Analoge optische Signalübertragung vom Kalorimeter zum ATLAS Level-1-Triggersystem

Die Diplomarbeit wurde von Ullrich Pfeiffer ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. K. Meier

Abstract

An analogue optical transmission system has been developed for the transfer of liquid-argon-calorimeter signals to the ATLAS-level-1-trigger front end. Two different approaches have been investigated. The first system is based on an analogue modulated LED and the second on an analogue modulated vertical cavity surface emitting laser (VCSEL).

The level-1-trigger requires the transmission of a particle energy with a maximum of 256 GeV and a dynamic range of 8 bit. Good linearity and high bandwidth should make it possible to transmit the signal shape over a 80m long fiber.

The LED-system is able to transmit a dynamic range of more than 10 bit. This value provides reserve for compensation of intensity loss, for example radiation damage. Measurements at the LED-system show a linearity within $\pm 1 LSB_{8bit}$ and a bandwidth of 46 MHz. Test beam measurements (with 200 GeV electrons) give a comparison to a 20 m long cable transmission. These results confirm that the analogue optical transmission with LEDs fulfils all requirements specified for the level-1-trigger.

The VCSEL-system showed the principal problems of an analogue modulated laser. The transmission has a dynamic range of 9 bit, but a non-linear transmission characteristic over the energy range that is caused by mode hopping. Additional effects observed are: For example, feed back of laser light into the laser cavity, increase of noise at the laser threshold and great sensitively to fiber positioning. These effects render the investigated VCSEL type as not suitable for the ATLAS-level-1-trigger. The device is developed for digital data transmission. Perhaps low threshold devices are more suitable for an analogue application.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**
1.1 Der Large-Hadron-Collider (LHC) ... 4
1.1.1 Aufbau des Beschleunigers ... 4
1.1.2 Forschungsschwerpunkte am LHC ... 5
1.2 Der ATLAS-Detektor ... 7
1.2.1 Beschreibung der Detektorkomponenten ... 8
1.3 Das ATLAS-Triggersystem ... 9
1.3.1 Beschreibung der Triggerstufen ... 10
1.4 Signalübertragung zum Level-1-Kalorimeter-Triggerprozessor ... 10
1.4.1 Eigenschaften des analogen Signals ... 13
1.4.2 Anforderungen an die Übertragungsstrecke ... 14

2 Grundlagen und Funktionsprinzipien optischer Bauelemente **17**
2.1 Leuchtdioden ... 18
2.1.1 Arbeitsweise von Leuchtdioden ... 18
2.1.2 Prinzipieller Aufbau einer oberflächenemittierenden LED ... 22
2.1.3 Kennlinien des emittierten Lichts ... 22
2.1.4 Emissionsspektrum von Leuchtdioden ... 23
2.1.5 Betriebsarten für die Lichtmodulation ... 24
2.2 Halbleiterlaser ... 26
2.2.1 Arbeitsweise von Lasern ... 26
2.2.2 Prinzipieller Aufbau eines oberflächenemittierenden Lasers ... 27
2.2.3 Kennlinien des emittierten Lichts ... 28
2.2.4 Emissionsspektrum eines Lasers ... 29
2.2.5 Betriebsarten für eine Lichtmodulation ... 29
2.3 Photoempfänger ... 30
2.3.1 Arbeitsweise von Photodioden ... 30
2.3.2 Prinzipieller Aufbau einer PIN-Photodiode ... 31
2.3.3 Bandbreite von Photoempfängern ... 32
2.3.4 Temperatureffekte ... 32
2.3.5 Betriebsarten von Photodioden ... 32
2.4 Lichtwellenleiter ... 33
2.4.1 Faser Klassifizierung ... 34
2.4.2 Lichteinkopplung ... 35
2.5 Beschreibung des elektronischen Rauschens der gesamten Übertragungsstrecke ... 35
2.5.1 Definition der Effektiven Rauschspannung ... 35
2.5.2 Messung der Effektiven Rauschspannung ... 37
2.5.3 Spektrale Leistungsdichte des Rauschens ... 39

3 Übertragungssystem mit Leuchtdioden **40**
3.1 Meßaufbau im Labor ... 40
3.1.1 Meßsoftware ... 41
3.1.2 Beschreibung der Elektronik ... 43
3.2 Linearität des Übertragungssystems ... 49
3.2.1 Dynamische Übertragungskennlinie ... 49
3.2.2 Fehlerbetrachtung ... 50
3.2.3 Uniformität der LEDs ... 51
3.2.4 Einfluß des Faserdurchmessers auf die Übertragungskennlinie ... 52
3.3 Rauschen als Begrenzung des Dynamischen Bereichs ... 53
3.3.1 Messung des Effektivwertes der Rauschspannung ... 53
3.3.2 Rauschspektrum ... 55

3.4 Bandbreite der LED-Übertragung ... 56
3.5 Fasereinkopplung ... 56
3.5.1 Intensitätsschwankungen bei ST-Steckern ... 56
3.6 Messung der Übertragungszeit (*delay peak to peak*) ... 57

4 Übertragungssystem mit oberflächenemittierenden Laserdioden 60
4.1 Meßaufbau im Labor ... 61
4.1.1 Meßsoftware ... 63
4.1.2 Beschreibung der Elektronik ... 63
4.2 Linearität des Übertragungssystems ... 68
4.2.1 Statische Übertragungskennlinie ... 68
4.2.2 Dynamische Übertragungskennlinie ... 72
4.2.3 Fehlerbetrachtung ... 73
4.3 Rauschen als Begrenzung des Dynamischen Bereichs ... 73
4.3.1 Messung des Effektivwertes der Rauschspannung ... 74
4.3.2 Rauschspektrum ... 76
4.4 Bandbreite der VCSEL-Übertragung ... 76
4.5 Direkte Fasereinkopplung ... 79
4.5.1 Messung des Laser-Divergenzwinkels ... 80
4.5.2 Lichteinkopplung in Abhängigkeit vom Faserabstand ... 81
4.5.3 Übersprechen in benachbarte Übertragungskanäle ... 84
4.5.4 Amplitudenschwankung durch Lichtrückkopplung ... 86

5 Strahlungstests mit Gammastrahlung 89
5.1 Intensitätsabnahme bei LED und VCSEL ... 89

6 Messungen im Teststrahl 92
6.1 Teststrahl Konfiguration ... 92
6.2 Vergleich zwischen optischer und elektrischer Übertragung ... 94
6.3 Rauschmessungen ... 96

