**Zeitschrift:** Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafenbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri

**Herausgeber:** Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafenbetriebe

**Band:** 67 (1989)

**Heft:** 6

**Artikel:** Komponenten der kohärenten optischen Übertragung

**Autor:** Béguin, Claude

**DOI:** https://doi.org/10.5169/seals-874938

**Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

**Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

**Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

**Download PDF:** 02.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch**

# Komponenten der kohärenten optischen Übertragung

Claude BEGUIN, Bern

Zusammenfassung. *Die kohärente optische Übertragung auf Monomode-Glasfasern wird seit einiger Zeit in vielen Laboratorien untersucht, da sie in künftigen Lichtleitersystemen eine bedeutende Rolle einnehmen wird. Bei dieser Technik wird die optische Trägerfrequenz, die amplituden-, frequenz- oder phasenmoduliert sein kann, ähnlich wie beim Superhet-Radioempfänger in einer Mischstufe mit Hilfe eines Lokaloszillators demoduliert. Als Vorteile ergeben sich höhere Empfindlichkeiten und bessere Selektivitäten des Überlagerungsverfahrens gegenüber der bis heute angewendeten direkten, optischen Empfangstechnik. Nachfolgend werden die in kohärenten optischen Systemen angewendeten Bauteile und deren Eigenschaften beschrieben, und es wird auf die an sie gestellten Anforderungen eingegangen.*

**Composants de la transmission optique cohérente**
Résumé. *Depuis un certain temps, on teste en laboratoire la transmission optique cohérente sur fibres optiques monomodes, vu qu'elle jouera un rôle important dans les futurs systèmes de guides d'ondes lumineuses. Dans cette technique, comme dans les récepteurs de radio superhétérodynes, on démodule à l'aide d'un oscillateur local la fréquence optique porteuse, qui peut être modulée en amplitude, en fréquence ou en phase. L'avantage réside dans le fait que ce procédé de superposition améliore la sensibilité et la sélectivité par rapport à la technique de réception optique directe utilisée jusqu'ici. L'auteur décrit ensuite les composants utilisés dans les systèmes optiques cohérents et leurs propriétés et cite les exigences auxquelles ils doivent répondre.*

**Componenti della trasmissione ottica coerente**
Riassunto. *Da qualche tempo la trasmissione ottica coerente su fibre ottiche monomodali è allo studio in molti laboratori, dato che assumerà un ruolo importante nei futuri sistemi a conduttori ottici. La frequenza portante ottica, che può essere modulata in ampiezza, in frequenza o in fase, viene demodulata come nel radioricevitore supereterodina in uno stadio mescolatore mediante un oscillatore locale. I vantaggi che questa tecnica offre rispetto a quella della ricezione ottica diretta applicata finora sono la maggiore sensibilità e la migliore selettività del sistema a sovrapposizione. L'autore descrive quindi i componenti impiegati nei sistemi ottici coerenti, le loro caratteristiche e le esigenze a cui devono soddisfare.*

## 1 Einleitung

Die heute installierten, faseroptischen Systeme arbeiten mit der sogenannten direkten Intensitätsmodulation, wobei die optische Quelle direkt im EIN/AUS-Betrieb getastet wird. Man bezeichnet sie als inkohärente Systeme, da sie die Eigenschaft aufweisen, dass die Bandbreite des Lichtträgers (typisch 100 GHz) wesentlich grösser ist als die Bandbreite des Modulationssignals (typisch 1 GHz). Auch wird bei inkohärenten Systemen die direkte Empfangstechnik eingesetzt, bei der die ankommenden Lichtimpulse in der Fotodiode direkt in elektrische Impulse umgewandelt werden.

Im Gegensatz dazu steht die kohärente optische Übertragung. Die Hauptunterschiede zwischen inkohärenter und kohärenter optischer Übertragung liegen in der Anwendung des Überlagerungsempfangs bei der kohärenten Technik, wobei hier wesentlich schmalbandigere und frequenzstabilere Lichtquellen verlangt werden. In einem vorgängig erschienenen Übersichtsartikel mit dem Titel «Kohärente optische Übertragung» (Techn. Mitt. PTT 5/89; [21]) wurden die Wirkungsweise und Vorteile dieser Technik beschrieben. In der *Figur 1* sind die hauptsächlichen Merkmale und Unterschiede zusammengefasst. Der vorliegende Artikel befasst sich nun mit den Komponenten und den Funktionseinheiten der kohärenten optischen Übertragung.

## 2 Laserquellen

Laserdioden, die in heutigen Fasersystemen als optische Quellen eingesetzt werden, sind weit davon entfernt, als ideale Strahlungsquellen für kohärente Systeme zu gelten; sie kommen dafür nicht in Frage. Üblicherweise schwingen solche Halbleiterlaser in mehreren longitudinalen Moden (Multimode-Laser), die untereinander frequenzmässig getrennt sind, wie dies *Figur 2* zeigt. Der Frequenzabstand $\delta f$ zwischen den einzelnen Moden entspricht dabei dem Kehrwert der Zeit, die die Photonen brauchen, um von einer Spiegelfläche zur andern und zurück zu gelangen:

$$\delta f = \frac{c}{2 \cdot l \cdot n} \qquad (1)$$

c = Vakuumlichtgeschwindigkeit
l = Kavitätlänge, Spiegelabstand
n = Brechungsindex des Lasermaterials ($\sim 3{,}75$)

Beispielsweise ergibt eine Laserchipkavität der Länge 200 µm einen Modenabstand von

$$\delta f = \frac{c}{2 \cdot l \cdot n} = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 200 \cdot 10^{-6} \cdot 3{,}75} = 2 \cdot 10^{11} \triangleq 200\ \text{GHz} \qquad (2)$$

Durch sorgfältig konzipierte Chipstrukturen (z. B. durch Einführen eines schmalen Wellenleiters) lassen sich heute jedoch Laserdioden herstellen, die im Dauerstrichbetrieb (CW-Betrieb; continuous wave) nur in einem einzigen, longitudinalen Mode schwingen. Diese werden als Singlemode-Laser bezeichnet.

Wie frühere Betrachtungen zeigen [21], weisen herkömmliche Halbleiterlaser Linienbreiten in der Grössenordnung von $\Delta\lambda = 0{,}75$ nm auf, was umgerechnet Trägerbandbreiten von 100 GHz ergibt. Für eine kohärente Übertragung sind so grosse Trägerbandbreiten unbrauchbar, und es stellt sich die grundsätzliche Frage, wie die Trägerbandbreite bzw. diese Linienbreite der Halbleiterlaser verringert werden kann.

Die natürliche Linienbreite des Lasers ist einerseits vom Gütefaktor Q der Laserkavität und von der Ausgangsleistung her gegeben. Schmale Linienbreiten erfordern beides, sowohl hohe Gütefaktoren als auch hohe Aus-

## Was ist inkohärente, beziehungsweise kohärente optische Uebertragung?
## Welches sind die Unterschiede?

Heutige faseroptische Betriebssysteme sind vielfach (noch) inkohärente optische Uebertragungssysteme.
Bei dieser inkohärenten optischen Uebertragung wird als Modulationsart eine EIN/AUS - Tastung der Lichtintensität (ASK) angewendet.

Dabei dient das Laserlicht als relativ breitbandiger Träger mit der typischen Zentrumsfrequenz:

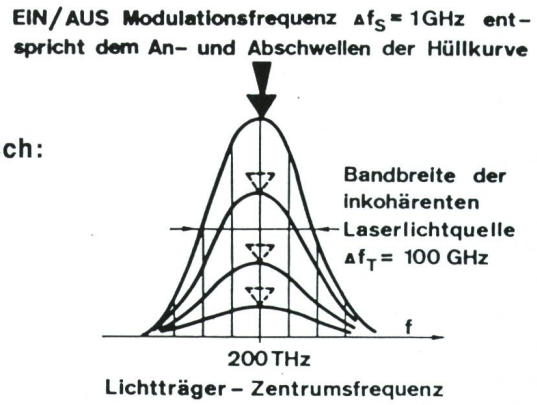
$f \mathrel{\hat{=}} 200\text{THz} = 2.10^{14}\text{Hz} \; (\lambda = 1500\text{nm})$

Die Bandbreite dieser Laserlichtquelle beträgt typisch:

$\Delta f \mathrel{\hat{=}} 100\text{GHz} = 10^{11}\text{Hz}$

Die Bandbreite des Modulationssignals kann typisch:

$\Delta f \mathrel{\hat{=}} 1\text{GHz} = 10^{9}\text{Hz}$ sein.




