Zeitschrift: Bulletin Electrosuisse
Herausgeber: Electrosuisse, Verband für Elektro-, Energie- und Informationstechnik
Band: 95 (2004)
Heft: 1

Artikel: Optische Kommunikationen im Weltraum
Autor: Herzog, Frank
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-857894

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. Siehe Rechtliche Hinweise.

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. Voir Informations légales.

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. See Legal notice.

Download PDF: 26.04.2025

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

Optische Kommunikation im Weltraum

Breitbandige Datenübertragung zwischen Satelliten

Die Mobilfunktechnologie hat Telefon und Laptop-Computer von jeglichen Kabeln befreit. Dem Ingenieur stellt sich nun die Frage, ob auch Hochleistungskanäle wie beispielsweise transatlantische Glasfaserkabel durch Freiraumübertragungen ersetzt werden können. Der vorliegende Beitrag beleuchtet Methoden und Konzepte zur breitbandigen Datenübertragung im Weltraum, wobei das Schwergewicht auf die optische Kommunikationstechnik gelegt wird. Er umreisst aber auch sinnvolle Anwendungen und präsentiert erste praktische Realisierungen von optischen Intersatelliten-Links.

Wer sich im Internet über sein nächstes Ferienziel informiert oder mit Freunden in fernen Ländern telefoniert, benutzt dabei eine technische Einrichtung, die üblicherweise völlig unsichtbar und mit hoher Zuverlässigkeit ihren Dienst ver-

Frank Herzog

richtet: die transnationalen oder sogar transkontinentalen Glasfasernetzwerke. Wohl ohne zu übertreiben kann die Glasfaser als das kommunikationstechnische Rückgrat der Informationsgesellschaft bezeichnet werden. In Zukunft soll aber die terrestrische, fasergebundene Datenübermittlung um eine «höhere» Ebene ergänzt werden: die breitbandige Kommunikation im Weltraum. An sich ein nahe liegender Gedanke, denn der Weltraum bietet fast ideale Bedingungen für die elektromagnetische Wellenausbreitung. Der Grund, weshalb wir nicht längst schon über extraterrestrische Übertragungskanäle surfen – «Internet-in-the-Sky» ist tatsächlich eine registrierte Handelsmarke –, sind einige bisher nicht lösbare technische Probleme, welche vor allem durch die riesigen Distanzen zwischen den Netzknoten hervorgerufen werden. In den Forschungslabors – auch in der Schweiz – ist aber eine neue Generation von Satellitenterminals im Entstehen begriffen, mit denen die breitrandige Datenübertragung im Weltraum erstmals Realität werden könnte.

Man mag hier einwenden, dass die Kommunikationstechnik den Weltraum in Form von Satellitenfernsehen oder -telefon ja schon lange erobert hat. Solche Single-hop-Konstellationen, bei denen von der Erde zum Satelliten und von dort direkt zurück zur Erde gesendet wird, sind hier aber nicht gemeint. In einem echten Netzwerk werden die Daten von einem Satelliten zum nächsten weitergereicht (multi-hop) und erst über ihrem Bestimmungsort zur Erde zurückgeschickt. Auf diese Weise ist es theoretisch möglich, mit nur drei Satelliten ein weltumspannendes Netzwerk aufzubauen.

Science-Fiction wird Realität

Die Idee der satellitengestützten Datennetzwerke wurde vor etwa 50 Jahren von Arthur C. Clarke, dem Drehbuchautor des legendären Films «2001: A Space Odyssey», in einem technischen Artikel erstmals vorgeschlagen [1]. Nach Berechnungen zu Raketen-Fluchtgeschwindigkeiten und möglichen Umlaufbahnen für Satelliten schliesst sein Artikel mit der waghalsigen Prognose: «... it appears hardly worth to expend much effort on the building of (terrestrial) long-distance relay chains». Aus heutiger Sicht eine allzu optimistische Aussage, konnten doch die enormen technischen Anforderungen einer breitbandigen Datenübertragung im Weltraum lange Zeit nur theoretisch oder in stark vereinfachten Laboraufbauten gelöst werden. Ende des letzten Jahrhunderts glaubte man dann, die technischen Probleme soweit im Griff zu haben, dass konkrete Systeme geplant werden konnten. So sollte beispielsweise das Teledesic-Netzwerk[1)] aus 840 tief fliegenden Satelliten bestehen und eine Bandbreite von 1,5 GBit/s bereitstellen. Auch diese Planung wurde vom Gedanken getrieben, dass terrestrische Kommunikationsnetze zu mühsam im Aufbau und Unterhalt sind und schon bald an ihre Kapazitätsgrenze stossen. So stellte ein wissenschaftlicher Artikel 1997 über die transatlantischen Glasfaserverbindungen die folgende Prognose: «All transatlantic capacity becomes saturated by 2003» [2]. Dass diese Vorhersage nicht eingetreten ist, kann von jedem Computer mit Internetanschluss überprüft werden, steht doch zu jeder Tages- und Nachtzeit eine schnelle Verbindung nach Amerika zur Verfügung.

Aktuelle Studien über satellitengestützte Netzwerke befassen sich kaum mit den Alternativen zu terrestrischen Breitbandnetzen, denn der Glasfaser mit ihrer enorm grossen, aber trotzdem preiswerten Übertragungskapazität ist kaum Konkurrenz zu machen. Vielmehr kon-

Das in diesem Beitrag beschriebene Projekt wird in Zusammenarbeit zwischen der Communication Photonics Group (www.photonics.ee.ethz.ch) am Institut für Feldtheorie und Höchstfrequenztechnik der ETH Zürich und der Contraves Space AG (www.contravesspace.com) durchgeführt. Die Forschungsförderung erfolgt durch die Kommission für Technologie und Innovation des Bundes (www.bbt.admin.ch) im Rahmen des KTI-Projekts 5631.1 KTS.

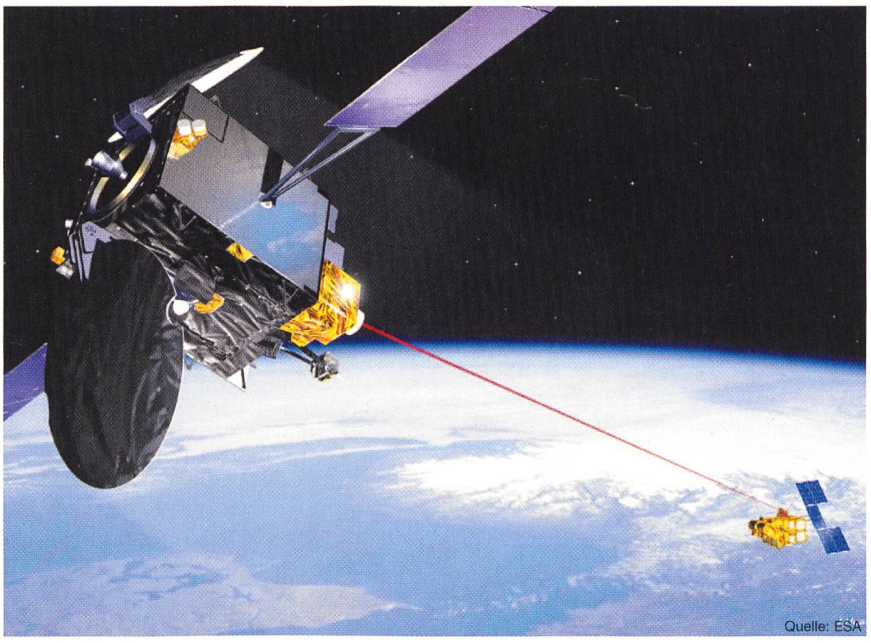

Bild 1 Die Satelliten Artemis und SPOT 4 kommunizieren optisch mit Hilfe des Silex-Systems

zentriert man sich auf spezifische Vorteile, die aus der drahtlosen Kommunikation im Weltraum hervorgehen. So ist ein Satellitennetzwerk äusserst flexibel und von fast jedem Punkt der Erde aus erreichbar. Für ein grosses Sportereignis wie etwa die olympischen Spiele wird jeweils für einen begrenzten Zeitraum an ganz bestimmten Orten der Erde eine sehr hohe Übertragungskapazität für Fernseh-, Telefon- und Internetdaten nachgefragt. Ein satellitengestütztes Netzwerk kann solche Daten effizient um die ganze Welt verteilen und wäre nach dem Ende der Spiele in kurzer Zeit für andere Zwecke rekonfigurierbar. Ein weiteres Beispiel sind tief fliegende Erdbeobachtungssatelliten, die wegen ihrer hohen Geschwindigkeit relativ zur Erdoberfläche nur während kurzer Zeit Kontakt zur Bodenstation halten können. Solche Satelliten senden ihre Daten zu einem geostationären Satelliten, welcher permanent in Kontakt mit der entsprechenden Bodenstation ist. Die Europäische Weltraumorganisation ESA hat im Jahre 2001 das System Silex in Betrieb genommen, welches genau nach dem geschilderten Prinzip arbeitet (Bild 1). Silex ist übrigens die erste und bisher einzige Kommunikationsverbindung zwischen Satelliten, die Licht als Informationsträger verwendet [3].