7 Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse 99

8 Anhang 102
8.1 Technische Daten der LED-Übertragungsstrecke ... 102
8.1.1 Übertragung mit Acapella Empfänger ... 102
8.1.2 Übertragung mit Transimpedanzempfänger ... 105
8.2 Technische Daten der VCSEL-Übertragungsstrecke ... 106

1 Einleitung

Die Experimente der Teilchenphysik beschäftigen sich mit der Suche nach den fundamentalen Bausteinen der Materie. Bei dieser Suche sind neue Einsichten stets mit der Auflösung kleinerer Strukturen möglich geworden. Experimente bei immer höheren Energien werden aufwendiger und erfordern ein Maximum an Information über die ablaufenden Reaktionen. Dafür werden Detektorsysteme verwendet, deren Komponenten ganz verschiedene Aufgaben beim Nachweis der Reaktionsprodukte erfüllen. Die Datenmenge, die dabei entsteht, ist so groß, daß es unmöglich ist, alle Informationen zu speichern, um sie für spätere Analysearbeiten bereitzustellen. Es muß eine Vorauswahl getroffen werden, damit nur Streuereignisse gespeichert werden, welche von Interesse sind. Diese Aufgabe übernimmt ein Triggersystem, das in aufeinanderfolgenden Stufen entscheidet, welche Daten neue Einblicke in die Struktur der Materie liefern können.

Beim ATLAS[1]-Experiment am Large-Hadron-Collider (LHC) werden Protonenpakete mit einer Frequenz von 40MHz zur Kollision gebracht. Ein wesentlicher Teil der Daten, die dabei in den Detektorkomponenten auftreten, muß dem Triggersystem zugeführt werden. Ziel der vorliegenden Diplomarbeit war es, eine analog optische Datenübertragung für den ATLAS-Trigger zu entwickeln und sie für den Einsatz im ATLAS-Experiment zu testen. Dazu wurden zwei Übertragungssysteme entwickelt: Das erste erzeugt Licht mit Leuchtdioden und das zweite mit oberflächenemittierenden Laserdioden.

In diesem einleitenden Kapitel werden der LHC-Beschleuniger, der ATLAS-Detektor und das Triggersystem kurz beschrieben und anschließend wird auf die Signalübertragung zum ATLAS-Level-1-Trigger eingegangen. Bei der Signalübertragung wird besonders auf die Eigenschaften des analogen Signals, die Vor- und Nachteile einer optischen Übertragung und auf die Anforderungen eingegangen, denen eine analog optische Übertragung genügen muß. Kapitel 2 beschreibt Grundlagen und Funktionsprinzipien optischer Bauelemente, wie sie für den Einsatz in optischen Übertragungssystemen wichtig sind. In den beiden Hauptteilen Kapitel 3 und 4 werden Übertragungssysteme mit LEDs und oberflächenemittierenden Laserdioden beschrieben und Messungen ihrer Eigenschaften mit den experimentellen Anforderungen verglichen. Wichtige Messungen für ein Experiment der Teilchenphysik sind in Kapitel 5 und 6 durchgeführt worden. Kapitel 5 zeigt das Verhalten der optischen Sender unter Gammabestrahlung und Kapitel 6 zeigt einen Vergleich zwischen einer elektrischen und einer optischen Übertragung im Teststrahl. Die Arbeit schließt in Kapitel 7 mit einer Zusammenfassung und einer Gegenüberstellung der optischen Übertragungssysteme ab.

[1] **A T**oroidal **LHC A**pparatu**S**

1.1 Der Large-Hadron-Collider (LHC)

Erkenntnisse, die mit bisherigen Teilchenphysik Experimenten gewonnen wurden, weisen auf mögliche Entdeckungen bei höheren Strahlenergien hin. Man erwartet, neue Phänomene und Antworten auf einige tiefgreifende Fragestellungen bei einer Schwerpunktsenergie um 1TeV zu finden. Dies ist die Grundlage für den Bau des Large-Hardron-Colliders, mit dessen Fertigstellung im Jahre 2004 Physiker am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN[2]) bei Genf in die bisher unerforschten Bereiche der Physik eindringen wollen. Mit dieser Speicherringanlage können Protonen in zwei getrennten Strahlrohren auf eine Energie von jeweils 7000GeV beschleunigt und mit einer hohen Wechselwirkungsrate zur Kollision gebracht werden. In diesem Fall wird die kinetische Energie aus beiden Teilchenbewegungen in den Stoßprozeß eingebracht. Die verfügbare Schwerpunktsenergie beträgt damit $\sqrt{s}$ =14TeV. Es ist ebenfalls möglich, Stöße mit schweren Ionen, wie zum Beispiel Blei, bei einer Schwerpunktsenergie von 1,250TeV durchzuführen. Dabei stehen höhere Energien für einen Stoß zwischen den Strahlteilchen zur Verfügung, da sie in getrennten Strahlrohren beschleunigt werden und mit entgegengesetzter Bewegungsrichtung aufeinanderprallen.

1.1.1 Aufbau des Beschleunigers

Aus Kostengründen werden einige der bereits existierenden Einrichtungen am CERN so weit wie möglich genutzt. Es ist geplant, die Teilchenquellen, Vorbeschleuniger und den 27km langen LEP-Tunnel zu verwenden. Neueste supraleitende Magnete und Beschleunigertechnologien, die im LEP-Tunnel installiert werden, erschließen zukünftig den hohen Energiebereich.

Die Protonen erreichen ihre Eingangsenergie, indem sie die Beschleunigerkette (Linac/Booster/PS/SPS), wie in Abbildung 1.1 dargestellt, durchlaufen.

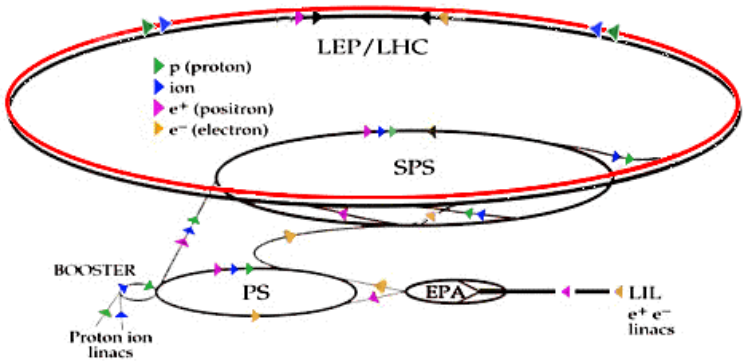

Abbildung 1.1: Beschleuniger Anordnung des LHC [Ref.1].