Inkohärente Uebertragung liegt deshalb vor, da hier als Eigenschaft die Bandbreite des Lichtträgers $\Delta f_T$ wesentlich grösser ist, als die Bandbreite des Modulationssignals $\Delta f_S$.
Bei inkohärenter Uebertragung gilt also:

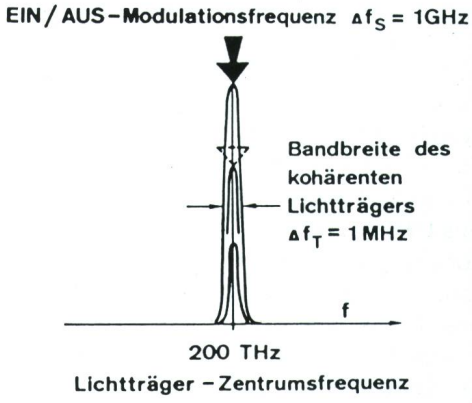
$$\boxed{\Delta f_T \gg \Delta f_S} \quad \text{("Rauschmodulation")}$$

Im Gegensatz dazu weist die kohärente optische Uebertragung die Eigenschaft auf, dass die Bandbreite des Lichtträgers $\Delta f_T$ viel kleiner, als die Bandbreite des Modulationssignals $\Delta f_S$ ist.
Bei kohärenter Uebertragung gilt:

$$\boxed{\Delta f_T \ll \Delta f_S}$$

(Aehnliche Bandbreite-Situationen liegen bei heutigen Radio- und Fernsehsendern vor.)

Ein sehr schmalbandiger, kohärenter Lichtträger erlaubt ausserdem empfangsseitig die Anwendung des bekannten Ueberlagerungsempfangs (Mischen mit Lokaloszillator-Laserfrequenz)




Daraus resultieren die wesentlichen Vorteile der kohärenten, optischen Uebertragung, wie:

- 5 bis 20dB bessere Empfindlichkeit im Empfänger,
- optimale Ausnutzung der Faserkapazität bzw. Vervielfachung der Uebertragungskanäle um Zehnerpotenzen.

Fig. 1
Merkmale und Unterschiede der inkohärenten und der kohärenten, optischen Übertragung

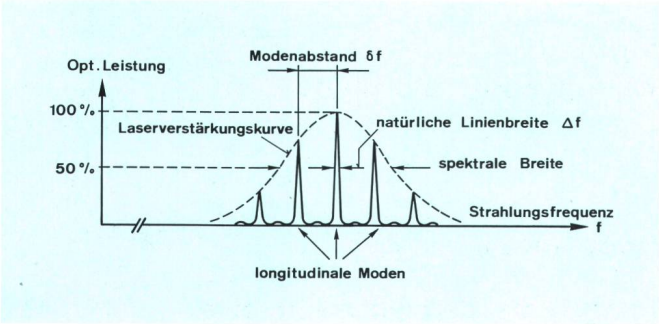



**Fig. 2**
**Strahlungsspektrum einer Multimode-Laserdiode**

gangsleistungen, beides jedoch sind nicht typische Merkmale heutiger Laserdioden.

- Im 1500-nm-Bereich besteht die Möglichkeit, mit einem sehr schmalbandigen HeNe-Gaslaser (Helium-Neon) in eine InGaAsP-Laserdiode (Indium-Galium-Arsenid-Phosphid) einzustrahlen und so einen frequenzsynchronen Zustand (injection locking) zu erzwingen. HeNe-Laser können derart optimiert werden, dass sie einen Einzelmode bei 1523 nm mit einer Linienbreite von kleiner als 10 kHz abgeben. Als Nachteil des HeNe-Gaslasers gilt seine eher beschränkte Ausgangsleistung, die ungefähr 1 mW beträgt. Ein Injektionsbetrieb, durch Kombination eines HeNe-Gaslasers und einer Laserdiode, ergibt zehnmal mehr Leistung, also ungefähr 10 mW.
- Eine weitere Möglichkeit, schmale Linienbreiten zu erreichen, bietet der Einsatz sogenannter *D*istributed-*F*eed*b*ack-Laserdioden (DFB-Laser). DFB-Laser benutzen eine – im Laserchip integrierte – Gitterstruktur, die eine Selektion der gewünschten Strahlungsfrequenz zur Folge hat *(Fig. 3)*. Damit lassen sich Linienbreiten von 10 MHz...50 MHz erreichen. DFB-Laser wurden schon in kohärenten Systemen eingesetzt, die relativ unkritisch gegenüber diesen Linienbreiten sind, wie z. B. ASK-Modulation kombiniert mit nichtsychroner Demodulation. Allerdings fallen dabei die erreichbaren Empfängerempfindlichkeiten nicht spektakulär aus. Sie sind vergleichbar mit den besten Resultaten der direkten Empfangstechnik. Ein Nachteil der DFB-Laser ist ihre Anfälligkeit gegenüber Reflexionen, hervorgerufen durch die Faserenden und durch die der Faser anhaftende Rayleighstreuung. Beide Reflexionsarten verschlechtern die spektrale Linienbreite des DFB-Lasers, wodurch optische Isolatoren zur Entkopplung nötig werden. Auch beeinflusst die Temperatur bei diesen hohen Stabilitätsanforderungen in drastischer Art die Laserfrequenz. So bewirkt eine Temperaturschwankung des Chips um 1°K eine Frequenzverschiebung von rund 10 GHz. Hier wird der Einsatz aufwendiger Temperaturregelschaltungen unumgänglich.

Theoretische Arbeiten haben gezeigt [1, 2, 3, 14, 20], dass kohärente Systeme mit PSK-Modulation, kombiniert mit Homodyneempfang und synchroner Demodulation die besten Empfindlichkeiten ergeben (vgl. [21], Fig. 11). Um anspruchsvolle Übertragungen dieser Art zu bauen, bedarf es daher noch schmalerer Linienbreiten als die der DFB-Laser.

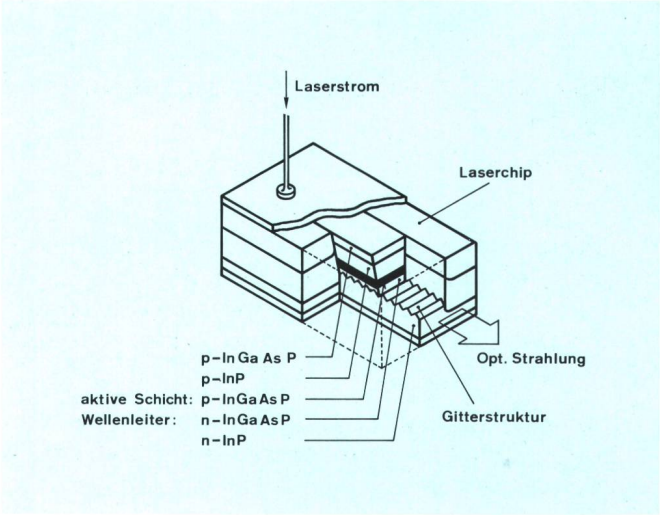



**Fig. 3**
**Aufbau eines DFB-Lasers (*D*istributed *F*eed*b*ack)**

- Neben dem Injection-Locking-Prinzip und dem DFB-Laser besteht weiter die Möglichkeit, mit einem sogenannten *E*xternal-*C*avity-*L*aser (ECL) schmale Linienbreiten zu erzeugen. Dies wird durch das optische Ankoppeln an eine externe Kavität – ausserhalb des Laserchips – und durch Verbessern der Resonatorgüte mit besseren Reflexionsschichten erreicht. Allerdings sind Laser mit externen Kavitäten nicht nur gekennzeichnet durch wesentlich engere Abständen der longitudinalen Moden (Formel [2]), sondern auch durch eine grössere Anzahl derselben, so dass ein frequenzbestimmendes Beugungsgitter zur Vorselektion des gewünschten Modes nötig wird *(Fig. 4)*. Laserquellen mit externer Kavität (Frequenzstabilität: 100 kHz innerhalb acht Stunden) und 10-kHz-Linienbreite wurden mit Erfolg von mehreren Forschungslaboratorien entwickelt und eingesetzt. Mit diesen Lichtquellen konnten die hohen Anforderungen bezüglich Frequenz und Linienbreite erreicht werden. Die Wellenlänge kann dabei durch Drehen des Beugungsgitters im Bereich von 80 nm (≙ 10 THz) vorgewählt und durch Drehen einer Glas- oder Siliziumscheibe fein abgestimmt (1 GHz) werden. Als Variante zu den Kavitätenlasern mit Luftstrecke lassen sich auch solche mit Faserresonatoren oder integrierter Optik herstellen.