Datenübertragung mit Licht

Aus nahe liegenden Gründen ist es im Weltraum nicht möglich, Satelliten über ein Kabel oder eine Glasfaser miteinander zu verbinden. Die Kommunikation im Weltraum wird deshalb immer drahtlos erfolgen. Negative Effekte wie Absorption und Dispersion, welche durch Interaktion des elektromagnetischen Feldes mit Materie entstehen, können weit gehend vernachlässigt werden. Mit Dispersion bezeichnet man die frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der geführten elektromagnetischen Welle, was zum Beispiel in Glasfaserkabeln zur Impulsverbreiterung führt. Der Nachteil der Freiraumausbreitung liegt in der Tatsache, dass eine ungeführte elektromagnetische Welle aus grundlegenden physikalischen Gründen immer divergent ist, das heisst «kegelförmig» abstrahlt. Mit anderen Worten: Je weiter das elektromagnetische Feld von der Sendeantenne wegpropagiert, desto grossflächiger muss sich die abgestrahlte Leistung verteilen, was wiederum eine Abnahme der Leistungsdichte bedeutet.

Wie Bild 2 veranschaulicht, bemisst man diese Divergenzverluste mit Hilfe des Strahlöffnungswinkels δ im Fernfeld der Antenne gemäss Formel 1 [4]:

$$\delta \approx \frac{\lambda}{a} \qquad (1)$$

Dabei stellt λ die Wellenlänge des abgestrahlten Feldes dar und a den Durchmesser der wirksamen Antennenfläche. Um eine hohe Feldkonzentration zu erreichen, muss also entweder die Antenne gross oder die Wellenlänge klein gewählt werden. Eine grosse Antenne ist in der Raumfahrt unerwünscht, denn diese belegt unnötig viel Transportvolumen in der Trägerrakete. Für die Entwicklung einer Kommunikationsstrecke im Weltraum ist deshalb mit Vorteil eine möglichst kurze Wellenlänge – oder gleichbedeutend: eine möglichst hohe Trägerfrequenz – anzustreben.

Dies soll nun an einem kurzen Zahlenbeispiel verdeutlicht werden: Man stelle sich zwei Satelliten vor, die im Abstand von 30 000 km zueinander stehen. Der Sender des einen und der Empfänger des anderen Satelliten sind mit einer Antenne von 20 cm Durchmesser ausgerüstet. Bei einer Trägerfrequenz von 10 GHz bzw. einer Wellenlänge von 3 cm ergeben sich Übertragungsverluste von rund 150 dB. Im optischen Frequenzbereich, das heisst bei einer Wellenlänge von 1 µm – was einer Trägerfrequenz von 300 THz entspricht –, gehen «nur» etwa 60 dB verloren; eine technisch durchaus handhabbare Grösse. Daher wird das Licht im Weltraum zum Informationsträger erster Wahl und die optische Freiraumkom-

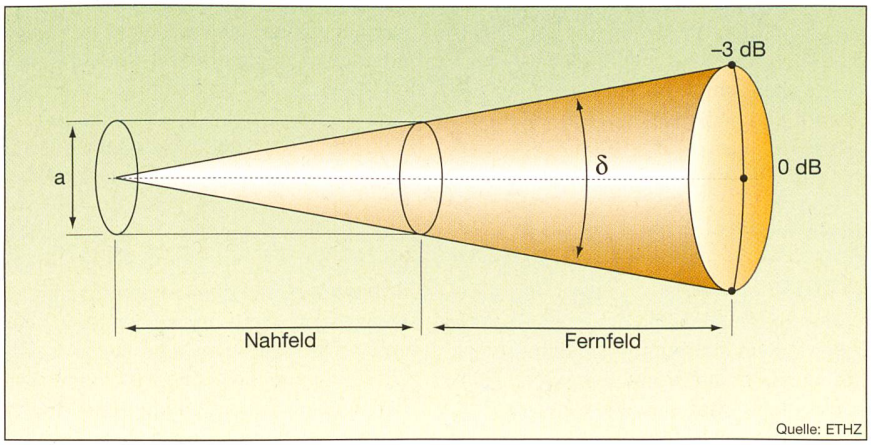

Bild 2 Erklärung des Strahlöffnungswinkels δ

Mit a als dem Durchmesser der wirksamen Antennenfläche und der Wellenlänge λ gilt: Strahlöffnungswinkel $\delta \approx \frac{\lambda}{a}$. Eine kürzere Wellenlänge führt also zu einer höheren Feldkonzentration.

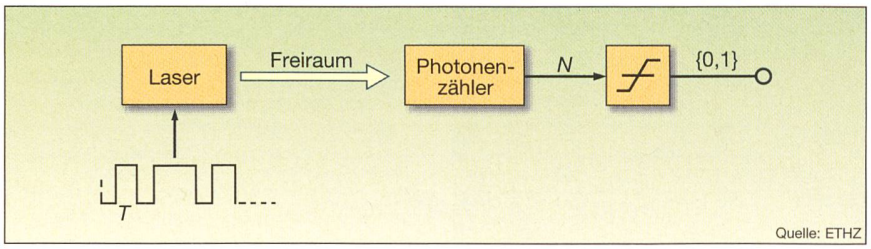

Bild 3 Schematischer Aufbau eines optischen Übertragungssystems mit einem Photonenzähler als idealem Detektor

N ist die Anzahl der Photonen im Bitintervall *T*. Wenn *N* grösser als null ist, erzeugt die Entscheiderstufe ein «1»-Bit, andernfalls ein «0»-Bit.

munikation zum intensiv erforschten Gebiet.

Extreme Anforderungen an die Mechanik

Vom nachrichtentechnischen Standpunkt aus gesehen, ist eine möglichst starke Fokussierung des elektromagnetischen Feldes erwünscht. Allerdings werden dadurch die Spezifikationen an die mechanische Strahlausrichtung verschärft, denn diese muss sicherstellen, dass Sende- und Empfangsantenne zu jedem Zeitpunkt in einer Achse ausgerichtet bleiben. Je kleiner der Fleck ist, den der Sender in Richtung des Empfängers projiziert, umso schneller und genauer müssen die Vibrationen auf den Satellitenplattformen oder die relativen Bewegungen der Satelliten ausgeregelt werden. Eine weitere Komplikation, die aus dem engen Strahlöffnungswinkel folgt, ist die nicht mehr vernachlässigbare Laufzeit des Lichtes. So dürfen Sende- und Empfangsrichtungen eines Satelliten nicht mehr exakt übereinstimmen: der Sendestrahl muss genau auf jenen Ort ausgerichtet werden, an dem der Partnersatellit eintreffen wird, wenn das Licht die Distanz zwischen den beiden Satelliten überwunden hat (Point Ahead).

Die mechanischen Probleme einer optischen Datenübermittlung im Weltraum sollen hier nicht weiter besprochen werden [5].