Der Linearbeschleuniger Linac beschleunigt die Protonen auf eine Energie von 50MeV, der Booster des PS auf 1,4GeV, der PS-Ring selbst erhöht auf 26GeV, und nach der Überleitung in den SPS-Beschleuniger beträgt die Protonenenergie dann 450GeV. An zwei Stellen des SPS-Rings werden die Protonen ausgekoppelt und in jeweils einen gegenläufigen Ring des LHCs überführt, wo die Energie schließlich auf 7000GeV erhöht wird. Der Teilchenstrom ist dabei aber nicht kontinuierlich. Die Protonen sind in Paketen (*bunches*) gebündelt, die einen zeitlichen Abstand von 25ns besitzen. Dies entspricht einer Bunch-Crossing-Rate von 40MHz.

[2] **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire

An vier Wechselwirkungspunkten werden die gegenläufigen Teilchenstrahlen zum Stoß zusammengeführt und die Nachweisgeräte für die auftretenden Reaktionsprodukte aufgestellt. Ein Maß für die Anzahl der Teilchen, die sich im Wechselwirkungspunkt pro Zeiteinheit und Querschnittsfläche durchdringen, ist die Luminosität L. Sie ist eine charakteristische Größe eines Beschleunigers, für die nach [Ref.14] gilt:

$$L = \frac{N_a \cdot N_b \cdot n \cdot v / U}{A}.$$

Dabei stehen N_a und N_b für die Anzahl der Teilchen im jeweiligen Bunch, n für die Anzahl der Bunche im Speicherring der Länge U. v gibt die Umlaufgeschwindigkeit der Protonen und A die Querschnittsfläche im Kollisionspunkt an. Mit der Luminosität und dem totalen Wirkungsquerschnitt des Teilchenstrahls σ_{tot} kann die Reaktionsrate R am Kreuzungspunkt berechnet werden:

$$R = \sigma_{tot} \cdot L.$$

Für den LHC-Beschleuniger ist eine Luminosität von 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$ vorgesehen. Mit einem totalen Wirkungsquerschnitt von σ_{tot}=100mb für Proton-Proton Streuung ergibt sich eine Ereignisrate von $R=10^9$ s^{-1} Wechselwirkungen pro Sekunde. Bei einer Bunch-Crossing-Rate von 40MHz (25ns/bunch) erhält man im Mittel 25 pp-Wechselwirkungen pro *bunch*.

1.1.2 Forschungsschwerpunkte am LHC

Ein zentraler Forschungsschwerpunkt am LHC ist die Frage nach der Existenz des Higgs-Bosons. Das Higgs-Boson ist ein wichtiger, in der Theorie des Standardmodells noch fehlender Baustein. Dieses Boson wurde eingeführt, da die Theorie bei der Vorhersage der Wechselwirkung von W-Bosonen untereinander in Schwierigkeiten gerät. Bei genügend hohen Energien ist die Wahrscheinlichkeit für die Streuung eines W-Bosons an einem anderen größer als eins. Abhilfe schafft die Einführung eines Higgs-Bosons, in dem es derart mit dem W-Boson koppelt, daß die Streuwahrscheinlichkeit innerhalb der erlaubten Grenzen zwischen 0 und 1 liegt. Diese mathematisch motivierte Einführung der Higgs-Bosonen wird als Renormierung der elektroschwachen Theorie bezeichnet. Außerdem stellt man sich vor, daß das Higgs-Boson die Massen aller Elementarteilchen erzeugt. Am LHC ist es möglich, schwache Vektorbosonen bei Energien von mehr als 1TeV aneinander zu streuen. Damit könnten Higgs-Bosonen erzeugt und mögliche Zerfallskanäle beobachtet werden. Die Produktion und die möglichen Zerfälle sind jedoch von der Masse des Higgs-Bosons abhängig. Derzeit kann ein Massenbereich von 70GeV bis ungefähr 1TeV angenommen werden, weshalb in verschiedenen Massenbereichen nach unterschiedlichen Zerfallssignaturen gesucht werden muß.

Ein weiterer Forschungsschwerpunkt am LHC ist die Suche nach supersymmetrischen Teilchen (SUSY-Teilchen). Mit supersymmetrischen Theorien können die bisher als getrennt betrachteten Fermionen (halbzahliger Spin) und Bosonen (ganzzahliger Spin) zusammengefaßt werden, indem zu jedem Teilchen ein um den Spin ½ unterschiedlicher Partner existiert. Kombiniert man die gewöhnliche innere Symmetrie mit der Supersymmetrie, so gelangt man zu einer Vereinheitlichung der Wechselwirkungen, einschließlich der Gravitation. Allerdings bereitet die Anpassung an das bisher beobachtete Teilchenspektrum noch Schwierigkeiten. Es werden viele Teilchen vorhergesagt, die bisher noch nicht beobachtet werden konnten. Deshalb muß die Masse der vorhergesagten SUSY-Partner sehr groß sein. Beim Zerfall von SUSY-Teilchen entstehen Leptonen und Jets mit hohem Transversalimpuls. Stabile und neutrale SUSY-Teilchen verlassen den Detektor, ohne Energie in den Kalorimetern zu deponieren und erzeugen so einen großen E_T^{miss} Beitrag.

Diese beiden Beispiele stehen stellvertretend für eine Reihe von Forschungsschwerpunkten, bei denen man sich, durch die höheren Energien des LHCs, entscheidende Fortschritte verspricht. Die Schwerpunkte lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

- Suche nach Higgs-Bosonen
- Suche nach SUSY-Teilchen
- Suche nach schweren W- und Z-Bosonen
- Gibt es eine Zusammensetzung der fundamentalen Fermionen?
- Untersuchung der CP-Verletzung in B-Zerfällen
- Existiert eine Quark-Substruktur?
- Untersuchung von Schwerionenreaktionen
- Neue Physik

Mit diesen Forschungsgebieten beschäftigen sich vier Experimente am LHC. Abbildung 1.2 zeigt die vier Hauptdetektoren und ihre Anordnung am LHC-Ring.