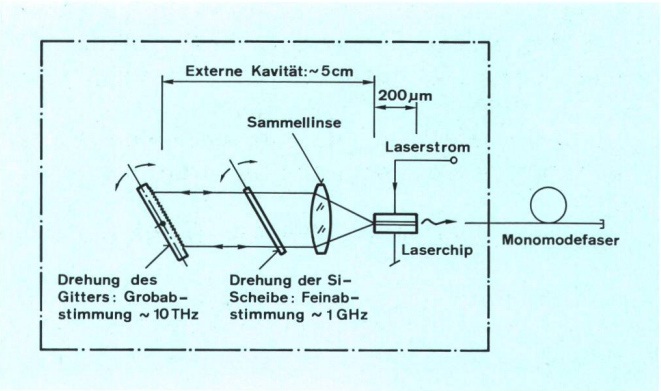



**Fig. 4**
**Prinzipaufbau eines Halbleiterlasers mit externer Kavität (External-Cavity-Laser; ECL)**

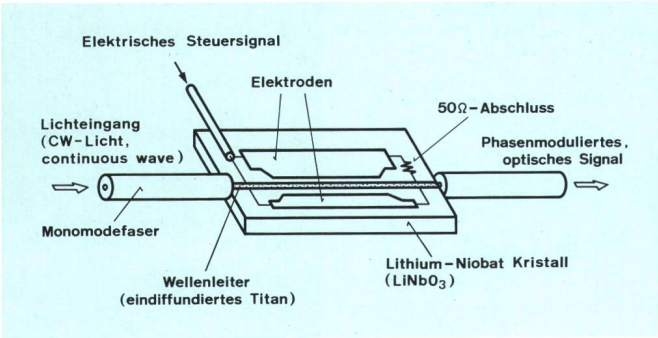



**Fig. 5**
**Phasenmodulator**

Wird einmal angenommen, dass eine gute kohärente Laserquelle zur Verfügung steht, wäre als nächster Schritt die Modulation auf die damit erzeugte Trägerwelle aufzuprägen. Traditionell werden inkohärente Systeme durch EIN/AUS-Schalten des Laserdiodenstromes intensitätsmoduliert. Für kohärente optische Systeme ist dieses Verfahren nur bedingt anwendbar, da beim Verändern des Laserdiodenstromes nicht nur die Ausgangsleistung, sondern auch der Brechungsindex des Lasermaterials variiert, wodurch neben der Amplituden- auch Frequenzmodulation entsteht. In frühen Experimenten wurde diese Laserstrom-Modulation wohl angewendet, die gemischte Amplituden/Frequenz-Modulation führte jedoch zu Ergebnissen mit unerwünschten Effekten. Eine günstigere Lösung bietet daher der Einsatz von der Quelle getrennter, externer Modulatoren.

## 3 Optischer Modulator

Die Technologie der planaren Integrierten-Optik bietet die Möglichkeit, externe Modulatoren herzustellen, die den linearen elektrooptischen Effekt ausnutzen. Das Einwirken eines elektrischen Feldes *(Fig. 5)* auf eine in die Oberfläche eines Kristalls eindiffundierte Struktur eines optischen Wellenleiters hat eine Änderung des Brechungsindexes im Wellenleiter und damit eine Phasenschiebung der Lichtwelle zur Folge. Eine Phasensprungmodulation – auch PSK-Modulation genannt – an der Lichtwelle wird durch das Verändern des elektrischen Feldes bzw. des Brechungsindexes im Wellenleiter erzeugt. Werden zwei solche Elemente in die beiden Zweige eines sogenannten *M*ach-*Z*ehnder-*I*nterferometers (MZI) eingefügt, wird damit eine Amplituden- bzw.

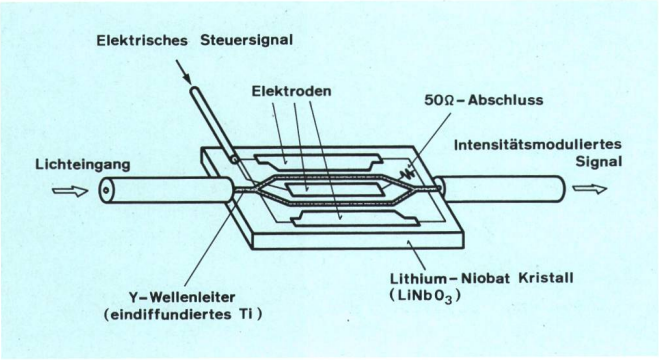



**Fig. 6**
**Mach-Zehnder-Modulator**

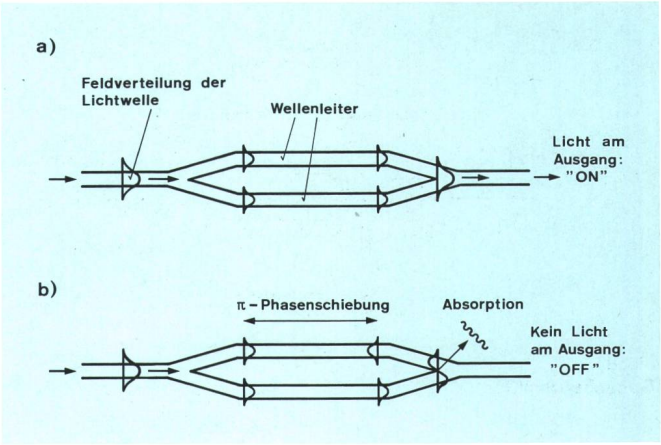



**Fig. 7**
**a) Konstruktive Interferenz**
**b) Destruktive Interferenz im Mach-Zehnder-Modulator**

Intensitätsmodulation erreicht *(Fig. 6)*. Modulatoren dieser Art werden heute vielfach als Wellenleiter-Modulatoren hergestellt. Kommerziell erhältliche Elemente werden z. B. durch präzises Eindiffundieren von Titan (Ti) in optisch hochreine Lithium-Niobat-Substrate angefertigt ($LiNbO_3$-Technologie). Der eingespeiste Lichtstrahl wird durch einen Y-förmigen Wellenleiter in zwei Teilstrahlen aufgeteilt und nach einer gewissen Distanz (typisch 5 mm...10 mm) durch eine zweite Y-Struktur wieder vereint. Die Wellenleiter sind so strukturiert, dass sie nur den TE-Mode tiefster Ordnung (TE = *t*ransversal *e*lektrisch) übertragen. Wenn die angelegte Spannung so eingestellt wird, dass die beiden optischen Signale bei der Wiedervereinigung im Ausgangs-Y in Phase sind, ergibt sich eine konstruktive Interferenz *(Fig. 7a)*, es entsteht ein geführter Mode, wobei das ganze Licht (abgesehen von etwa 4 dB Einfügungsverlusten) durch den Modulator strahlt.

Werden durch Verändern der Steuerspannung jedoch die Phasenlagen am Vereinigungspunkt gegenseitig um ± 90° verschoben, so entsteht destruktive Interferenz. Der sich daraus ergebende antisymmetrische Mode höherer Ordnung kann dabei im Ausgangswellenleiter nicht mehr geführt werden, so dass die optische Energie in das umliegende Substrat abgestrahlt und vom umgebenden Material absorbiert wird *(Fig. 7b)*. Am Ausgang erscheint praktisch kein Licht mehr. Das Intensitätsverhältnis zwischen EIN- und AUS-Zustand liegt im Bereich von 20 dB...25 dB (englisch: ON/OFF-Ratio). Gute Mach-Zehnder-Modulatoren sind in der Lage, Modulationsfrequenzen von einigen GHz zu verarbeiten, falls die Steuerelektroden als Wanderwellenelemente dimensioniert werden.