Photonenzähler und Quantengrenze

Die maximale Datenrate eines optischen Kommunikationssystems wird massgeblich durch zwei Faktoren bestimmt: die optische Ausgangsleistung des Senders und die Empfindlichkeit des Empfängers. Im Weltraum wird die optische Ausgangsleistung klein gewählt (üblicherweise nicht mehr als 1 Watt), denn Energie ist auf einem Satelliten ein sehr kostbares Gut. Ausserdem erfolgt die Umwandlung von elektrischem Strom in kohärentes Licht wegen der schlechten Wirkungsgrade von Lasern und optischen Verstärkern mit grossen Verlusten. Wenn der Ausgangsleistung des Senders enge Grenzen gesetzt sind, ist es umso wichtiger, einen möglichst empfindlichen Empfänger zu verwenden. Im folgenden Abschnitt wird aufgezeigt, wie mit der Identifikation der massgeblichen Rauschquellen die verschiedenen Empfangskonzepte bezüglich ihres Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und ihrer Bitfehlerrate qualifiziert und somit auch verglichen werden können.

Doch vorerst eine einleitende Bemerkung zur einheitlichen Terminologie: Das wichtigste Unterscheidungskriterium von optischen Empfängern ist die Art der Detektion, welche direkt oder kohärent erfolgen kann. Beim Direktempfänger wird das empfangene Licht ohne Umwege in einen elektrischen Strom umgewandelt. Im Gegensatz dazu wird im kohärenten Empfänger zum modulierten Eingangssignal ein Lokaloszillatorsignal addiert (überlagert), und erst die Summe wird auf den Photodetektor gegeben. Im kohärenten Fall wird zudem zwischen heterodyner und homodyner Detektion unterschieden. Im Heterodynempfänger beträgt die Frequenzdifferenz zwischen Nutz- und Lokaloszillatorsignal ein Mehrfaches der Signalbandbreite. Beim Homodynempfänger beträgt diese Differenz exakt null. Der Lokaloszillator wird also auf das modulierte Eingangssignal phasengeregelt. Als Modulationsverfahren kommt beim Direktempfänger nur die Intensitätsmodulation in Frage. Kohärente Empfänger können hingegen amplituden-, phasen- oder frequenzmodulierte Signale verarbeiten. In digitalen Systemen heissen die entsprechenden (diskreten) Modulationsverfahren ASK, PSK und FSK (Amplitude-, Phase-, Frequency-Shift-Keying).

Das stark vereinfachte Schema eines optischen Übertragungssystems ist in Bild 3 dargestellt. Der Laser emittiert Licht, wenn ein «1»-Bit übertragen werden soll. Für das «0»-Bit wird der Laser hingegen ausgeschaltet. Der Empfänger besteht aus einem Photonenzähler und einer Entscheiderstufe, welche ein «1»-Bit erzeugt, wenn im Bit-Intervall T mindestens ein Photon gezählt wurde. Nach der vorhin erläuterten Terminologie verwendet dieses System Intensitätsmodulation und Direktempfang. Der Photonenzähler wird als ideal angenommen: er ist somit verlustlos und rauschfrei. Dabei muss betont werden, dass ein solches Modell in der realen Welt nicht existiert. Trotzdem findet es hier Erwähnung, und zwar um den wichtigen Begriff der Quantengrenze herzuleiten.

Intuitiv würde man erwarten, dass der ideale Photonenzähler für die sichere Detektion eines «1»-Bits genau ein einziges Photon benötigt. Entsprechend ist das «0»-Bit durch die vollständige Abwesenheit von Photonen codiert. Unter der Annahme von gleich häufigen «0»- und «1»-Bits würde für den Photonenzähler eine Empfindlichkeit von 0,5 Photonen pro Bit resultieren. Leider ist diese Betrachtungsweise unphysikalisch, denn sie setzt eine optische Quelle voraus, die in absolut konstanten Zeitabständen Photonen emittiert. Die Erzeugung von Photonen ist jedoch ein Prozess, der quantenmechanischen Gesetzen gehorcht. Der genaue Zeitpunkt, wann ein Photon entsteht, ist rein zufällig und somit nicht vorhersehbar. Es kann also der Fall eintreten, dass ein «1»-Bit übertragen werden soll, obschon die Quelle im betreffenden Bit-Intervall gar keine Photonen emittiert. Dadurch entstehen auch im idealen Photonenzähler Bit-Fehler, obwohl dieser eigentlich völlig verlustlos und rauschfrei ist.

Mathematisch lässt sich dies folgendermassen beschreiben [6]: Gegeben sei ein Laser mit einer optischen Ausgangsleistung P_s. Der Laser emittiert Photonen der Frequenz ν und der Energie hν (h steht für das Planck'sche Wirkungsquantum und hat den Zahlenwert von $6{,}63 \cdot 10^{-34}$ Js). Die Photonengenerationsrate (Photonen pro Sekunde) G_p lässt sich dann gemäss Formel 2 berechnen.

$$G_p = \frac{P_s}{h \cdot \nu} \qquad (2)$$

Dabei handelt es sich um eine gemittelte Grösse, denn die Erzeugung von Photonen ist ein stochastischer Prozess. Die Entstehungszeitpunkte der Photonen sind rein zufällig und gehorchen einer

Poissonverteilung. Die Wahrscheinlichkeit, in einem Bit-Intervall von T Sekunden N Photonen zu empfangen (unter der Bedingung, dass ein «1»-Bit gesendet wurde) lässt sich gemäss Formel 3 bestimmen.

$$Pr[N \mid «1»] = \frac{(G_p \cdot T)^N \cdot e^{-G_p \cdot T}}{N!} \quad (3)$$

Dies ist die diskrete Verteilungsdichtefunktion eines Poisson-Prozesses [7]. Ein Bit-Fehler tritt dann auf, wenn keine Photonen empfangen werden ($N = 0$), obwohl ein «1»-Bit gesendet wurde (Formel 4).

$$Pr[N = O \mid «1»] = e^{-G_p \cdot T} \quad (4)$$

Bei «0»-Bits treten im idealen Photonenzähler keine Bit-Fehler auf. Bei gleich häufig verteilten «0»- und «1»-Bits wird die Bitfehlerrate (BER) gemäss Formel 5 bestimmt.

$$BER = \frac{1}{2} \cdot e^{-G_p \cdot T} \quad (5)$$

Der Exponent G_pT ist dabei die mittlere, während eines Bit-Intervalls empfangene Anzahl Photonen, falls ein «1»-Bit gesendet wurde. Eine Umformung ergibt Formel 6.

$$\bar{N} = G_p \cdot T = \ln(2 \cdot BER) \quad (6)$$

$\bar{N}$ ist die Anzahl Photonen, die im Mittel für ein «1»-Bit empfangen werden müssen, damit die Bit-Fehlerrate den Wert BER nicht übersteigt. Als Beispiel sei eine Bit-Fehlerrate von 10^{-9} gefordert: Für ein «1»-Bit müssen dann im Mittel 20 Photonen empfangen werden oder, falls «0»- und «1»-Bits gleich häufig vorkommen, 10 Photonen pro Bit.

Es soll noch einmal betont werden, dass der eben beschriebene Fehlermechanismus nicht auf Verluste oder andere Nichtidealitäten von Systemkomponenten zurückzuführen ist. Die Ursache ist vielmehr prinzipieller Art und liegt in der quantisierten Natur des Lichtes. Der Ausdruck in Formel 6 für die gemittelte Anzahl benötigter Photonen wird deshalb auch die Quantengrenze (Quantum Limit) des optischen Direktempfängers genannt, die übrigens von keinem realen System unterschritten werden kann. Die Quantengrenze ist eine Eigenheit der optischen Übertragung und tritt in der Mikrowellentechnik in dieser Art nicht auf. Im Mikrowellenbereich ist die Energie kontinuierlicher über die Zeit verteilt. Dadurch besteht die Gewissheit, dass eine Quelle prinzipiell in jedem Bit-Intervall Energie emittieren kann.