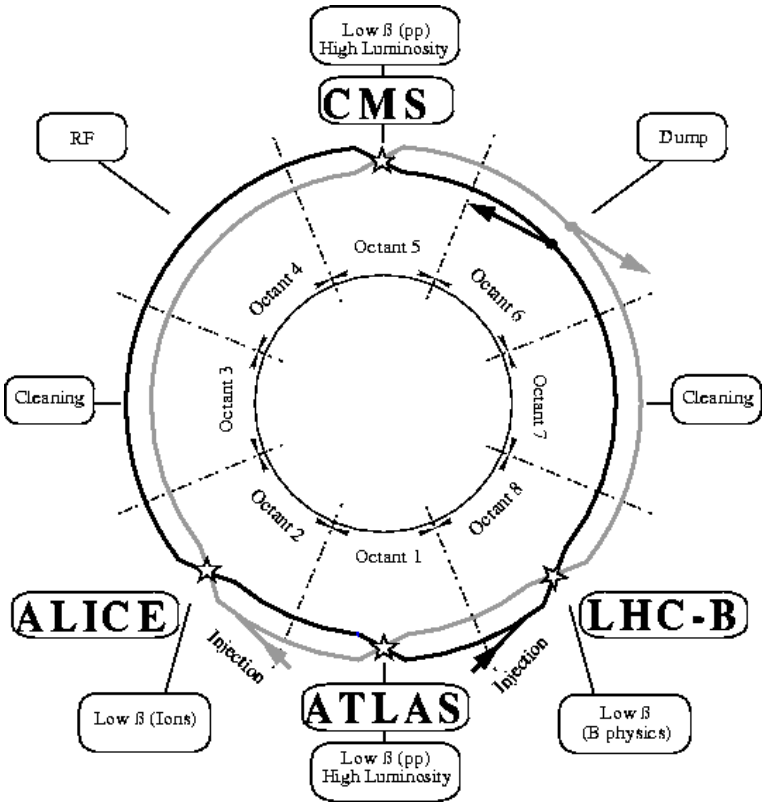

Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der vier Hauptdetektoren am LHC [Ref.1].

Der Compact Muon-Solenoid-Detektor (CMS) und der ATLAS-Detektor sind die beiden Hauptdetektoren am LHC. Sie liegen an gegenüberliegenden Wechselwirkungszonen der LHC-Protonenstrahlen. Der ALICE-Detektor beschäftigt sich mit der näheren Untersuchung der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung in Schwerionenreaktionen, während sich das LHC-B-Experiment speziell der CP-Verletzung in B-Mesonen-Systemen widmet.

1.2 Der ATLAS-Detektor

ATLAS ist ein Universal-Detektorsystem. Es besteht aus drei Komponenten: Dem Inner-Detektor dem Kalorimeter, und dem Muon-Spektrometer. Abbildung 1.3 zeigt diese drei Komponenten.

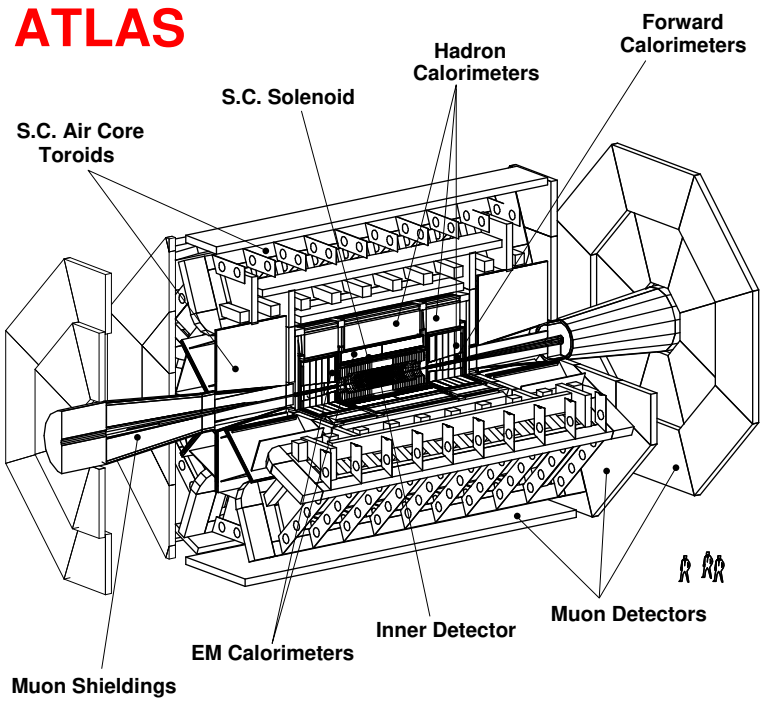

Abbildung 1.3: Der ATLAS-Detektor mit seinen drei Komponenten: Dem Inner-Detektor, dem Kalorimeter und dem Muonspektrometer [Ref.1].

Aufgrund gleicher Strahlenergien für jedes Strahlrohr zeichnet sich keine Vorzugsrichtung für die Proton-Proton Streuung aus. Der ATLAS-Detektor ist deshalb rotationssymmetrisch zur Strahlachse und spiegelsymmetrisch zur Ebene, die durch den Wechselwirkungspunkt und senkrecht zur Strahlachse verläuft. Seine Größe wird durch das außen liegende Muon-Spektrometer begrenzt. Die äußeren Muonenkammern begrenzen den zylinderförmigen Detektor auf einen Durchmesser von 22m und die vorderen und die hinteren Muonenkammern auf eine Länge von 42m. Insgesamt besitzt der Detektor ein Gewicht von 7000t.

Die einzelnen Detektorkomponenten und deren Aufgaben werden im folgenden kurz beschrieben.

1.2.1 Beschreibung der Detektorkomponenten

Um das Zentrum, in der Nähe des Wechselwirkungspunktes, befindet sich der Inner-Detektor, der einen Pseudorapiditätsbereich[3] von $|\eta|<2,5$ überdeckt. Er ist von einem Solenoid-Magneten umgeben, der Feldstärken von 2T erzeugen kann. Mit dem Inner-Detektor werden Teilchenspuren möglichst genau rekonstruiert und aus der Krümmung der Bahnradien wird der Transversalimpuls der Teilchen gemessen. Außerdem können Vertexrekonstruktionen durchgeführt werden.

Das Kalorimeter dient zur Messung der Teilchenenergie. Es besteht aus dem elektromagnetischen Kalorimeter und dem hadronischen Kalorimeter. Diese zwei Komponenten sind in Abbildung 1.4 gezeigt.