## 4 Optischer Isolator

Ein guter Lasersender eines kohärenten Übertragungssystems wird neben der Laserdiode noch weitere optische Komponenten aufweisen, so z. B. optische Isolatoren, auch Faraday-Isolatoren genannt. Faraday-Isolatoren bilden in der optischen Übertragung das Gegenstück zum Isolator der Mikrowellentechnik; sie verhindern, dass reflektierte Strahlung in den Laserchip zurück gelangt und dessen Emission stört. Optische Isolatoren für

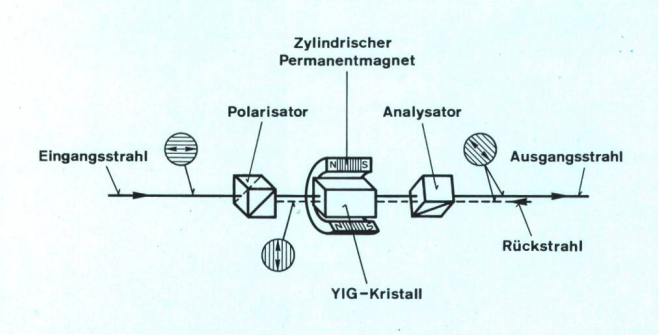



**Fig. 8**
**Optischer Isolator**

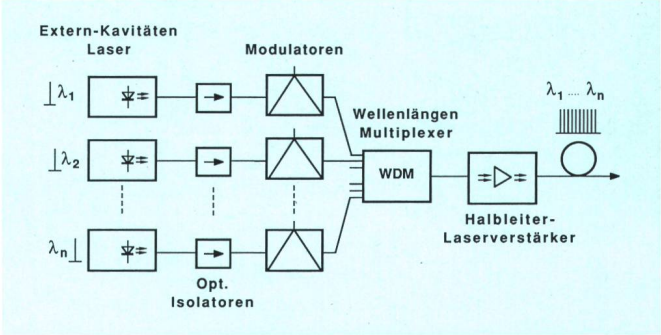



**Fig. 9**
**Kohärenter optischer Sender (hypothetisch)**

den Wellenlängenbereich 1,3 µm...1,55 µm, werden heute vielfach aus einem Yttrium-Eisen- oder Ytterbium-Eisen-Kristall hergestellt, der von einem starken zylindrischen Permanentmagneten umgeben ist *(Fig. 8)*. Ein in Durchlass gerichteter Strahl wird durch den Eingangspolarisator in seiner Schwingungsrichtung ausgewählt, durchläuft den YIG-Halbedelstein (YIG = Yttrium Iron Garnet, Yttrium-Eisen-Granatkristall) und erfährt durch den Faraday-Effekt eine Drehung der Polarisationsebene um 45°. Am Ausgang ist ein um 45° gedrehter Analysator angeordnet, der die ganze Strahlung in dieser ausgerichteten Polarisationsebene durchlässt. Ein rückwärts gerichteter Strahl wird durch den Ausgangsanalysator in der Polarisationsrichtung ausgewählt und um 45° im YIG-Kristall in der gleichen Richtung gedreht und erreicht deshalb den Eingangspolarisator um einen Winkel von 90° zu dessen Polarisationsebene gedreht. Das rückgestreute Licht kann somit nicht durchstrahlen; es wird im Eingangspolarisator reflektiert und von der optischen Achse abgelenkt. Die Einfügungsdämpfung solcher Elemente beträgt ungefähr 0,8 dB, und die Isolationsdämpfung liegt bei 25 dB.

## 5 Kohärente optische Sender

Die kohärente optische Übertragung erhält erst ihre volle Bedeutung, wenn mehrere kohärente Strahlungsquellen einzeln moduliert und deren Signal zusammengefügt in einer sogenannten Wellenlängenmultiplexierung (WDM: *w*avelength *d*ivision *m*ultiplexing) übertragen werden. Eine schematische Darstellung eines solchen kohärenten optischen Senders ist in *Figur 9* dargestellt. Bei dieser möglichen Anordnung weisen die sogenannten Extern-Kavitäten-Laser schmale Linienbreiten im Bereich von 10 kHz...100 kHz bei Wellenlängen von 1,5 µm auf.

Die digitale Information wird mit Hilfe von nachgeschalteten elektrooptischen Modulatoren auf die einzelnen Lichtträger aufgeprägt, die nach ihrer Zusammenführung entweder direkt in die Übertragungsfaser oder zusätzlich über einen optischen Halbleiter-Laserverstärker geleitet werden, mit dem Ziel, die Senderleistung auf den grössten zulässigen Ausgangspegel zu treiben.

## 6 Standard-Monomodefaser

Will man vermeiden, dass in Zukunft unnötige Investitionen beim Verlegen von Kabeln getätigt werden müssen, so ist zu postulieren, dass die Glasfaser für künftige kohärente Systeme dieselbe sein sollte, wie jene heutiger inkohärenter Monomodesysteme. Allerdings sind hierbei einige Aspekte zu berücksichtigen, die nachfolgend erläutert werden. Mit der kohärenten optischen Übertragung wird ein Vorteil erreicht, wenn das System bei der Wellenlänge von 1500 nm betrieben wird, da in diesem sogenannten dritten Lichtfenster die Faserdämpfung die geringsten Werte aufweist. Hier weisen jedoch normale Monomodefasern, die auf Siliziumbasis hergestellt sind, ein dispersives Verhalten auf, wobei Werte von 15 ps...20 ps je km und je nm Laserlinienbreite üblich sind *(Fig. 10)*. Wird einmal angenommen, dass die Linienbreite der optischen Quelle für kohärente Systeme kleiner als 1 MHz sein wird, ergeben sich in einer heute gebräuchlichen Monomodefaser praktisch keine Dispersionsprobleme, dies hinauf bis zu hohen Bitraten und sehr grossen Distanzen. Die folgende Überschlagsrechnung soll dies verdeutlichen:

$$D = d \cdot L \cdot \Delta\lambda = 15 \cdot 400 \cdot 7{,}5 \cdot 10^{-3} = 45 \text{ ps} \qquad (3)$$

D = Dispersion in ps
d = Dispersionsfaktor: $15 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$
L = Glasfaserlänge: z. B. 400 km
$\Delta f$ = 1 GHz Bandbreite des modulierten Lichtsignals, entsprechend:
$\Delta\lambda$ = $7{,}5 \cdot 10^{-3}$ nm Bandbreite bei $\lambda = 1500$ nm
($\Delta\lambda \approx \Delta f \cdot \lambda^2/c$; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$)

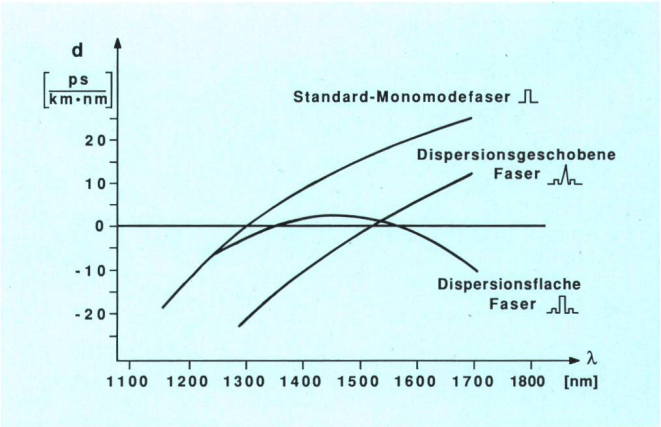



**Fig. 10**
**Dispersionsfaktoren von Monomodefasern**

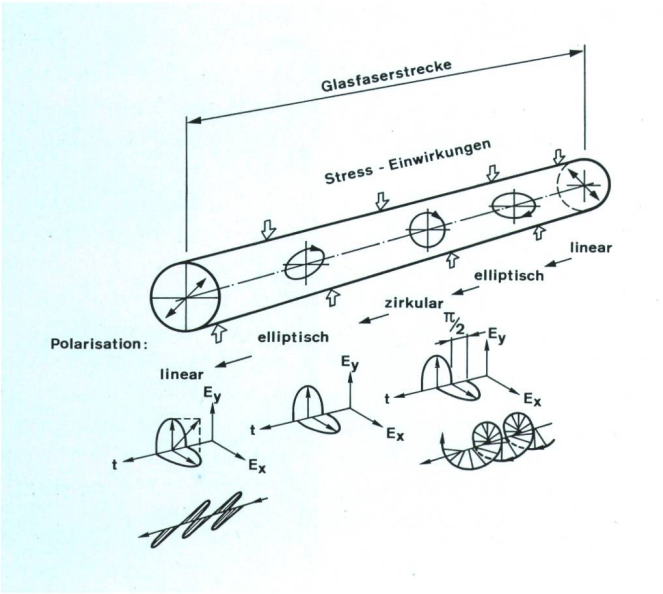



**Fig. 11**
**Polarisationsänderungen in Standard-Monomodefasern als Folge von Stresseinwirkung**

Wird für das richtige Funktionieren eines digitalen Systems eine zulässige Dispersion im Wert der halben Bitzeit zugelassen,

$$D = \frac{1}{2}T \rightarrow D = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{B_R} \qquad (4)$$

T = Bitzeit [s]
$B_R$ = Bitrate [z. B. Gbit·s$^{-1}$]

so zeigt die Rechnung, dass praktisch keine Dispersionsprobleme bis zu hohen Bitraten entstehen:

$$B_R = \frac{1}{2 \cdot D} = \frac{1}{2 \cdot 45 \cdot 10^{-12}} = 11{,}1 \text{ Gbit/s}$$

Diese Aussage zeigt auch, dass bei kohärenten Systemen mit einer Bitrate unterhalb 11 Gbit/s und einer Übertragungsdistanz kleiner als 400 km immer die Faserdämpfung den systembegrenzenden Faktor darstellt, obwohl diese Faserdämpfung mit 0,17 dB/km bei 1500 nm sehr gering ist.

