MZI} des Mach-Zehnder-Interferometers in Abhängigkeit von der normierten Spannung U/V_π , (b) Ansteuerspannung für verschiedene Tastverhältnisse, (c) resultierende Pulsformen bei verschiedenen Tastverhältnissen. Es ist ein beispielhafter Punkt in allen drei Grafen eingezeichnet, der die Methodik beschreiben soll, wie aus dem Ansteuersignal das Ausgangssignal ermittelt werden kann.

Tastverhältnis	33 %	50 %	67 %
Vorspannung	0	$V_\pi/4$	$V_\pi/2$
Amplitude	$V_\pi/2$	$V_\pi/4$	$V_\pi/2$
Frequenz	$R/2$	R	$R/2$
Phase	$\pi/2$	$\pi/2$	0

Tabelle 1: Parameter der Ansteuerspannung für einen MZ-Modulator in *Push-Pull-Konfiguration* zur Generierung verschiedener Tastverhältnisse

bitweise ändert. Bei diesem Format variiert die Phase des Signals bitweise von 0 zu π . Es handelt sich also um ein RZ-Format mit zusätzlicher Phasenmodulation. Diese Modulation führt zu einer Unterdrückung der Trägerfrequenz im Spektrum, weshalb dieses Format auch *Carrier-Suppressed RZ* oder *CS-RZ* genannt wird.

4 Differential Phase-Shift Keying (DPSK)

Wie schon oben erwähnt, kann man Mach-Zehnder-Interferometer auch zur Phasensteuerung verwenden. In DPSK-Formaten wird die Information nicht mehr durch die Intensität der optischen Welle kodiert, sondern durch ihre differentielle Phase. Es handelt sich bei diesem Format also um Phasenmodulation. Die differentielle Natur dieses Modulationsformats äußert sich darin, dass die Information nicht direkt durch die Phasenlage der optischen Welle beschrieben wird, sondern durch die Phasenänderung gegenüber dem vorherigen Bit. Eine Null wird somit kodiert, indem die Phase beibehalten wird und sich gegenüber dem letzten Bit nicht ändert. Eine Eins hingegen wird durch einen Phasensprung um π beschrieben.

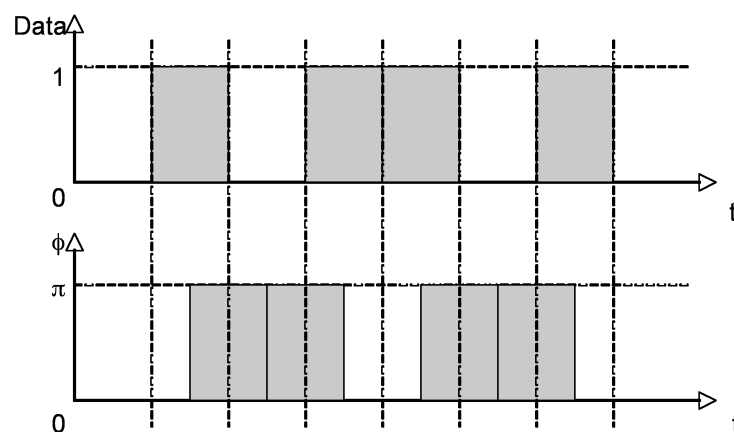


Bild 9: Kodierung einer Bitsequenz mit DPSK

4.1 Vorkodierer

Für die differentielle Kodierung des Signals muss die logische Bitfolge vorkodiert werden. Bei jeder logischen Eins muss das vorhergehende Bit invertiert werden. Dazu muss der Vorkodierer das jeweils letzte Bit speichern und mit dem aktuellen Bit vergleichen. Ist das aktuelle Bit eine Eins, wird das vorherige Bit invertiert gesendet und für das kommende Bit gespeichert. Ist das aktuelle Bit eine Null, so wird das vorherige Bit unverändert noch einmal gesendet und für das kommende Bit gespeichert. So eine Funktionalität lässt sich mit einer rückgekoppelten XOR-Verknüpfung realisieren (siehe Abb. 13). Dieses vorkodierte, logische Signal wird dann einer Treiberschaltung zugeführt, die einen Phasenmodulator steuert.