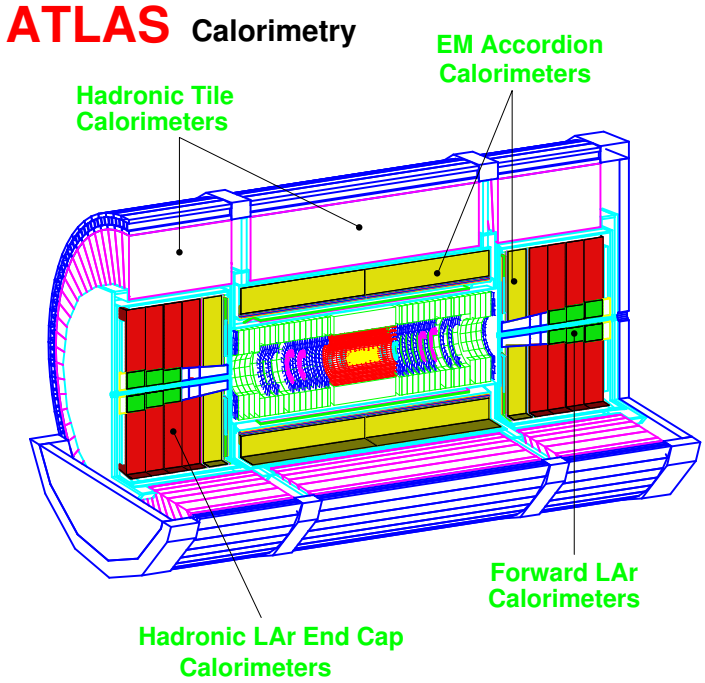

Abbildung 1.4: Querschnitt durch das ATLAS-Kalorimeter [Ref.1].

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus einem zentralen, zylinderförmigen „Barrel“-Bereich, der den Inner-Detektor umschließt und aus dem „End-Cap“-Kalorimeter an den Seitenbereichen. Das elektromagnetische Kalorimeter überdeckt insgesamt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta|<3,2$. Sowohl der „Barrel“- als auch das „End-Cap“-Kalorimeter sind als sogenannte Sampling-Kalorimeter aufgebaut. Bei diesem Prinzip wird das aktive Detektormaterial, in dem die Energie von hochenergetischen Teilchen wie Elektronen und Photonen durch Ionisation gemessen wird, von dem Absorbermaterial, in dem durch Bremsstrahlung und anschließender Paarbildung elektromagnetische Teilchenschauer erzeugt werden, getrennt. Damit durch die abwechselnde Folge von Absorber- und Detektormaterial keine Energielücken entstehen, werden die Platten in einer „akkordion“-ähnlichen Struktur angeordnet. Als Absorbermaterial wird Blei verwendet, das aufgrund seiner hohen Kernladungszahl Z einen großen Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung und Paarbildung besitzt. Als aktives Detektormaterial dient flüssiges Argon zwischen den Bleiplatten.

---

[3] $\eta = -\ln\left(\tan(2\Theta)\right)$ wird anstelle des Polarwinkels θ verwendet. Damit sind η und der Azimutwinkel Φ Koordinaten, die der Protonenstreuung angepaßt sind. Große Beträge der Pseudorapidität bedeuten Winkelbereiche in Strahlrichtung und ihr Vorteil ist ein einfaches Transformationsverhalten unter Lorenztransformation.

Das hadronische Kalorimeter umschließt das elektromagnetische Kalorimeter. Es besitzt ebenfalls ein „Barrel“ und zwei „End-Caps“ und überdeckt denselben Pseudorapiditätsbereich von $|\eta|<3,2$. Seine Aufgabe ist die Messung von Hadronenergien. Zwischen den hadronischen „End-Caps“ befindet sich das Vorwärtskalorimeter, das dicht um das Strahlrohr liegt. Mit ihm ist eine Erweiterung auf $|\eta|<5$ möglich. Das „Barrel“-Kalorimeter teilt sich in zwei Bereiche auf, das zentrale und das erweiterte „Barrel“. Dazwischen befindet sich eine Lücke, die für die Elektronik der Kalorimeterauslese, für die Verkabelung der inneren Detektorkomponenten und für die Senderelektronik zum Level-1-Trigger benötigt wird. Hadronen verlieren, im Gegensatz zu Elektronen, kaum Energie durch Bremsstrahlung. Sie erzeugen hadronische Schauer, indem sie mit einem Atomkern stark wechselwirken. Für den „Barrel“-Bereich werden deshalb Plastikszintillatoren mit Eisen als Absorberplatten verwendet, da Eisen eine kleinere Absorptionslänge als Blei besitzt. Aufgrund der gröberen Segmentierung besitzt das hadronische Kalorimeter nur 21.100 Auslesekanäle. Das fein segmentierte elektromagnetische Kalorimeter besitzt hingegen 214.000 Auslesekanäle, die alle aus dem ATLAS-Detektor zur Ausleseelektronik herausgeführt werden müssen.

Eine wichtige Anforderung für den LHC-Detektor ist die Messung der Transversalimpulse von Muonen im Bereich von 5GeV bis hin zu 1TeV. Diese Aufgabe übernimmt das Muonenkammernsystem. Es erstreckt sich über einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta|<3,0$ und besteht aus drei Lagen hochauflösender Präzisionskammern, die das hadronische Kalorimeter umgeben. Diese Kammern sind Driftkammern, strahlenharte Kathodenstreifenkammern und Triggerkammern. Sie befinden sich in einem toroidalen Magnetfeld, das Muonen je nach Ladung auf eine gekrümmte Flugbahn zwingt und eine Impulsmessung ermöglicht.

1.3 Das ATLAS-Triggersystem

Die Datenmenge, die von den einzelnen Detektorkomponenten kommt, ist viel zu umfangreich, als daß sie für spätere Analysearbeiten aufgezeichnet werden könnte. Es ist eine Vorauswahl zu treffen, so daß nur Ereignisse gespeichert werden, welche von besonderem physikalischem Interesse sind. Diese Aufgabe übernimmt das ATLAS-Triggersystem. Es ist aufgeteilt in drei Trigger-Stufen (Level-1, Level-2, Level-3). Der Level-1-Trigger arbeitet mit speziell entwickelten Prozessoren, die Daten aus einem Teil der Detektorkomponenten mit einer reduzierten Auflösung (Granularität) analysieren. Die Bereiche, in denen der Level-1-Trigger relevante Informationen gefunden hat, werden im Anschluß vom Level-2-Trigger mit der vollen Granularität untersucht. Eine abschließende Analyse mit allen Detektordaten nimmt der Level-3-Tigger vor. Er veranlaßt das Speichern von Ereignissen für die spätere „Offline“-Analyse.

1.3.1 Beschreibung der Triggerstufen

Die Datenrate wird in den einzelnen Triggerstufen in folgender Weise reduziert:

Der Level-1-Trigger erhält Daten mit der vollen LHC-Bunch-Crossing Rate von 40 MHz (alle 25 ns). Mit einer Verzögerung von ungefähr 2µs liefert er eine Ereignisrate von maximal 100kHz an den Level-2-Trigger weiter. Die Daten aus dem Muon-Spektrometer und dem Kalorimeter werden in separaten Prozessoren analysiert. Diese sind der Muon-Trigger-Prozessor und der Kalorimeter-Trigger-Prozessor. Daten aus dem Inner-Detektor werden nicht miteinbezogen, da sie bei hoher Luminosität sehr komplex sind und auch ohne sie kann die Datenrate auf einen akzeptablen Wert reduziert werden.