Ein weiterer wichtiger Aspekt bildet die Polarisationseigenschaft der Faser. Heutige, zirkularsymmetrische Monomodefasern sind in Wirklichkeit zweimodig, d. h. längs der Faser breiten sich zwei Moden (Wellenzüge) mit rechtwinklig zueinander stehender Schwingrichtung aus. In langen Glasfaserkabeln ist es nicht zu verhindern, dass durch mechanische Beanspruchung (Zug, Druck, Biegung, Torsion) sich diese beiden Moden gegenseitig beeinflussen. Dabei variiert die Ausbreitungsgeschwindigkeit des einen Modes gegenüber dem andern, was sich als Änderung des Polarisationszustandes am Ende der Strecke äussert. So ist es zum Beispiel möglich, dass die Polarisation beim Empfänger infolge von Umwelteinflüssen vom linearen zum elliptischen oder gar zum zirkularen Zustand ändert *(Fig. 11)*. Da alle kohärenten Empfänger einen Lokaloszillatorlaser aufweisen und da die Fotodiode im Empfänger das Quadrat des überlagerten Feldes als Intensität detektiert, wird daher nur die Polarisationskomponente empfangen, die zur Lokaloszillatorfeldkomponente parallel ausgerichtet ist. Um folglich einen vollständigen Nutzsignalschwund zu vermeiden, ist es empfängerseitig nötig, entweder die Polarisation des ankommenden Lichtes oder jene des Lokaloszillatorlasers auf die andere abzugleichen, oder Empfängerschaltungen zu verwenden, die beide Polarisationszustände verarbeiten (z. B. Polarisation Diversity Receiver).

## 7 Polarisationskontroller

Wie sich die Polarisation im Monomode-Glasfaserkabel ändern kann, wurde durch Messungen an installierten Kabelanlagen (z. B. in England durch British Telecom Research Laboratories, BTRL) ermittelt. Die Resultate an einer 60 km langen Faserstrecke haben ergeben, dass die Polarisation relativ langsam ändert, wobei Regelkreise zur Polarisationskorrektur mit Zeitkonstanten im Bereich von Sekunden bis Minuten nötig sind. Dafür gibt es mehrere Möglichkeiten. So sind integrierte Polarisationskontroller – bestehend aus zwei elektrooptischen Wellenleitermodulatoren auf Lithium-/Niobatbasis und ergänzt mit ihrer zugehörigen Steuerelektronik – gebaut worden *(Fig. 12)*. Bei einer anderen Art der Polarisationskontrolle wird eine Glasfaser mit wenigen Windungen auf drei Scheiben aufgewickelt, die sich gegenseitig verdrehen lassen *(Fig. 13)*. Durch den relativ engen

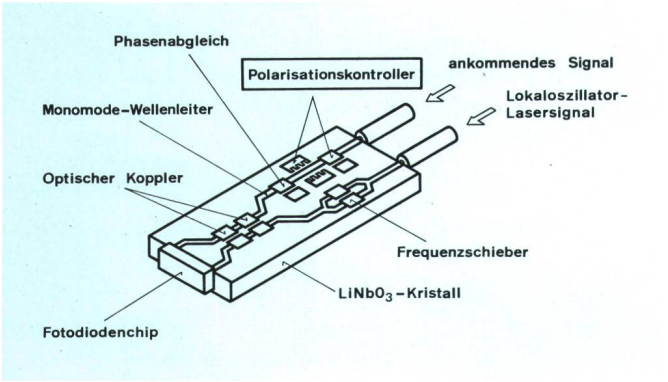



**Fig. 12**
**Optischer Empfänger mit integriertem Polarisationskontroller**

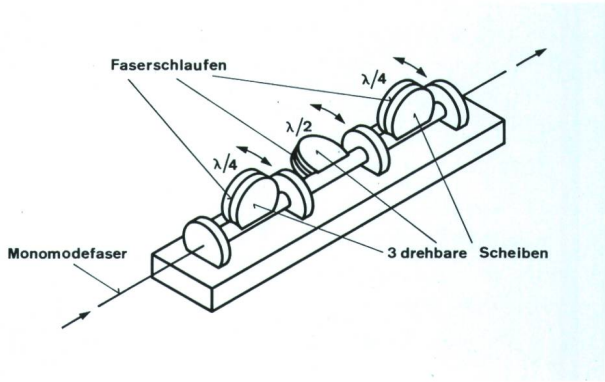



**Fig. 13**
**Manueller Polarisationskontroller**

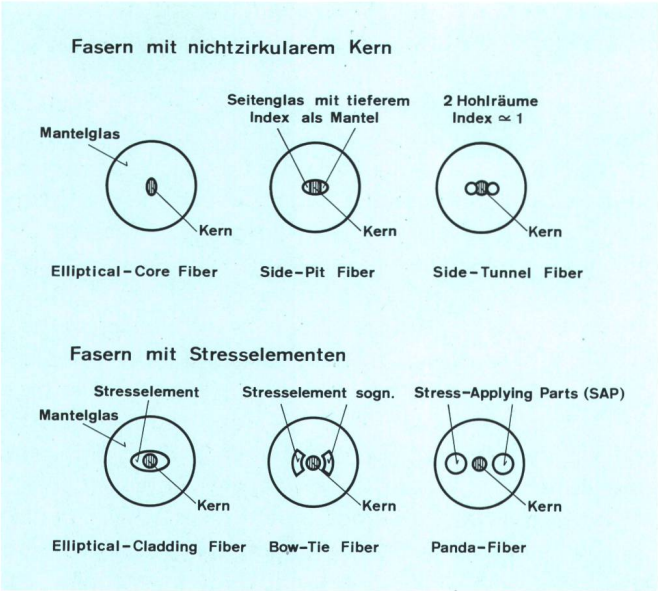



**Fig. 14**
**Verschiedene polarisationserhaltende Fasern**

Scheibenradius wird in den Faserschleifen die lineare Doppelbrechung hervorgerufen. Diese lineare Doppelbrechung in gebogenen Fasern ist allerdings gering gegenüber der in Kristallen üblichen Doppelbrechung, doch kann durch die Integration längs einer eng gebogenen Faser dieser Effekt bestimmend gemacht werden. So ist es möglich, durch geeignete Biegeradien und Windungszahlen eine gewünschte Phasendifferenz zwischen den beiden rechtwinklig zueinander stehenden Moden von beispielsweise $\lambda/4$ oder $\lambda/2$ zu erreichen. (Solche Faserschlaufen verhalten sich gleich wie optische Verzögerungsplatten, aufgebaut mit Kristallscheiben.) Ein Hintereinanderreihen von drei Schlaufen mit $\lambda/4$-, $\lambda/2$-, $\lambda/4$-Charakteristik erlaubt es, jeden beliebigen Polarisationszustand am Ausgang herzustellen. Messungen an langen Glasfaserstrecken haben gezeigt, dass durch Umwelteinflüsse wie Temperatur und mechanische Beanspruchung vorwiegend die Polarisationsebene und weniger der Polarisationsgrad variiert. So ist in einem kohärenten System mit einem einmal eingestellten Polarisationskontroller meist nur noch die Polarisationsebene nachzustellen.

Der mechanisch betriebene Polarisationskontroller auf Faserbasis eignet sich vor allem für den manuellen Einsatz, und er stellt in Versuchsaufbauten eine wichtige Komponente dar. Künftige Betriebssysteme werden allerdings mit automatisch gesteuerten Polarisationskontrollern in integrierter Bauform (ähnlich Fig. 12) oder mit sogenannten Polarisation-Diversity-Receivern ausgerüstet sein.

## 8 Polarisationserhaltende Faser

Eine andere denkbare Lösung des Polarisationsproblems bietet der Einsatz von polarisationserhaltenden Fasern. *Figur 14* zeigt mehrere Arten von polarisationserhaltenden Fasern, wobei zwei Grundstrukturen erkennbar sind: einerseits eine Struktur mit nicht zirkularem Kern (z. B. elliptisch) und anderseits ein Struktur, bei der durch eingebaute Stresselemente der Doppelbrechungseffekt im Faserkern mechanisch hervorgerufen wird. Wie gut allerdings bei polarisationserhaltenden Fasern der anfängliche Polarisationszustand auch über sehr lange Distanzen erhalten werden kann (englisch: crosstalk effect), wird gegenwärtig noch untersucht. Die Dämpfungen der zirkularsymmetrischen, polarisationserhaltenden Fasern liegen unter 0,3 dB/km (Pandafaser), wogegen elliptische Strukturen höhere Dämpfungswerte aufweisen und zurzeit leicht unter 1 dB/km liegen. Es scheint jedenfalls klar, dass das Verspleissen von polarisationserhaltenden Fasern und die Steckermontage aufwendiger wird, da zusätzlich ein präzises Ausrichten der Faser durch Verdrehung nötig wird. Berücksichtigt man diese Nachteile der polarisationserhaltenden Fasern, so scheint die Annahme gerechtfertigt zu sein, dass die ersten kohärenten Übertragungssysteme daher aus heute gebräuchlichen, qualitativ guten Standard-Monomodefasern aufgebaut sein werden.