Reale Photodetektoren

Reale Photodetektoren sind zumeist PIN- oder Avalanche-Photodioden, die für Arbeitswellenlängen im nahen Infrarot aus den Halbleitermaterialien Indium-Phosphid oder Indium-Gallium-Arsenid bestehen [8]. In Bild 4 ist der Querschnitt durch eine PIN-Photodiode dargestellt. Die Diode ist aus einer Schicht p-Typ-Halbleitermaterial, einer undotierten intrinsischen Schicht, sowie einer Schicht n-Typ-Halbleiter aufgebaut (daher der Name PIN: p-doped–Intrinsic–n-doped). Über der Diode sei eine negative Vorspannung angelegt, wodurch die intrinsische Schicht praktisch komplett von freien Ladungsträgern ausgeräumt wird. In diesem Zustand ist die Diode gesperrt und führt keinen Strom. Photonen, die durch die optisch transparente p-Schicht in die intrinsische Zone eindringen, werden mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit absorbiert, indem sie ein freies Ladungsträgerpaar[2)] (genauer: ein Elektron-Loch-Paar) erzeugen. Entsprechend dem elektrischen Feld über der intrinsischen Schicht driften die freien Ladungsträger in Richtung der p- bzw. n-Schicht: eine Bewegung, die sich als elektrischen Strom I_{PD} bemerkbar macht. Die Stromstärke wird dadurch direkt proportional zur Leistung des einfallenden Lichtes (Formel 7).

$$I_{PD} = R \cdot P_s \quad (7)$$

Die Grösse R heisst Empfindlichkeit der Photodiode und wird in Ampere pro Watt gemessen[3)]. Die Empfindlichkeit R ist unter anderem von der Dicke der intrinsischen Schicht der Photodiode abhängig, wobei eine zunehmende Schichtdicke jeweils eine höhere Empfindlichkeit zur Folge hat. Mit der Schichtdicke steigt allerdings auch die Transitzeit der Ladungsträger, das heisst die Photodiode wird langsamer. Hochwertige PIN-Photodioden erreichen bei einer Wellenlänge von 1064 nm Bandbreiten im GHz-Bereich und Empfindlichkeiten um 0,65 A/W.

Avalanche-Photodioden unterscheiden sich von PIN-Dioden durch eine zusätzliche dotierte Schicht, die Verstärkungs- oder Multiplikationszone genannt wird. In dieser Schicht können Ladungsträger, die durch Photonen erzeugt und unter dem Einfluss des elektrischen Feldes beschleunigt worden sind, durch lawinenartige Stossprozesse weitere freie Ladungsträger generieren. Dadurch weisen Avalanche-Dioden eine eingebaute Verstärkung (Lawinenverstärkung) auf, welche unter gewissen Bedingungen die nachfolgende Signalverarbeitung vereinfacht. Dieser Verstärkungsfaktor M hängt von der Diodenvorspannung ab und kann Werte bis 100 erreichen. Leider ist der Verstärkungsfaktor der Avalanche-Diode eine äusserst verrauschte Grösse, was zum überproportionalen Anwachsen der Rauschleistung im Diodenstrom führt. Unter welchen Umständen die Avalanche-Diode der PIN-Diode vorzuziehen ist, hängt hauptsächlich von der Leistung des einfallenden Lichtes ab. Dieser Sachverhalt soll im Folgenden nochmals genauer dargelegt werden. Im optischen Direktempfänger treten die nachfolgend beschriebenen drei Rauschprozesse auf.

Das Schrotrauschen der Photodioden: Die Umwandlung von Photonen in freie Ladungsträgerpaare in der Photodiode ist ein stochastischer Prozess. Der dadurch entstehende fluktuierende Beitrag im Ausgangsstrom der Diode wird Schrotrauschen genannt. Die zweiseitige spektrale Leistungsdichte des Schrotrauschens berechnet sich nach Formel 8[4)].

$$S_{sh}(\omega) = q \cdot R \cdot P_s \quad (8)$$

Hier steht q für die Elementarladung eines Elektrons mit dem Wert $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C. Formel 8 gilt für die PIN-Diode. Für die Avalanche-Diode muss dieser Ausdruck mit einem Faktor M^{2+x} multipliziert

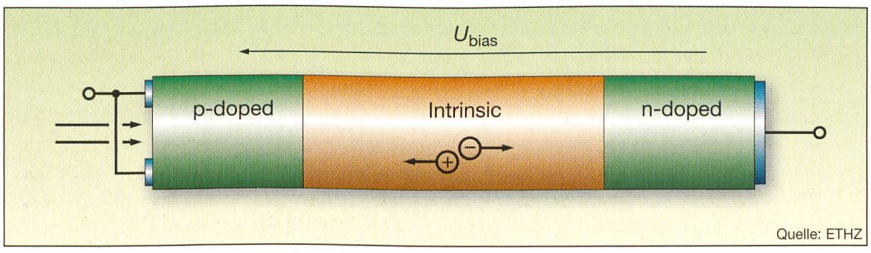

Bild 4 Schematischer Querschnitt durch eine PIN-Photodiode

Die intrinsische (undotierte) Schicht befindet sich zwischen einer Schicht p-dotierten Materials und einer Schicht n-dotierten Materials. Das p-Material ist optisch transparent, so dass die Absorption der Photonen hauptsächlich in der intrinsischen Schicht erfolgt. Die Diode wird in Sperrrichtung vorgespannt und führt im unbeleuchteten Zustand keinen Strom. Photonen können freie Ladungsträgerpaare erzeugen, die entlang dem elektrischen Feld in die dotierten Zonen driften und so zu einem Strom beitragen.

werden, wobei M der Verstärkungsfaktor der Diode ist und x ein phänomenologischer Zusatzrauschfaktor, der je nach verwendetem Material zwischen 0,2 und 1 liegen kann.

Der Dunkelstrom der Diode: Im Idealfall würde die Photodiode bei absoluter Dunkelheit keinen Strom führen. In Wirklichkeit können durch thermische Anregung spontan freie Ladungsträgerpaare entstehen, welche zum Dunkelstrom beitragen. Der Dunkelstrom wird vor allem bei der Detektion von «0»-Bits zu Fehlern führen.

Das thermische Rauschen des nachfolgenden Verstärkers: Im Allgemeinen ist der Ausgangsstrom der Photodiode zu schwach, um direkt der Entscheiderstufe zugeführt zu werden. Deshalb muss das Signal erst verstärkt werden, wobei die nachgeschaltete Verstärkerstufe noch zusätzliches thermisches Rauschen hinzufügt. Die spektrale Leistungsdichte des thermischen Rauschens ist frequenzunabhängig und wird mit N_{th} bezeichnet.

Damit lassen sich nun die Signal- zu Rauschverhältnisse der beiden Diodentypen angeben, wobei der Dunkelstrom jeweils vernachlässigt wird. Formel 9 gilt für die PIN- und Formel 10 für die Avalanche-Diode.

$$SNR_{\mathrm{PIN}} = \frac{(R \cdot P_s)^2}{2 \cdot B \cdot (q \cdot R \cdot P_s + N_{th})} \qquad (9)$$

$$SNR_{\mathrm{Avalanche}} = \frac{(M \cdot R \cdot P_s)^2}{2 \cdot B \cdot (q \cdot M^{2+x} \cdot R \cdot P_s + N_{th})} \qquad (10)$$

Der Faktor B bezeichnet die elektrische Frequenzbandbreite des Empfängers. Bei genauer Betrachtung der beiden Formeln 9 und 10 fällt auf, dass das Schrotrauschen von der optischen Eingangsleistung abhängig ist, das thermische Rauschen hingegen nicht. Das thermische Rauschen dominiert somit bei geringer optischer Empfangsleistung, was die Verwendung einer Avalanche-Diode vorteilhaft macht, da diese mit ihrer eingebauten Verstärkung das schwache Nutzsignal über den Rauschpegel zu heben vermag. Bei grosser optischer Eingangsleistung ist die PIN-Diode hingegen besser geeignet, da ihr Schrotrauschpegel nur linear mit der Leistung zunimmt und nicht mit einem Zusatzrauschfaktor behaftet ist wie bei der Avalanche-Diode.