Während der Level-1-Trigger arbeitet (≈ 2µs), werden die Daten aus allen Detektorteilen in sogenannten „Pipeline-Memories“ gespeichert. Eine wichtige Anforderung für den Level-1-Trigger besteht darin, daß er ein relevantes Ereignis eindeutig einem Bunch-Crossing zuordnen muß. Nur so ist es möglich, den richtigen Bunch aus dem Pipleline-Memory dem Ereignis zuzuordnen.

Der Level-2-Trigger reduziert die Datenrate nochmals um den Faktor 100 auf ungefähr 1kHz. Seine Analyse beschränkt sich auf Regionen, in denen der Level-1-Trigger einen hohen Transversalimpuls p_T, elektromagnetische Cluster (Elektronen und Photonen), Jets und Muonen registriert hat. Diese Bereiche werden von ihm in Beziehung gesetzt und zu einem globalen Ereignis kombiniert. Die Rohdaten der Detektorzellen werden zu diesem Zweck in physikalische Werte umgewandelt (z.B. Cluster-Parameter). Damit können die Daten aus verschiedenen Detektorkomponenten zu einem Objekt kombiniert werden, das Informationen wie z.B. Teilchentyp, Energie und Richtung beinhaltet. Für diese Analyse benötigt der Level-2-Trigger ungefähr 10ms.

Wenn der Level-2-Trigger ein Ereignis akzeptiert hat, werden alle Daten zu den Prozessoren des Level-3-Triggers übertragen. Dort ist eine komplette Ereignisrekonstruktion mit einer Bearbeitungszeit von ca. 1s möglich. Das Level-3 System hat die Aufgabe, die Ereignisrate und die Ereignisgröße soweit zu reduzieren, daß sie mit 10-100MB pro Sekunde gespeichert werden können. Für einen interessanten Higgs-Kandidaten beträgt die Datenmenge ca. 1MB, was die Datenrate auf ca. 100Hz begrenzt.

1.4 Signalübertragung zum Level-1-Kalorimeter-Triggerprozessor

Der Kalorimeter-Triggerprozessor benötigt Signale von allen Kalorimeterkomponenten. Er benutzt eine reduzierte Granularität von $\Delta\eta \cdot \Delta\Phi = 0{,}1 \cdot 0{,}1$ für das hadronische und das elektromagnetische Kalorimeter. Eine reduzierte Granularität wird erreicht, indem die Signale einzelner Detektorzellen analog summiert werden. Mit dieser reduzierten Granularität, ergeben sich insgesamt ca. 8000 Trigger-Zellen. Die Signale dieser Zellen müssen dem Kalorimeter-Prozessor zugeführt werden.

Dafür existieren zwei prinzipielle Konzepte: Der Trigger-Datenpfad kann als ein Teil der Kalorimeterauslese oder als eine von der Auslese unabhängige Kalorimeterverbindung aufgefaßt werden. Für den ersten Fall existieren bereits konkrete Vorschläge, wie die Trigger-Daten aus den vollständigen Readout-Daten gewonnen werden können. Das FERMI (Front-End and Readout Microsystem) schlägt vor, alle Signale der individuellen Detektorkomponenten zu digitalisieren und die Daten aus jedem Bunch-Crossing in einem digitalem Speicher festzuhalten bis der Level-1-Trigger eine Entscheidung getroffen hat. Aus der gesamten Datenmenge können die Triggerdaten nach einer digitalen Addition der Signale mit der gewünschten Granularität dem Level-1-Trigger digital übermittelt werden. Dieses System erzwingt damit eine digitale Datenübertragung zum Level-1-Triggerprozessor.

Im zweiten Fall ist man von der Kalorimeterauslese völlig unabhängig. Neben der digitalen ist ebenfalls eine analoge Übertragungstechnik denkbar. Eine analoges Datenformat hat für das ATLAS-Experiment folgende Vorteile:

- Die Digitalisierung, die auch für den Level-1-Trigger notwendig ist, erfolgt erst im Trigger-Kontrollraum. Dadurch spart man Platz auf dem Detektor.

- Im Trigger-Kontrollraum, der von der Experimentierhalle durch eine 6m dicke Betonwand getrennt wird, ist die empfindliche Digitalisierungselektronik auch während der Strahlzeit zugänglich. Die Unterbringung in einer „Rack-Crate“ Anordnung vereinfacht Tests, Kontrollen und Wartungen des gesamten Triggersystems.

Die Nachteile eines analogen Datenformats sind:

- Verändert sich die Dämpfung der Übertragung oder entsteht zusätzliches Rauschen, wird der Signalverlauf direkt verändert und damit die analoge Information. Bei einer digitalen Übertragung tritt erst bei extremen Störungen dieser Art ein Datenverlust auf.

Wie die Datenübertragung stattfindet, ist vom Datenformat unabhängig. Sie kann elektrisch über Kupferkabel oder optisch über Lichtwellenleiter erfolgen. Eine klassische, analoge Übertragung mit elektrischen Kabeln hat sich in früheren Experimenten bewährt. Digitale Hochgeschwindigkeits-übertragungen über Lichtwellenleiter sind sehr leistungsfähig und werden von der Industrie kommerziell angeboten. Analog optische Übertragungssysteme sind vor allem für das ATLAS-Experiment von großem Interesse, da sie die Vorteile einer analogen und einer optischen Übertragung vereinigen. Argumente, die für eine optische Übertragung sprechen, sind:

- Auf eine optische Übertragung haben elektromagnetische Störfelder keinen Einfluß. Externe Rauschquellen, die kohärente Spannungsspitzen in elektrischen Kabeln induzieren, lassen optische Signale unbeeinflußt.

- Benachbarte Übertragungskanäle können nicht durch elektromagnetische Induktion übersprechen.

- Optische Fasern benötigen keine elektrische Abschirmung, weshalb sich in einem Faserbündel mit gleichem Durchmesser wesentlich mehr Kanäle unterbringen lassen.

Eine optische Übertragung hat auch Nachteile, die gerade bei einer analogen Übertragung wichtig werden. Diese sind:

- Bei der Installation optischer Fasern muß beachtet werden, daß ein minimaler Biegewinkel nicht unterschritten werden darf. Die Dämpfung der Faser nimmt in diesem Fall stark zu.