## 9 Optische Empfänger

In einem kohärenten optischen Übertragungssystem weist der Empfänger im Vergleich zu einem inkohärenten System wohl die markantesten Unterschiede auf, da hier entweder die Heterodyne- oder die Homodyne-Überlagerungstechnik angewendet wird, wie sie in *Figur 15* prinzipiell dargestellt ist. In beiden Fällen liefert ein Lokaloszillator-Laser eine Referenzwelle, die mit der ankommenden Lichtwelle im Koppler (englisch: combiner) additiv kombiniert, anschliessend von der Fotodiode optisch-elektrisch gewandelt und gemischt wird (multiplikative Verknüpfung). Die Fotodiode liefert einen elektrischen Strom $I_p$, der proportional zum Quadrat des überlagerten Feldes (gleichbedeutend: proportional zur optischen Leistung) ist. Wird einmal angenommen, dass das ankommende Signalfeld $E_S$ und das Lokaloszillatorfeld $E_L$ die gleiche Polarisation aufweisen, ergibt sich der Fotostrom:

$$I_p = R\,[E_S \cdot \cos(\omega_S \cdot t + \Phi_S) + E_L \cdot \cos(\omega_L \cdot t)]^2 \qquad (5)$$

oder:

$$I_p = R\left\{\underset{\substack{\uparrow\\ 1}}{\frac{E_S^2}{2}} + \underset{\substack{\uparrow\\ 2}}{\frac{E_L^2}{2}} + \underset{\substack{\uparrow\\ 3}}{\underbrace{E_S \cdot E_L}} \cdot \cos\,[(\omega_S - \omega_L)t + \Phi_S] + \ldots\right\} \qquad (6)$$

wobei R die Empfindlichkeit der Fotodiode (englisch: responsivity), $(\omega_S - \omega_L)$ die Zwischenfrequenz und $\Phi_S$ die Phasendifferenz der beiden Felder darstellt.

In Gleichung (6) tritt der Term mit der Summenfrequenz nicht in Erscheinung; er trägt zur Signalbildung nicht bei. Vielfach wird in der Literatur obige Beziehung auch in Leistungsgrössen ausgedrückt, wobei sie wie folgt aussieht:

$$I_p = R\,[P_S + P_{LO} + 2\sqrt{P_S \cdot P_{LO}} \cdot \cos(\omega_{IF} \cdot t + \Delta\Phi)] \qquad (7)$$

mit:

$(\omega_S - \omega_L) = \omega_{IF}$
$\Phi_S = \Delta\Phi$
$P_S$ = Signalleistung
$P_{LO}$ = Lokaloszillatorleistung

Als erstes erkennt man aus der Gleichung (7), dass dieser Fotostrom abhängig ist von den Leistungsbeträgen $P_S$ und $P_{LO}$, der Zwischenfrequenz ($\omega_{IF}$) und der Phasendifferenz ($\Delta\Phi$), und dass dadurch alle Modulationsarten wie ASK, FSK und PSK zur Übertragung bzw. Signalrückgewinnung in Frage kommen.

Weiter werden in der Gleichung (6) im wesentlichen drei Terme sichtbar. Der erste ist proportional dem Quadrat des ankommenden Signalfeldes. Der zweite ist proportional dem Quadrat des Lokaloszillatorfeldes und der dritte wird gebildet durch das sogenannte Kreuzprodukt der beiden Felder. Es ist vor allem dieses Kreuzprodukt, das beim Überlagerungsempfang wichtig ist.

Wird vorerst angenommen, dass nur das ankommende Nutzsignal vorhanden sei, liegt der Fall des direkten Empfangs vor. Der Fotostrom ist hierbei proportional dem Quadrat des Signalfeldes:

$$I_{pD} \sim \frac{E_S^2}{2} \qquad (8)$$

Wird als nächstes ein Überlagern im Koppler und Mischen in der Fotodiode vorgenommen, entsteht u. a. das Kreuzprodukt mit der Differenz- oder Zwischenfrequenz ($\omega_S - \omega_L$) und mit der Amplitude:

$$I_{pÜ} \sim E_S \cdot E_L \qquad (9)$$

Wird dafür gesorgt, dass das Signal des Lokaloszillators wesentlich grösser ausfällt als das ankommende Nutzsignal, gilt:

$$E_L^2 \gg E_S^2 \qquad (10)$$

Der Vorteil des Überlagerungsempfangs wird nun augenfällig, wenn das Verhältnis Überlagerungsempfang zu Direktempfang durch Division der Gleichungen (9) : (8) vorgenommen wird. Der Signalfotostrom fällt beim Überlagerungsempfang grösser aus, und zwar um den Faktor:

$$\frac{I_{pÜ}}{I_{pD}} = v = 2 \cdot \frac{E_L}{E_S}$$

oder in Leistungen ausgedrückt:

$$v = 2\sqrt{\frac{P_{LO}}{P_S}} \qquad (11)$$

Die Schlussfolgerung ist, dass die Signalkomponente durch ein genügend grosses Lokaloszillatorsignal verstärkt wird und damit wesentlich über die Empfindlichkeitsgrenze des Detektors bzw. über das Rauschen des ganzen Empfängers gehoben werden kann.

Wird vorausgesetzt, dass der entfernte Lasersender und der Lokaloszillator-Laser kohärente, rauscharme Quellen sind, ergibt sich beim Empfänger eine Empfindlichkeit, die durch das fundamentale Rauschen der Photonendetektion bestimmt ist und als Quantengrenze bezeichnet wird. Die Quantengrenzen geben an, wie viele Photonen theoretisch für die Detektion eines Bits erforderlich sind, dies bei Verwendung eines rauschfreien Eingangsverstärkers und bei einer vorausgesetzten Bitfehlerrate von $10^{-9}$. *Tabelle I* zeigt die minimale Photonenanzahl verschiedener Modulationsarten (ASK, FSK, 2-FSK, PSK) kombiniert mit verschiedenen Empfangsarten (Homodyne, Heterodyne) im Vergleich zum theoretischen und praktischen Direktempfang. Dabei ist zu beachten, dass als Berechnungsgrundlage entweder die Spitzenleistung (vorwiegend bei Publikationen aus den USA und aus Japan) oder die über eine 01-Kombination auf ein Bit umgerechnete mittlere Leistung (europäische Publikationen) dienen kann. Die Tabelle I zeigt deshalb in zwei getrennten Kolonnen die z. T. unterschiedlich ausfallende Anzahl Photonen.

Anhand eines Beispiels soll gezeigt werden, wie diese Quantengrenzen berechnet werden und welche nützlichen Aussagen damit gewonnen werden können. Wird eine ASK-Modulation mit einem Homodyne-Empfang angenommen, so muss der Lokaloszillatorlaser optisch phasenstarr an das ankommende, gleichfrequente Signal angekoppelt werden, womit die Zwischenfrequenz $\omega_{IF}$ null wird und das Nutzsignal direkt im Basisband erscheint. Das Signal, das im Sender auf die Lichtwelle aufgeprägt wird, ist hier ASK-moduliert, weist ein Maximum bei maximaler Feldkomponente $E_S$ und ein Minimum bei einem Null-Signal auf. Für ein empfangenes

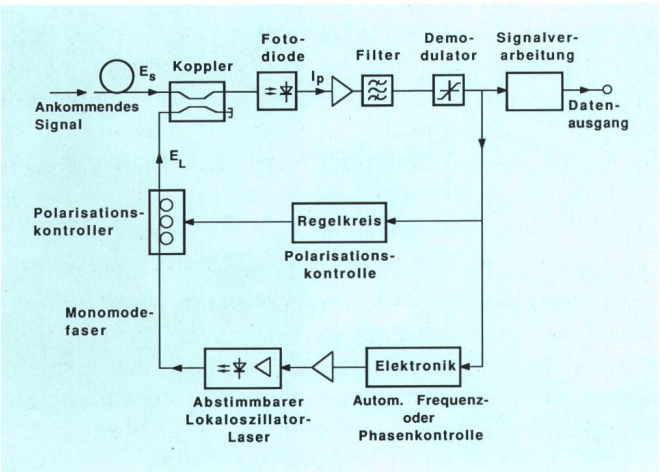



**Fig. 15**
**Kohärenter optischer Empfänger**

**Tabelle I. Empfängerempfindlichkeiten (Quantengrenzen) verschiedener Modulations- und Empfangskombinationen bei BER $10^{-9}$; bzw. benötigte Photonenzahl für den Empfang eines Bits**

| Modulationsart/ Empfangsart | | Photonenzahl/Bit (Spitzenleistung) | Photonenzahl/Bit (gemittelte Leistung) |
|---|---|---|---|
| ASK/Heterodyne | | 72 | 36 |
| ASK/Homodyne | | 36 | 18 |
| FSK/Heterodyne | | 72 | 72 |
| 2-FSK/Heterodyne | | 36 | 36 |
| PSK/Heterodyne | | 18 | 18 |
| PSK/Homodyne | | 9 | 9 |
| Direkte Detektion | Quantumgrenze (theoretisch) | 42 | 21 |
| | Praktischer Empfänger | 800...8000 | 400...4000 |

Null-Signal (ein binärer Zwischenraum) ergibt sich ein Fotostrom:

Binär «Null»:

$$I_0 = R \cdot E_L^2 \qquad (12)$$

R entspricht der Empfindlichkeit der Fotodiode (responsivity); $E_L$ ist die Komponente des Lokaloszillatorfeldes.