Unabhängig von der Grösse der Eingangsleistung und des Diodentyps wird die Empfindlichkeit des Direktempfängers in jedem Fall durch die verschiedenen Rauschbeiträge von Photodiode und nachfolgender Elektronik stark eingeschränkt. Reale Direktempfänger sind deshalb weit von der Quantengrenze entfernt und benötigen für eine sichere Detektion Tausende von Photonen pro Bit. Das eingangs erwähnte Silex-System der ESA, bei dessen Entwicklung der Machbarkeitsbeweis der optischen Übertragung im Weltraum im Vordergrund stand, arbeitet mit einem Direktempfänger und erreicht damit eine Datenrate von 50 MBit/s. Um mit zukünftigen Satellitenterminals in den Bereich von GBit/s vorzustossen, wird eine fast 100-jährige Standardschaltung der Radiowellentechnik in den optischen Frequenzbereich übertragen: der Überlagerungsempfänger.

Optischer Überlagerungsempfänger

Der Überlagerungs- oder Heterodynempfänger gehört zu den populärsten Schaltungskonzepten der Radiotechnik. Er findet praktisch in jedem UKW-Radio und in jedem Fernseher seine Anwendung. Auch in der Mikrowellentechnik kommt der Überlagerungsempfänger häufig zum Einsatz; so beispielsweise in Mobiltelefonen oder in Empfängern für das Satellitenfernsehen. Prinzipiell lässt sich dieses Schaltungskonzept auch bei optischen Frequenzen anwenden, allerdings mit einigen wesentlichen Unterschieden zu seinem elektrischen Pendant.

Bild 5 zeigt den schematischen Aufbau eines optischen Überlagerungsempfängers. Dem Nutzsignal mit der Trägerfrequenz ω_s wird das Licht eines Lokaloszillators mit Frequenz ω_{LO} addiert (überlagert). Die Summe der beiden Felder wird auf eine PIN-Photodiode gegeben und dort gemäss den bisherigen Ausführungen detektiert. Nach Formel 7 ist der Strom, der in der Photodiode erzeugt wird, proportional zur momentanen optischen Leistung. Diese Leistung ist abhängig von der Phasenbeziehung zwischen den beiden anliegenden elektromagnetischen Feldern, also von der Phasenbeziehung zwischen Nutz- und Lokaloszillatorsignal. Dies ist mit ein Grund, für die folgende Rechnung einen Wellenansatz zu wählen. Formel 11 beschreibt das unmodulierte Nutzsignal, Formel 12 das Lokaloszillatorsignal.

$$X_s(t) = \sqrt{P_s} \cdot e^{j \cdot \omega_s \cdot t} \qquad (11)$$

$$X_{LO}(t) = \sqrt{P_{LO}} \cdot e^{j \cdot \omega_{LO} \cdot t} \qquad (12)$$

In den Formeln 11 und 12 wird die Wellenamplitude mit der Quadratwurzel der optischen Leistung in Verbindung gebracht. Dies hat praktische Gründe, denn im Gegensatz zum elektrischen oder

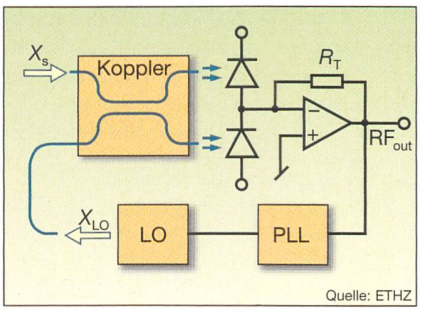

Bild 5 Schematische Darstellung eines optischen Überlagerungsempfängers

X_s: Eingangssignal; RF_{out}: elektrisches Ausgangssignal; X_{LO}: Lokaloszillatorsignal; PLL: Phase Locked Loop; R_T: Transimpedanz; LO: Lokaloszillator.
Da optische Koppler immer zwei Ausgänge haben, wird in diesem Fall ein symmetrischer Detektor verwendet (Balanced Frontend). Der Diodenstrom wird über einen Transimpedanzverstärker in eine proportionale Spannung gewandelt. Das thermische Rauschen des Verstärkers wird massgeblich in der Transimpedanz R_T erzeugt.

magnetischen Feldvektor ist die optische Leistung eine Grösse, die leicht gemessen werden kann. Es wird angenommen, dass die beiden Wellen in derselben Polarisationsebene liegen. Kombiniert man die Aussagen aus den Formeln 7, 11 und 12, so ergibt sich der Strom in der Photodiode (allfällige Rauschbeiträge werden vorerst vernachlässigt) nach Formel 13.

$$i_{pd}(t) = R \cdot \left| X_s(t) + X_{LO}(t) \right|^2 = R \cdot \left(P_s + P_{LO} + 2 \cdot \sqrt{P_s \cdot P_{LO}} \cdot \cos\left((\omega_s - \omega_{LO}) \cdot t \right) \right) \qquad (13)$$

Die ersten zwei Terme in der Klammer stellen Gleichstrom-Komponenten dar, die aus nahe liegenden Gründen für Kommunikationsanwendungen nicht interessant sind und über eine AC-Kopplung weggefiltert werden. Der dritte Term ist ein Mischprodukt aus Nutzsignal und Lokaloszillatorsignal, das spektral bei der Differenz der beiden Signalfrequenzen zu liegen kommt. Gleich wie in der Radiotechnik spricht man dann von einem Heterodynempfänger, wenn die beiden Signale von unterschiedlicher Frequenz sind, und von einem Homodynempfänger, wenn sie die gleiche Frequenz haben.

Es mag sicher aufgefallen sein, dass bei der Herleitung der Quantengrenze im idealen Detektor das Photonen-Modell des Lichtes zum Zuge kam, bei der Diskussion der Empfangskonzepte hingegen zum Wellen-Modell gewechselt wurde. Wann welche Vorstellung zutrifft, wird einzig durch das Hervortreten der Quantennatur des Lichts bestimmt. Eine Daumenregel besagt, dass in Fällen, wo über grosse Photonenzahlen gemittelt wird, das Wellenbild zulässig ist [9]. Beim

Überlagerungsempfänger ist dies durchaus gegeben, denn in den meisten Anwendungen arbeitet der Lokaloszillator im Bereich hoher Leistungen. In Fällen, wo die quantisierte Verteilung der Energie eine Rolle zu spielen beginnt, muss hingegen mit dem Photonenbild gerechnet werden, was beispielsweise bei der Herleitung der Quantengrenze der Fall war.

Formt man Formel 13 für den Diodenstrom etwas um und versieht ihn mit den entsprechenden Rauschbeiträgen, dann ergibt sich Formel 14.

$$i_{pd}(t) = 2 \cdot R \cdot \sqrt{P_s \cdot P_{LO}} \cdot \cos\left(\left(\omega_s - \omega_{LO}\right) \cdot t\right) + n_{sh}(t) + n_{th}(t) \quad (14)$$

Das Schrotrauschen $n_{sh}(t)$ wird beim Überlagerungsempfänger vom Lokaloszillator dominiert; seine Leistung ist in der Regel sehr viel höher als das Nutzsignal. Formel 15 beschreibt die spektrale Leistungsdichte des Schrotrauschens.

$$S_{sh}(\omega) = q \cdot R \cdot P_{LO} \quad (15)$$

Das thermische Rauschen $n_{th}(t)$ hat, gleich wie beim Direktempfänger, die konstante spektrale Leistungsdichte N_{th}. Daraus lässt sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis einfach berechnen (Formel 16).

$$SNR_{heterodyn} = \frac{2 \cdot R^2 \cdot P_s \cdot P_{LO}}{2 \cdot B \cdot (q \cdot R \cdot P_{LO} + N_{th})} \quad (16)$$