- Optische Fasern sind empfindlicher gegen Strahlenschäden als elektrische Kabel. Sie werden unter Bestrahlung trübe und die Dämpfung nimmt zu.

- Optische Steckkontakte stellen hohe Anforderungen an die Mechanik der Stecker. Auch hier kann sich die Dämpfung des Steckkontakts verändern.

Das Blockdiagramm in Abbildung 1.5 zeigt eine von der Kalorimeterauslese unabhängige analog optische Signalübertragung, wie sie im ATLAS-Experiment zum Einsatz kommen kann.

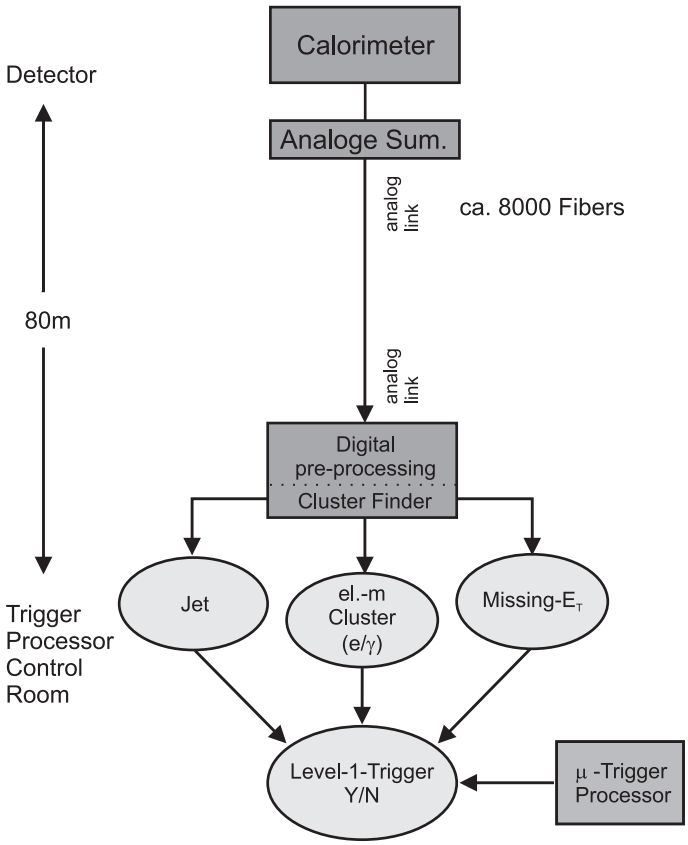

Abbildung 1.5: Schematische Darstellung des ATLAS-Level-1-Triggers mit einer analog optischen Übertragung der Kalorimeterdaten.

Die Level-1-Triggerelektronik befindet sich im Triggerprozessor-Kontrollraum. Dieser Raum muß sich so nahe wie möglich am Detektor befinden, damit die Übertragungszeit gering gehalten wird. Eine maximale Faserlänge von 80m ist für diese Entfernung ausreichend. Die analogen elektrischen Signale, deren Eigenschaften in Abschnitt 1.4.1 beschrieben sind, werden auf dem Detektor in optische Signale umgewandelt und über eine 80m lange Faser übertragen. Jeder Trigger-Kanal wird dabei über eine eigene Faser übertragen. Bei mehreren Übertragungskanälen pro Faser müßte eine sinusförmige, hochfrequente Trägerschwingung ($f >> 40MHz$) mit einem Übertragungskanal amplituden-, frequenz- oder phasenmoduliert werden. Die Bandbreite einer optischen Übertragung ist aber viel zu gering, um eine hochfrequenten Trägerwelle übertragen zu können. Es ist jedoch denkbar, verschiedene Lichtfarben als Trägerwelle zu verwenden, die jeweils in ihrer Intensität moduliert sind und nach der Übertragung durch Farbfilter getrennt werden. Die dafür notwendige Optik ist nicht nur aufwendig und teuer, sondern benötigt auf der Empfängerseite viel Raum, um die Lichtfarben wieder voneinander zu trennen. Aus diesem Grund muß jeder Trigger-Kanal über nur eine Faser übertragen werden, woraus ca. 8.000 Fasern resultieren. Im Triggerraum werden die optischen Signale wieder in elektrische Signale zurückgewandelt und digitalisiert. In einer LUT (Look Up Table) wird dem Pulshöhenwert eine Energie zugeordnet und eine Kalibrierung der Übertragungskanäle durchgeführt. Ein BCID-Filter (Bunch Crossing IDentification) findet anschließend das Pulsmaximum und ordnet es einem Streuereignis zu. Aus der Energie und der räumlichen Verteilung der Impulse auf die Triggerzellen erkennt die Level-1-Triggerlogik Jets, elektromagnetische Cluster und aus der fehlenden transversalen Energie E_T Neutrinos. Wird einer dieser Fälle registriert oder meldet der Muon-Triggerprozessor ein Ereignis, fällt die Zentrale Level-1-Triggerlogik eine Entscheidung, die sie dem Level-2-Trigger mitteilt.

1.4.1 Eigenschaften des analogen Signals

Die Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen oder Elektronen mit Materie führt über e^+e^--Paarbildung und Bremsstrahlung zu einer Kaskade („Schauer“) von Photonen, Elektronen und Positronen. Der Schauer bricht erst ab, wenn die Teilchen die „kritische Energie[4]“ E_C des Absorbermaterials unterschreiten. In diesem Schauer ist die Anzahl der Teilchen proportional zur Energie des primären Teilchens. Die Schauerteilchen erzeugen im aktiven Material (Flüssigargon) ein meßbares Ionisationssignal, das direkt aus den Elektroden in einen Vorverstärker gelangt. Danach wird es differenziert und in einem bipolaren Pulsformer (Shaper) weiterverarbeitet. Der Shaper hat die Aufgabe das lange Ionisationssignal zu kürzen und damit die Summe aus elektronischem und Pile-Up Rauschen zu verringern. Der Shaper stellt ebenfalls die analogsummierten Signale für den Level-1-Trigger bereit.

Das bipolare Shapersignal hat eine Signalbreite von 500ns und überdeckt einen Spannungsbereich von 0 bis -2,5V . Das Amplitudenmaximum, welches die Teilchenenergie angibt, ist damit negativ und besitzt einen positiven Überschwinger von 20%. Dieser Spannungsbereich ist dem Eingangsspannungsbereich des FADCs[5] angepaßt, der zur Digitalisierung verwendet werden soll. Abbildung 1.6 zeigt das bipolare Shapersignal und den Driftstrom der Ionisation.