Für ein binäres Eins-Zeichen wird der Fotostrom:

Binär «Eins»:

$$I_1 = R\,(E_L + E_S)^2 \qquad (13)$$

$E_S$ ist die Feldkomponente des Senderlasers. Diese Feldkomponente $E_S$ fällt bei einem richtig dimensionierten Überlagerungsempfang im Vergleich zur Feldkomponente $E_L$ des Lokaloszillators klein aus, so dass der quadrierte Term $E_S^2$ gegenüber $E_L^2$ vernachlässigt werden kann.

Die Spitze-zu-Spitze-Änderung des Fotostroms einer binären Null/Eins-Kombination ergibt sich aus der Differenz der Gleichungen (12) und (13).

Fotostromdifferenz:

$$I_{pp} = R \cdot E_L^2 + 2 \cdot R \cdot E_S \cdot E_L + \underbrace{R \cdot E_S^2}_{\text{sehr klein}} - R \cdot E_L^2 \simeq 2 \cdot R \cdot E_S \cdot E_L \qquad (14)$$

Für die Herleitung der Quantengrenzen wird noch das Stromrauschen der Fotodiode benötigt, das den fundamentalen Zusammenhang zwischen einem beliebigen Strom – hier dem Fotostrom – und dem damit verbundenen Rauschstrom – hier dem Quantenrauschen – herstellt. Schwankungen im Fotostrom werden in vorliegendem Fall primär durch dieses Quantenrauschen der Photonendetektion hervorgerufen (da: $E_L^2 \gg E_S^2$) und weisen annähernd Gausssches Verhalten auf, wobei das Rauschstromquadrat mit folgender Gleichung beschrieben wird:

Rauschen:

$$I_n^2 = 2 \cdot e \cdot \underbrace{R \cdot E_L^2}_{\text{Fotostrom}} \cdot \Delta f \qquad (15)$$

e = Elementarladung: $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C [As]
$\Delta f$ = Bandbreite [Hz]

Durch Umformen kann der Term der Bandbreite $\Delta f$ in das zu untersuchende Zeitintervall übergeführt werden, dies unter Zuhilfenahme des Abtasttheorems von Shannon, das besagt, dass die Bitrate mindestens den doppelten Wert der analogen Bandbreite aufweisen muss:

$$B_R = 2 \cdot \Delta f \qquad (16)$$

$B_R$ = Bitrate (Minimum)

Setzt man die Abtastfrequenz $2 \cdot \Delta f$ dem zugehörigen Zeitintervall 1/T gleich:

$$2 \cdot \Delta f = \frac{1}{T} \rightarrow \Delta f = \frac{1}{2 \cdot T} \qquad (17)$$

ergibt sich, nach Einsetzen in Gleichung (15), das Rauschstromquadrat:

$$I_n^2 = 2 \cdot e \cdot R \cdot E_L^2 \cdot \frac{1}{2\,T} = e \cdot R \cdot E_L^2 \cdot \frac{1}{T} \qquad (18)$$

Am Fotodiodenausgang resultiert somit das Spitze-zu-Spitze-Signal/Rausch-Verhältnis über ein Intervall T betrachtet:

$$SNR = \frac{I_{pp}^2}{I_n^2} = \frac{4 \cdot R^2 \cdot E_S^2 \cdot E_L^2}{e \cdot R \cdot E_L^2 \cdot 1/T} = \underbrace{4 \cdot \boxed{\frac{R \cdot E_S^2 \cdot T}{e}}}_{\text{Anzahl Photonen}} = 4\,N \qquad (19)$$

N stellt in der Gleichung (19) die Anzahl Photonen im Zeitintervall T dar. Um in digitalen Systemen eine Bitfehlerrate von $10^{-9}$ zu erreichen, ergibt sich aus bekannter Fehlerfunktionsrechnung ein Signal/Rausch-Abstand von 21,6 dB, was einem Signal-Rausch-Verhältnis SNR von 144 entspricht (*S*ignal to *N*oise *R*adio). Wird dieses Verhältnis in Gleichung (19) eingesetzt, ergibt sich:

$$N = \frac{SNR}{4} = \frac{144}{4} = 36 \qquad (20)$$

Was bedeutet dies nun? Ein kohärentes, ASK-moduliertes Signal, das mit einem Homodyne-Empfänger detektiert wird, benötigt für jede übertragene «Eins» 36 Photonen bei einer Bitfehlerrate von $10^{-9}$. Daraus errechnet sich ein gemittelter Wert von 18 Photonen je Bit für eine 01-Bitfolge.

Wird als weiteres Beispiel eine Phasenmodulation (PSK) angenommen, liegt immer ein Signal vor (auch während den «Null»-Intervallen), da nur die Phase bezüglich dem Lokaloszillator verschoben wird. Der Spitze-zu-Spitze-Strom $I_{pp}$ der Gleichung (14) ist dann doppelt so gross, so dass in der PSK/Homodyne-Kombination nur neun Photonen je Bit erforderlich sind. Diese Photonenzahl stellt die absolut tiefste Empfindlichkeitsgrenze bzw. Quantengrenze eines binären Fotoempfängers in kohärenter Empfangstechnik dar. Für den Heterodyne-Empfang sind die Quantengrenzen in jeder Kombination stets 3 dB schlechter als beim Homodyne-Empfang, da sich beim Heterodyning die Nutzleistung auf zwei Seitenbänder verteilt; oder anders ausgedrückt, die doppelte Bandbreit ist hier erforderlich.

Aus der Tabelle I ist ersichtlich, dass beim inkohärenten Direktempfang theoretisch nur 21 Photonen je Bit nötig wären, wobei dieser theoretische Wert tiefer als die meisten Kombinationen der kohärenten Technik ist. Tatsache ist jedoch, dass heutige, sehr gute Fotodiodenempfänger im Direktempfang nicht 21, sondern mindestens 400 Photonen benötigen, dies wegen des immer vorhandenen Dunkelstroms der Fotodiode und des thermischen Rauschens im Verstärker. Dies entspricht einer

Verschlechterung um ungefähr 13 dB für den praktischen Fall. Weniger gute Empfänger benötigen im Direktempfang 4000 oder mehr Photonen je Bit. Dort beträgt die Verschlechterung sogar 23 dB im Vergleich zum theoretischen Idealfall.

Wird abschliessend als Anschauungsbeispiel ein 140 Mb/s-ASK-Heterodyne-System (CMI-codiert) bei $\lambda = 1{,}5\ \mu m$ angenommen, so lässt sich aus der Photonenzahl N der Tabelle I und der Gleichung (21) die erforderliche, gemittelte Empfangsleistung berechnen nach:

$$P_M = N \cdot \frac{h \cdot f \cdot B_R}{\eta} \qquad (21)$$

N = 36; gemittelte Photonenzahl, ASK/Heterodyne
h = $6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js [≙ $Ws^2$]; Planksche Konstante
f = 200 THz; Lichtfrequenz
$B_R$ = 140 Mb/s; Bitrate (CMI-codiert)
$\eta$ ≃ 1; Quantenwirkungsgrad

$$P_M = 36 \cdot \frac{6{,}626 \cdot 10^{-34} \cdot 2 \cdot 10^{14} \cdot 140 \cdot 10^6}{1} = 0{,}67\ nW \triangleq -61{,}75\ dBm$$

Im Vergleich dazu wäre für einen guten inkohärenten Direktempfänger eine mittlere Empfangsleistung von 7,4 nW nötig, was einer Pegeldifferenz von 10,4 dB entspricht.