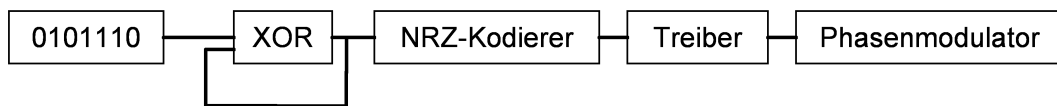


Bild 10: Vorkodierung der Bitsequenz für DPSK-Formate

4.2 Phasenmodulation

Die Modulation der Phase der optischen Welle kann zum Einen direkt über die Variation des Brechungsindex' geschehen, wie auch entlang der Arme des MZI die Phase gesteuert wird. Wie schon oben beschrieben, kann man dafür den elektro-optischen *Pockels-* oder den *Kerr-Effekt* nutzen oder auch die Änderung der Brechzahl innerhalb von Halbleitermaterialien. Zum Anderen kann man das Mach-Zehnder-Interferometer zur Phasensteuerung anwenden.

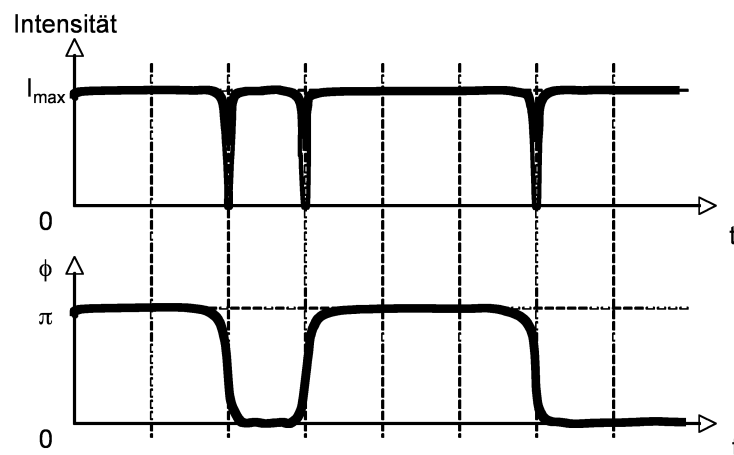


Bild 11: Intensitäts- und Phasenverlauf über die Zeit bei DPSK-Signalen. Es entstehen Phasensprünge, die Pulsformen unterscheiden sich, und es tritt Chirp innerhalb des Pulses auf.

4.2.1 Phasenmodulator

Durch direkte Variation des Brechungsindex lässt sich die Phase der optischen Welle steuern. Bei Nutzung des linearen elektro-optischen Effekts ergibt sich für die Variation der Phase wie oben beschrieben:

$$\Delta\varphi(U) = \Gamma \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n(U) = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{ij} \Gamma L \frac{U}{d} \quad (25)$$

Bei entsprechender Wahl der Ansteuerspannung U , Länge L und aller anderen Parameter kann man so die Phase des Signals steuern. Allerdings wirken sich Schwankungen der Parameter direkt, in den meisten Fällen linear proportional auf die Phase aus. Es kann schnell Phasenrauschen entstehen.

4.2.2 Mach-Zehnder-Aufbau

Aus diesem Grunde wendet man gerne ein Mach-Zehnder-Modulator (MZM) für die Phasensteuerung an. Hierbei handelt es sich wieder um ein MZI, das in *Push-Pull-Konfiguration* betrieben wird. Die Modulation der Feldamplitude am Ausgang, die auch die Phase des Signals enthält, sowie die Transferfunktion sind in Gleichungen 24 und 24 beschrieben. Wenn man den MZM ohne konstante Phasendifferenz ($\Phi_0 = 0$) betreibt und die Ansteuerspannung U zwischen 0 und V_π variiert, ergibt sich:

$$\underline{A}_{out,0} = A_{in} e^{j\bar{\varphi}} \quad (26)$$

$$\underline{A}_{out,1} = -A_{in} e^{j\bar{\varphi}} = \underline{A}_{out,0} \cdot e^{j\pi} \quad (27)$$

Eine Schwankung der Ansteuerspannung resultiert nun zwar auch in einer Variation der Phase in beiden Armen des MZM. Wegen der kosinusförmigen Transferfunktion werden jedoch kleine Schwankungen nur sehr schwach in Phasenänderungen umgesetzt. Diese Anordnung ist also recht robust.