Der grosse Vorteil des Überlagerungsempfängers wird bei genauer Betrachtung der Formel 16 sofort ersichtlich. Ähnlich wie bei der Avalanche-Diode tritt bezüglich der Signalleistung ein verstärkender Term (P_{LO}) auf. Wie nicht anders zu erwarten ist, erscheint dieser Term auch in der Schrotrauschleistung, allerdings nur als linearer Faktor. Zur Erinnerung: In der Avalanche-Diode wächst das Schrotrauschen wegen des Vorfaktors M^{2+x} stärker an als die Signalleistung mit M^2. Beim Überlagerungsempfänger wird mit steigender Leistung des Lokaloszillators das Signal-zu-Rausch-Verhältnis also immer besser. Im Grenzfall, das heisst, wenn das Schrotrauschen das thermische Rauschen bei Weitem überflügelt ($q \cdot R \cdot P_{LO} \gg N_{th}$), ergibt sich ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis, welches nun nicht mehr von der Leistung des Lokaloszillators abhängt (Formel 17).

$$SNR_{heterodyn,schrotrauschbegrenzt} = \frac{2 \cdot R^2 \cdot P_s \cdot P_{LO}}{2 \cdot B \cdot (q \cdot R \cdot P_{LO} + N_{th})} = \frac{R \cdot P_s}{B \cdot q} \quad (17)$$

mit: $N_{th} \ll q \cdot R \cdot P_{LO}$

Diesen Zustand, bei welchem das thermische Rauschen gegenüber dem Schrotrauschen vernachlässigt werden kann, nennt man den schrotrauschbegrenzten Betrieb. Für typische Diodenwerte wird er bei Lokaloszillatorleistungen um 10 mW erreicht. Damit vereint der Überlagerungsempfänger die Vorteile der PIN- und der Avalanche-Photodioden: Einerseits wächst die Schrotrauschleistung lediglich gleich stark wie die Signalleistung, andererseits wird das Nutzsignal direkt in der Photodiode verstärkt.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde davon ausgegangen, dass die Frequenz von Nutzsignal und Lokaloszillator verschieden ist, wodurch der Term cos $((\omega_s - \omega_{LO}) \cdot t)$ aus Formel 13 einen Faktor 1/2 zur mittleren Leistung beiträgt. Beim Homodynempfänger hingegen, dessen Lokaloszillator auf die gleiche Frequenz wie das Nutzsignal gebracht werden muss, wird dieser Beitrag gemäss cos $((\omega_s - \omega_{LO}) \cdot t)$ zu eins. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Homodynempfängers ist somit zweimal besser als dasjenige des Heterodynempfängers (Formel 18).

$$SNR_{homodyn,schrotrauschbegrenzt} = \frac{2 \cdot R \cdot P_s}{B \cdot q} \quad (18)$$

Diese Differenz um 3 dB ist übrigens eine typische Eigenschaft der optischen Übertragung und tritt in dieser Form zwischen dem elektrischen Homodyn- und Heterodynempfänger nicht auf. Der Grund dafür ist die unterschiedliche Lokalisierung der massgeblichen Rauschquelle. Im elektrischen Übertragungskanal wird dem Nutzsignal thermisches Rauschen hinzuaddiert, welches fortan das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt. Vor dem Mischer kann dieses Rauschen bei der Zwischenfrequenz weggefiltert werden, wodurch sich der Rauschabstand bei der Mischung nicht wesentlich verschlechtert. Beim optischen Empfänger liegt die massgebliche Rauschquelle mit dem Schrotrauschen in der Photodiode selbst. Die thermische Generation eines Rauschquants im optischen Übertragungskanal (zum Beispiel in einer Glasfaser) ist zudem wegen der hohen Photonenenergie sehr unwahrscheinlich[5]. Da beim optischen Empfänger Rauschquelle und Mischer eine untrennbare Einheit bilden, kann das Schrotrauschen bei der Zwischenfrequenz nicht weggefiltert werden. Im Fall des Heterodynempfängers verteilt sich die Signalenergie verglichen mit dem Homodynempfänger auf eine doppelt so grosse Bandbreite, was zur besprochenen 3-dB-Einbusse im Signal-zu-Rausch-Verhältnis führt [6, 10].

Neben dem schrotrauschbegrenzten Betrieb bietet der Überlagerungsempfänger noch eine Reihe weiterer Vorteile. Einer besteht in der Möglichkeit, nicht nur Amplitudenmodulation, sondern auch Winkelmodulationsverfahren anwenden zu können. Tatsächlich ist die empfindlichste optische Übertragungsart die zweiwertige Phasenumtastung (Binary Phase Shift Keying, BPSK) mit Homodynempfang, wofür theoretisch nur 9 Photonen pro Bit für eine Bit-Fehlerwahrscheinlichkeit von 10^{-9} erforderlich sind. Damit kann der Überlagerungsempfänger sogar die Quantengrenze des Direktempfangs unterschreiten. Natürlich reichen praktische Realisierungen nicht ganz an diese 9 Photonen pro Bit heran, doch die Leistungseinbusse ist deutlich kleiner als beim Direktempfänger. Der aktuelle Stand der Technik für die empfindlichsten Homodynempfänger liegt bei etwa 25 Photonen pro Bit.

Für Weltraumanwendungen ist eine möglichst hohe Empfängerempfindlichkeit erwünscht. Dazu gegenläufig ist die Forderung nach weit gehender Insensivität auf optisches Hintergrundrauschen. Im schlimmsten Fall blickt das Empfangsteleskop nämlich direkt in die Sonne, wodurch im Photodetektor zusätzliche Rauschterme erzeugt werden. Eine eingehende Analyse zeigt, dass der Überlagerungsempfänger auch hier im Vorteil ist [11]. Als anschauliche Erklärung kann man sich überlegen, welche Komponenten des Hintergrundrauschens eine Verstärkung in der Photodiode erfahren. Beim Direktempfänger mit Avalanche-Diode wird das gesamte Hintergrundrauschen verstärkt, im Überlagerungsempfänger mit PIN-Diode jedoch nur jene Anteile, welche sich im selben Zustand wie das Strahlungsfeld des Lokaloszillators befinden.

Optische Phasenregelkreise

Der vorhergehende Abschnitt hat aufgezeigt, wie die Quantengrenze mit Hilfe des optischen Überlagerungsempfängers angenähert oder sogar (theoretisch) unterschritten werden kann. Der Preis für diesen enormen Gewinn an Empfindlichkeit ist ein massiv höherer Hardware-Aufwand. So wird im Empfänger als Lokaloszillator ein zweiter Laser benötigt. Die Überlagerung von Nutzsignal und Lokaloszillatorsignal erfolgt in einem optischen Koppler, ein Gebilde, dessen Aufbau viel Erfahrung und Massarbeit erfordert. Vor allem aber müssen beim empfindlichsten Überlagerungsempfänger, dem Homodynempfänger, Frequenz und Phase des Lokaloszillators absolut starr

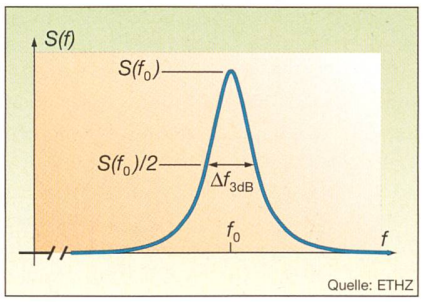

Bild 6 Typisches Ausgangsspektrum eines Lasers (Lorentz-Kurve)

Die spektrale Verbreiterung erfolgt auf Grund von stochastischen Vorgängen in der Laserkavität, die üblicherweise mit Frequenz- oder Phasenrauschen bezeichnet werden. Mit der Zunahme der Leistungsdichte des Phasenrauschens vergrössert sich auch die Linienbreite Δf_{3dB}. Phasenrauschen kann in kohärenten Übertragungssystemen zu Bitfehlern führen.

auf das Nutzsignal gebracht werden. Auf den ersten Blick eine schier unlösbare Aufgabe, wenn man sich vorstellt, dass beide Laser bei einer Schwindel erregend hohen Frequenz von rund 300 THz oszillieren. Trotzdem sind verschiedene Verfahren zur phasenstarren Regelung von Lasern bekannt, von denen eines im Folgenden genauer erläutert wird.