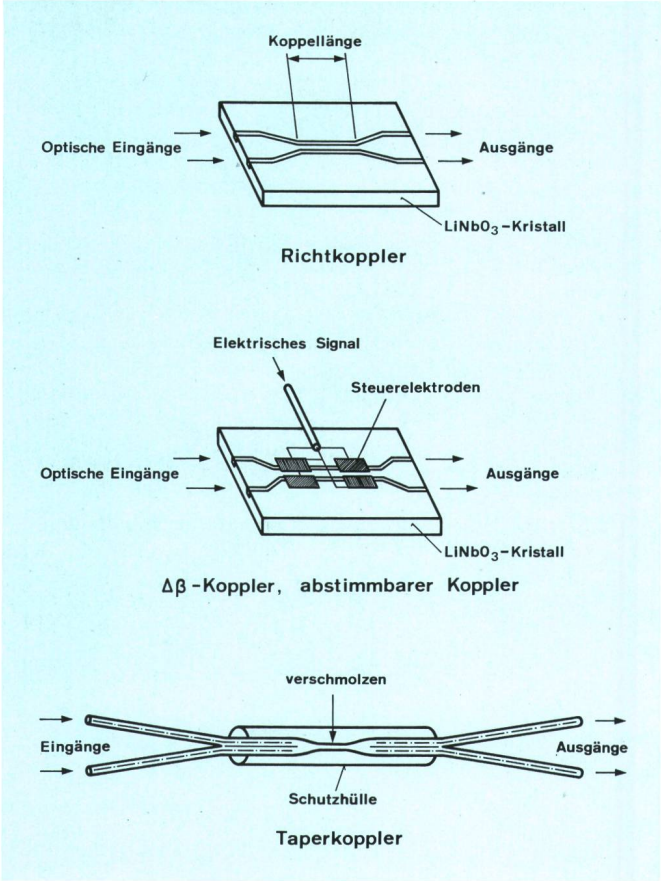



**Fig. 17**
**Verschiedene optische Koppler**

## 10 Optische Koppler

Beim Überlagerungsempfang kann eine durch das Quantenrauschen begrenzte Empfindlichkeit nur dann erreicht werden, wenn das empfangene Signalfeld und das Lokaloszillatorfeld beim Detektor räumlich gut übereinstimmen. Die Parallelität der Phasenfronten muss gewährleistet sein *(Fig. 16)*, und die Polarisationsrichtungen müssen übereinstimmen. Die Winkelabweichungen der Phasenfronten sollten kleiner als 0,1° sein, um im Empfänger eine Empfindlichkeitseinbusse kleiner als 1 dB zu gewährleisten. Diese Anforderung ist nur schwer mit konventionellen Mitteln wie Faserpositionierung mit teildurchlässigem Spiegel zu erreichen. Sie kann aber mit Hilfe von Wellenleiterstrukturen, ausgebildet als Richtkoppler, als Delta-Beta-Koppler (Δβ-Koppler) oder als Monomode-Faserkoppler vergleichsweise einfach erreicht werden *(Fig. 17)*. Monomode-Faserkoppler können entweder aus zusammen verschmolzenen Fasern (Taperkoppler) oder aus kernangeschliffenen und zusammengeklebten Fasern bestehen. Beide Arten von Faserkopplern wurden schon mit einer Einfügungsdämpfung von weniger als 0,5 dB hergestellt. Optische Koppler können mit unterschiedlichen Kopplungsverhältnissen gebaut werden, wie z. B. 1:1, 1:5, 1:10. Die Wahl des optimalen Koppelverhältnisses hängt von den experimentellen Bedingungen ab: Man richtet sich einerseits danach, die Oszillatorleistung im Detektor auf das günstigste Quantenrauschen zu begrenzen und anderseits die Koppelverluste im Signalpfad möglichst niedrig zu halten.

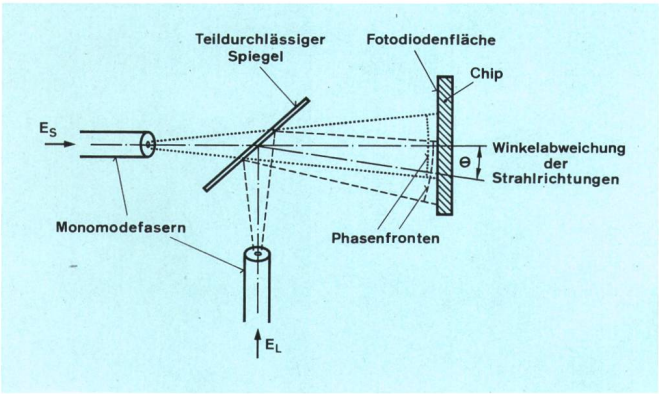



**Fig. 16**
**Überlagerung von ungenau justierten Strahlen im Detektor**

### Bibliographie


[1] *Yamamoto Y.* Receiver performance evaluation of various digital optical modulation—demodulation systems in the 0,5-10μm wavelength region, IEEE J. of Quantum Elec., Vol. QE-16, No. 11, November 1980.

[2] *Okashi T.* and *Kikuchi K.* Heterodyne-type optical fiber communications. Journ. of Optical Communication 2 (1981) 3.

[3] *Stanley I. W.* and *Midwinter J. E.* Techniques for coherent fiber systems operating at long wavelengths. BTRL, Martlesham Heath, Ipswich, 1984.

[4] *Tench R. E.* et al. Performance evaluation of waveguide phase modulators for coherent systems at 1.3 and 1.5 μm. J. of Lightwave Technology, Vol. LT-5, No. 4, April 1987.

[5] *Alferness R. C.* Waveguide electro-optic modulators. IEEE trans. microwave theory and techniques, Vol. MTT-30, No. 8, August 1982.
[6] *Burns W. K.* et al. Interferometric waveguide modulator with polarization-independent operation. Appl. Phys. Lett., Vol. 33, No. 11, 1978.
[7] *Rashleigh S. C.* and *Stolen R. H.* Preservation of polarization in single-mode-fibers. Fiberoptic Technology, Mai 1983.
[8] *Wagner R. E.* et al. Coherent lightwave systems for interoffice and loop feeder applications. J. of Lightwave Technology, Vol. LT-5, No. 4, April 1987.
[9] *Voges E.* and *Neyer A.* Integrated-optics devices on $LiNbO_3$ for optical communication. J. of Lightwave Technology, Vol. LT-5, No. 9, September 1987.
[10] *Alferness R. C.* and *Buhl L. L.* Waveguide electro-optic polarisation transformer. Appl. Phys. Lett. 38 (9), 1 May 1981.
[11] *Lefevre H. C.* Single-mode fiber fractional wave devices and polarisation controllers. Electron. Lett., 1980, Vol. 16. No. 20.
[12] *Sasaki Y.* Long-length low-loss polarisation-maintaining fibers. J. of Lightwave Technology, Vol. LT-5, No. 9, September 1987.
[13] *Nishimura M.* The two modes of single-mode fiber. Photonics Spectra, June 1986.
[14] *Brain M. C.* and *Smith D. W.* Coherent optical communication systems. Paper: 4th EFOC/LAN 86, Amsterdam.
[15] *Smith D. R.* Coherent optical transmission and their component technologies. British Telecom Research Laboratories, Martlesham Heath, Ipswich.
[16] *Brain M. C.* Coherent optical systems for the UK telecommunications network. British Telecom Research Laboratories, Marthlesham Heath, Ipswich IP5 7RE.
[17] *Basch B.* et al. Progress toward coherent fiber transmission. Proceedings of SPIE, Vol. 568, Coherent technology in fiberoptic systems, 1985.
[18] *Okoshi T.* Ultimate performance of heterodyne/coherent optical fiber communications. J. of Lightwave Technology, Vol. LT-4, No. 10, October 1986.
[19] *Henry P. S.* The promise of coherent transmission, lightwave. The Journal of fiberoptics, May 1985.
[20] *Kazovsky L. G.* Optical heterodyning versus optical homodyning: A comparison. Journal of optical communications, Vol. 6, (1985) 1.
[21] *Béguin C.* Kohärente optische Übertragung. Techn. Mitt. PTT, Bern 67 (1989) 5, S. 235.

**Die nächste Nummer bringt unter anderem:**
**Vous pourrez lire dans le prochain numéro:**

**7/89**

| | |
|---|---|
| Béguin C. | Spezielle Empfangsarten und Systembetrachtungen der kohärenten optischen Übertragung |
| Stadler R. | Fehlerkorrektur bei Fernkopierern der Gruppe 3 |
| Gueisbühler J. | L'EAO, une solution aux problèmes de formation? |
| Reidy E. | Hausrohrpostanlagen der Schweizerischen PTT-Betriebe |