5 RZ-DPSK

In DPSK-Signalen wird bei einer logischen Eins die Phase der optischen Welle um π umgeschaltet. Da jedoch die optische Leistung während der gesamten Bitdauer eingeschaltet bleibt, ergeben sich beim Umschalten der Phase schnelle Phasensprünge, und die momentane optische Leistung verringert sich kurzzeitig. Dadurch ist die Leistung innerhalb der Bits für Nullen und Einsen unterschiedlich, was sich bei der Übertragung der Signale über lange Faserstrecken nachteilig auswirkt. Man ist daher bestrebt, zu den Zeitpunkten, wenn die optische Phase umgeschaltet wird, keine Leistung zu schalten. Der Puls sollte zu diesen Zeitpunkten auf Null zurückgehen. Man erreicht das wie schon bei den RZ-Formaten durch einen nachgeschalteten Pulsformer, der dafür sorgt, dass innerhalb der Bitdauer Pulse aus dem Signal herausgeschnitten werden (siehe Abb. 12). Die Pulsformer, die dazu verwendet werden, sind

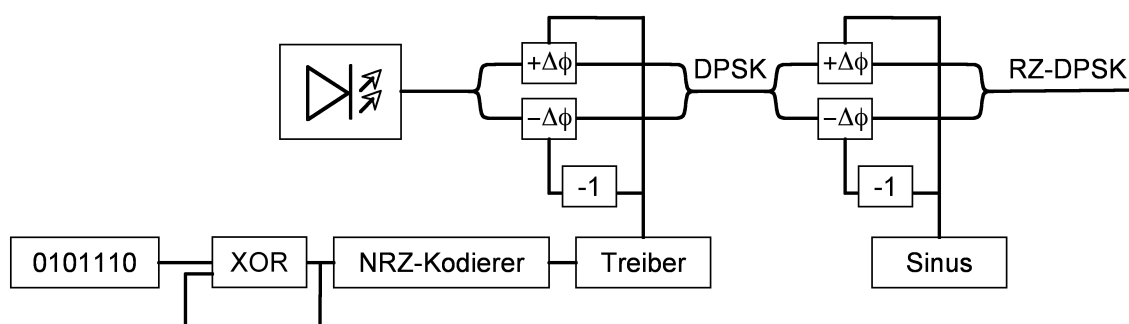


Bild 12: Aufbau eines RZ-DPSK-Senders mit MZM als Phasenmodulator und nachgeschaltetem Pulsformer

exakt die gleichen, wie für RZ-Formate. Es gibt daher auch die Unterscheidung zwischen den drei Tastverhältnissen: RZ(33%)-DPSK, RZ(50%)-DPSK und RZ(67%)-DPSK. Sie unterscheiden sich vornehmlich durch die Pulsbreite. Zusätzlich dazu weist RZ(67%)-DPSK, wie schon das RZ-Format,

eine bitweise alternierende Phase zusätzlich zur Phasenmodulation auf.

Zu den Zeitpunkten, wenn die Phase umgeschaltet wird, also genau zwischen den Pulsen am Anfang und am Ende der jeweiligen Bit-Slots, wird die optische Leistung auf Null zurückgeführt. Dadurch entsteht innerhalb des Bits kein Chirp.

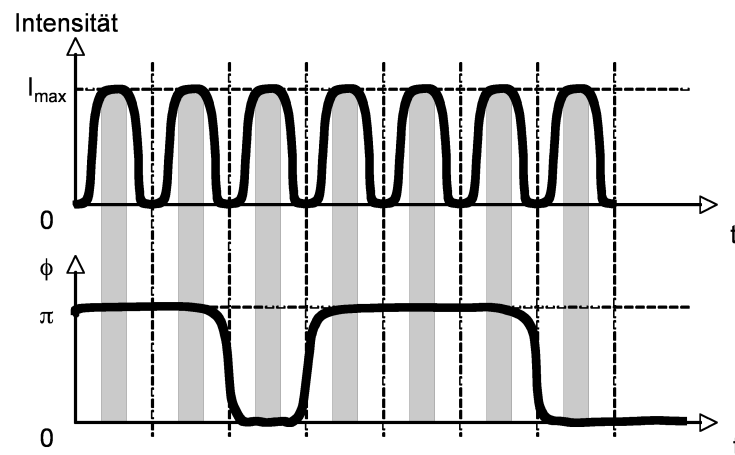


Bild 13: Intensitäts- und Phasenverlauf bei RZ-DPSK-Signalen. Der graue Bereich markiert die Zeitpunkte, in denen die Signale Leistung führen: Innerhalb dieser Zeit ändert sich die Phase kaum.

Literatur

- [1] [Online]. Available: http://lw.pennnet.com/Articles/enlarge;mage.cfm?IMAGE_ID=84488SITE_ID=LW