Eine wichtige Voraussetzung für den optischen Phasenregelkreis (Phase Locked Loop, PLL) sind frequenzstabile Laser. Die momentane Oszillationsfrequenz des Lasers soll dabei möglichst wenig von einem vorgegebenen Mittelwert abweichen. Da solche Frequenzabweichungen durch stochastische Prozesse in der Laserkavität hervorgerufen werden, spricht man auch von Frequenz- oder Phasenrauschen. Phasenrauschen führt zu einer Verbreiterung des Emissionsspektrums, wobei als Messgrösse üblicherweise die 3-dB-Bandbreite (die so genannte Linienbreite) gewählt wird. Die Linienbreite bemisst sich am Frequenzbereich, bei welchem die Leistungsdichte um einen Faktor 2 vom Spitzenwert abgefallen ist (Bild 6). Die Auswirkungen des Phasenrauschens auf ein kohärentes Kommunikationssystem drücken sich einerseits in der erhöhten Bit-Fehlerwahrscheinlichkeit aus und andererseits durch das Auftreten eines so genannten Bit-Fehler-Bodens (BER-Floor). Damit bezeichnet man die untere Grenze der Bit-Fehlerrate, die auch mit beliebig viel Signalenergie nicht unterschritten werden kann.

Die bevorzugte Lichtquelle für ein optisches Kommunikationssystem wären Halbleiterlaser, denn diese sind verhältnismässig kostengünstig und sehr kompakt im Aufbau. Leider liegt die Linienbreite von Halbleiterlasern typischerweise im MHz-Bereich; ihr Einsatz in einem kohärenten Übertragungssystem kommt daher nicht in Frage. Die schmalbandigsten optischen Quellen sind bestimmte Festkörperlaser, so genannte Nd:YAG-Laser[6] mit Linienbreiten im Bereich von 1 Hz. Solche Laser werden optisch gepumpt[7] und erfordern daher einen etwas grösseren Hardware-Aufwand, ihr geringes Phasenrauschen ermöglicht hingegen den Aufbau einer phasenstarren Regelung.

Bild 7 zeigt das Blockschaltbild eines optischen Phasenregelkreises, der über die Maximierung der Signalleistung im Basisband arbeitet [12]. Bei unserer Erläuterung des Funktionsprinzips kann davon ausgegangen werden, dass die Differenzfrequenz $|\omega_s - \omega_{LO}|$ von Nutz- und Lokaloszillator weniger als 10 kHz beträgt[8]. Das empfangene Signal am Ausgang der Photodioden ist dann eine Schwebung, deren Umhüllende der halben Differenzfrequenz entspricht. Ein Leistungsdetektor misst nun die mittlere Leistung dieses Basisbandsignales. Der Detektor kann Änderungen der Leistung bis zu einer Frequenz von ungefähr 1 MHz folgen, wodurch er die Schwebung verzerrungsfrei zu demodulieren vermag. Das Ausgangssignal des Leistungsdetektors besteht also aus einer harmonischen Schwingung mit der Frequenz $|\omega_s - \omega_{LO}|$ und einem von null verschiedenen Mittelwert, welcher über die AC-Kopplung entfernt wird. Mit der Signalquelle wird dem Lokaloszillator eine sinusförmige Phasenschwankung der Frequenz 110 kHz und einer Amplitude, die im Bereich von einigen wenigen Grad liegt, aufgeprägt. Diese Phasenschwankung übersetzt sich in eine Leistungsschwankung des Basisbandsignales und kann deshalb am Ausgang des Leistungsdetektors beobachtet werden. Amplitude und Vorzeichen der Leistungsschwankung werden durch die momentane Phase der Schwebung bestimmt. Auf diese etwas umständliche Weise kann ein Phasendetektor für optische Eingangssignale realisiert werden, der einige wesentliche Vorteile gegenüber anderen bekannten Konzepten hat. Durch synchrone Demodulation des Signals am Leistungsdetektor entsteht ein neues Signal, dessen Mittelwert dazu verwendet werden kann, den Lokaloszillator in Richtung kleinerer Phasendifferenz zum optischen Eingangssignal zu steuern. Wenn die Phasendifferenz verschwindet und dieser Betriebspunkt gehalten werden kann, dann ist der Lokaloszillator auf das Nutzsignal phasenstarr geregelt (phase locked), und die Bedingung für den hochempfindlichen Homodynempfang ist erfüllt.

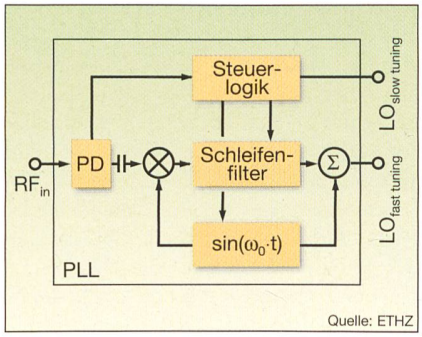

Bild 7 Phasenregelkreis für einen optischen Homodynempfänger (vgl. dazu Bild 5)

RF_{in}: Ausgangssignal des Transimpedanzverstärkers; PD: Leistungsdetektor; $LO_{slow\ tuning}$: Steuersignal für die Phase des Lokaloszillators; $LO_{fast\ tuning}$: Steuersignal für die Phase des Lokaloszillators.
Für eine Erklärung der Funktionsweise wird auf den Text verwiesen. Festkörperlaser können auf zwei Arten in ihrer Frequenz/Phase verstellt werden: durch die Kristalltemperatur (geringe Bandbreite, grosser Einstellbereich) und durch mechanische Verformung (hohe Bandbreite, kleiner Einstellbereich). Deshalb sind im Bild zwei Ausgänge eingezeichnet. Die Steuerlogik regelt den Ablauf bei einem Akquisitionsvorgang.

Die beschriebene Phasenregelschleife arbeitet sowohl für analoge als auch für digitale Nutzsignale, genauso wie mit Amplituden- oder Winkelmodulationsverfahren. Selbst ein trägerunterdrückter Betrieb ist möglich. Einzige Bedingung ist, dass die mittlere Leistung des modulierenden Signals konstant gehalten wird. Die Vielseitigkeit bezüglich der Signalart und des Modulationsverfahrens ist ein enormer Vorteil, denn oftmals sind die genauen Betriebsbedingungen während der Entwicklungsphase noch nicht bekannt. Gerade bei der Intersatelliten-Kommunikation, wo mit langen Entwicklungszeiten zu rechnen ist, können sich die Spezifikationen laufend ändern. Zudem muss der im Weltraum positionierte Satellit mit unterschiedlichen Betriebsbedingungen umgehen können, wenn diese während seiner Lebensdauer geändert werden. Eine Übertragungsstrecke, die keine Bedingungen an die Art des zu übertragenden Signals stellt, wird transparent genannt. Andere bekannte Konzepte zur optischen Phasenregelung sind meistens nicht transparent (SyncBit-Verfahren), oft benötigen sie eine komplexere Hardware (Costas Loop) oder zeigen signifikante Einbussen bei der Empfindlichkeit (Restträgerverfahren).

Mehr Praxis bitte!

In den bisherigen Ausführungen wurden einige leistungsfähige Konzepte der optischen Kommunikationstechnik auf-

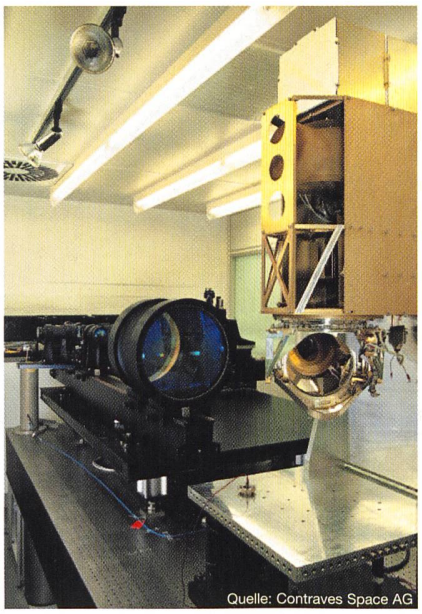

Bild 8 Optisches Satellitenterminal im Testaufbau

Die Box im Vordergrund ist das eigentliche Terminal. Gut erkennbar ist der in zwei Achsen drehbare Hauptspiegel, über den das Licht ins Innere gelenkt wird. Die grosse Linse in der Bildmitte simuliert die Weltraumübertragung, indem sie eine ebene Welle erzeugt, die den ganzen Hauptspiegel auszuleuchten vermag. Im Hintergrund sind weitere Optiken zu erkennen, mit denen Sternenbilder oder sonnenähnliche Objekte als Störsignale in den Strahlengang projiziert werden können. Der ganze Aufbau ruht auf einem schwimmend gelagerten Tisch. Um die Strahlausrichtungsmechanik zu testen, kann das Terminal über einen mechanischen Aktuator (der schwarze Topf in der Bildmitte unten) in harmonische oder zufällige Vibration versetzt werden.

gezeigt und quantitativ mit Formeln untermauert. Dass all dies nicht nur von theoretischer Relevanz ist, zeigt auch der Blick in die Entwicklungs- und Forschungslabors der Schweizer Industrie und der ETH Zürich. Dort werden nämlich optische Satellitenterminals entwickelt, die zu den fortschrittlichsten der Welt gezählt werden dürfen. Bild 8 zeigt ein Satellitenterminal der Firma Contraves Space in Zürich. Es wiegt nur 40 kg und verbraucht eine elektrische Leistung von 175 W. Der Anwender erhält dafür einen transparenten Link mit einer Datenrate von mindestens 1 Gbit/s, der 5 analoge Fernsehkanäle über eine Distanz von etwa 25 000 km bereitstellt. Das Terminal ist bidirektional, es kann also bei voller Datenrate gleichzeitig senden und empfangen. Im Bereich der optischen Satellitenterminals konzentriert sich die Forschung an der ETH Zürich auf Datenraten um 10 GBit/s, die mit einer deutlich vereinfachten Hardware erreicht werden sollen. Ein grosser Fortschritt wäre hier zum Beispiel der Austausch der unhandlichen Nd:YAG-Laser durch kompakte und effiziente, aber leider mit ausgeprägtem Phasenrauschen behaftete Halbleiter- oder Faserlaser.

Mit dem zu Beginn erwähnten Silex-System der ESA konnte bewiesen werden, dass die optische Kommunikation im Weltraum prinzipiell machbar ist. Der nächste Meilenstein wird wohl dann erreicht, wenn die erste kohärente Übertragungsstrecke mit Datenraten im Bereich der Gbit/s erfolgreich im Weltraum getestet werden kann. Ist die Technologie einmal so weit gediehen, wird sie auch kommerziell interessant. Für die Schweiz bietet sich die Möglichkeit, ihrem Ruf als innovativer Technologiestandort gerecht zu werden und jene neuen Märkte aktiv mitzugestalten, die sich durch den Datenaustausch im Weltraum eröffnen.

Bibliographie

[1] *A. C. Clarke:* Extra-Terrestrial Relays, Wireless World, pp 305-308, Oct. 1945.

[2] *J. E. Freidell:* Do future commerical broadband communication satellites really need laser communication inter-satellite links (ISL)? Proc. of SPIE 2990(1997), pp 122–133.

[3] *T. Tolker-Nielsen and G. Oppenhäuser:* In Orbit test result of an Operational Optical Intersatellite Link between Artemis and Spot4, Silex. Proc. of SPIE 4635(2002), pp 1–15.

[4] *W. Bächtold:* Mikrowellentechnik. Braunschweig: Vieweg, 1999.

[5] *T. Dreischer, A. Märki, T. Weigel, G. C. Baister, Ch. Haupt, and K. Wehrle:* Operating in sub-arc seconds: High-Precision Laser Terminals for Intersatellite Communications. Proc. of SPIE 4902(2002), pp 87–98.

[6] *J. R. Barry and E. A. Lee:* Performance of Coherent Optical Receivers. Proc. IEEE 78(1990)8, pp 1369-1394.

[7] *A. Papoulis:* Probability, Random Variables, and Stochastic Processes. New York: McGraw-Hill, 1991.

[8] *G. P. Agrawal:* Fiber-Optic Communication Systems. New York: John Wiley & Sons, 1992.

[9] *H. Niedrig and H.-J. Eichler:* Optik. Berlin: de Gruyter, 1993.

[10] *L. G. Kazovsky:* Optical Heterodyning Versus Optical Homodyning: A Comparison. J. Opt. Commun. 6(1985)1, pp 18–24.

[11] *W. R. Leeb:* Degradation of signal to noise ratio in optical free space data links due to background illumination. Applied Optics 28(1989)15, pp 3443–3449.

[12] *K. Kudielka and K. Pribil:* Transparent Optical Intersatellite Link Using Double-Sideband Modulation and Homodyne Reception. Int. J. Electron. Commun. (AEÜ) 56(2002)4, pp 254–260.

Angaben zum Autor

Frank Herzog, Dipl. El.-Ing., arbeitet seit 2001 als Doktorand am Institut für Feldtheorie und Höchstfrequenztechnik der ETH Zürich. Seine Interessen liegen im Bereich der Mikrowellenelektronik, der Optik sowie der Kommunikationstechnik.

Institut für Feldtheorie und Höchstfrequenztechnik, ETH Zentrum, CH-8092 Zürich, herzog@photonics.ee.ethz.ch

[1] Teledesic: ein Satellitensystem für den Mobilfunk aus bis zu 840 erdumlaufenden Satelliten, das neben den Sprachdiensten auch Hochgeschwindigkeits-Datendienste unterstützt.

[2] Durch geeignete Wahl der Bandübergänge kann die p-Schicht optisch transparent gemacht werden. Dadurch wird verhindert, dass die Photonen schon im dotierten Material absorbiert werden.

[3] Im Englischen wird für die Empfindlichkeit in Ampere pro Watt der Terminus *Responsivity* verwendet. Mit *Sensitivity* ist hingegen die früher besprochene Empfängerempfindlichkeit in Photonen pro Bit gemeint.

[4] Rauschleistungsdichten können einseitig, also nur für positive Frequenzen, oder zweiseitig, d.h. für alle reellen Frequenzwerte definiert werden. In diesem Artikel wird die zweiseitige Darstellung verwendet.

[5] Die übliche Approximation der thermischen Rauschleistungsdichte als konstant für alle Frequenzen gilt nur bis in den unteren THz-Bereich. Bei optischen Frequenzen ist das thermische Rauschen vernachlässigbar klein [4].

[6] Nd:YAG: Neodymium Doped Yttrium Aluminium Garnet.

[7] Pumpen bezeichnet den Prozess, mit dem Energie in die Laserkavität eingebracht wird. Bei Halbleiterlasern geschieht dies durch Anlegen eines elektrischen Stromes. Nd:YAG-Laser werden über eine externe Lichtquelle gepumpt, zum Beispiel durch einen Halbleiterlaser.

[8] Das verwendete Zahlenbeispiel stammt aus gebräuchlichen Realisierungen solcher Regelschleifen, die nach dem beschriebenen Prinzip arbeiten.

La communication optique dans l'espace

Transmission de données à large bande entre satellites

La technologie radio mobile a libéré des câbles le téléphone et les ordinateurs portables. L'ingénieur peut dès lors se demander si les canaux hautes performances comme les câbles transatlantiques à fibres de verre ne pourraient pas eux aussi être remplacés par des transmissions à travers l'espace. L'article expose des méthodes et concepts de transmission des données à large bande dans l'espace, avec l'accent sur la technique de communication optique. Mais il esquisse également des applications intéressantes et présente de premières réalisations pratiques de liens optiques entre satellites.