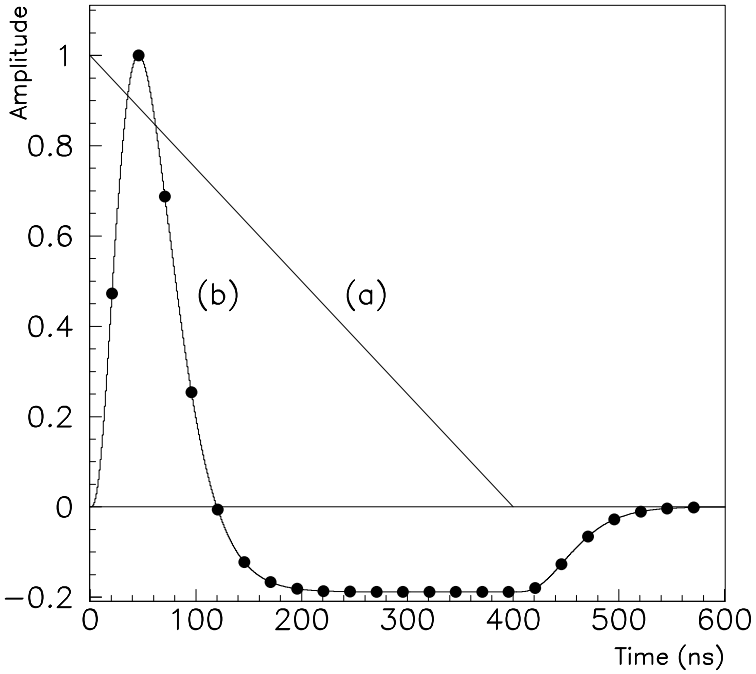

Abbildung 1.6: Driftstrom eines Ionisationskalorimeters (a), und die Antwort eines bipolaren Impulsshapers (b). Die Punkte identifizieren die Samples eines 40Mhz FADCs [Ref.1].

Der bipolare Überschwinger beträgt immer 20% des Amplitudenmaximums. Er trägt zur Ladungserhaltung (gleiche Fläche unterhalb wie oberhalb der Kurve) bei. Ein bipolares Signal ist für eine elektrische Übertragung sinnvoll, denn durch einen Wechselstrom mit gleichen Flächen für jede Richtung läßt sich bei elektrischen Kabeln eine Verschiebung der Nullinie (Baseline-Verschiebung) vermeiden. Zusätzlich lassen sich elektrische Verluste im Kabel reduzieren.

[4] Die „kritische Energie“ E_C für Blei beträgt 6,9MeV

[5] **F**lash **A**nalog to **D**igital **C**onverter

Soll neben dem Pulsmaximum auch der bipolare Unterschwinger übertragen werden, muß ein optischer Sender so dimensioniert sein, daß er die negative sowie die positive Spannung übertragen kann. Dies bedeutet, die Lichtquelle (LED oder Laserdiode) wird nie ganz ausgeschaltet, sondern sie leuchtet auf der Null-Linie immer mit einem Fünftel ihres Maximalstroms. Zur Erhöhung des Dynamischen Bereichs (näheres zum Dynamischen Bereich siehe Kapitel 1.4.2) könnte man den positiven Teil bei der Übertragung abschneiden und somit eine um 20% größere Ausgangsspannung erzielen. Fällt bei der analogen Summierung ein Puls aus der Nachbarzelle in den Überschwinger eines anderen Pulses, dann muß zur Amplitude 20% des vorherigen Pulsmaximums dazugezählt werden.

Der Shaperpuls hat eine Anstiegszeit von 25ns und eine Abfallszeit von 50ns (von 10% auf 90%). Innerhalb dieser Zeit werden von einem FADC, der mit einer Taktfrequenz (*clock*) von 40Mhz getaktet wird, 5 digitalisierte Werte (*samples*) aufgenommen. Der Verlauf des Shapersignals und die Samplestellen sind in Abbildung 1.6 dargestellt. Liegt keiner der Meßpunkte auf dem Maximum, so muß durch eine geeignete Soft- oder Hardware der genaue Wert des Maximums bestimmt werden. In Tabelle 1 sind die charakteristischen Eigenschaften nochmals zusammengestellt.

Tabelle 1: Charakteristische Eigenschaften des Shapersignals.

Bipolares Pulsshaping	positiver Überschwinger beträgt 20% des Maximums
Pulshöhe	0 bis -2,5V
Pulsbreite	500ns
negative Anstiegszeit t_r	25ns
positive Abfallszeit t_f	50ns

1.4.2 Anforderungen an die Übertragungsstrecke

Eine ideale analog optische Übertragungsstrecke sollte das Shapersignal identisch (1:1) übertragen können, ohne es in irgendeiner Weise zu beeinflussen. Da dies nicht möglich ist, müssen wichtige Randbedingungen zusammengestellt werden, die eine zuverlässige Arbeitsweise des Level-1-Triggers gewährleisten können. Die Messungen in Kapitel 3 und 4 müssen zeigen, ob die Übertragungssysteme diesen Anforderungen gerecht werden können.

Eine charakteristische Größe einer Übertragungsstrecke ist der Dynamische Bereich (DB). Er gibt an, wieviel verschiedene Zustände man bei einem System unterscheiden kann. Es gilt allgemein:

$$DB = \frac{\text{größter Wert}}{\text{kleinste Einheit}}$$

Die kleinste Einheit, oft als LSB (*least significant bit*) bezeichnet, gibt die Nachweisgrenze an. Unter ihr ist das Signal nicht mehr vom Rauschen (Untergrund) zu trennen. Für die analog optische Übertragung heißt dies, daß sich der Dynamische Bereich aus

$$DB = \frac{\text{maximale Ausgangsspannung}}{\text{elektronisches Rauschen}}$$

berechnet.

Dieser Zahlenwert wird oft zur Basis 2 angegeben und besitzt die Einheit Bit. Je nach Art der Rauschmessung ergeben sich leicht unterschiedliche Werte für den Dynamischen Bereich. Deshalb sollte die genau definierte rms[6]-Rauschspannung gemessen werden. Sie ermöglicht einen Vergleich zwischen verschiedenen Übertragungssystemen. Dabei ist aber zu beachten, daß in diesem Bereich nur eine Standardabweichung (1σ) der Rauschspannung liegt. Die Wahl einer 3σ Grenze würde dem kleinsten übertragbaren Signal besser entsprechen[7].

Das maximale Signal für den Level-1-Trigger beträgt -2,5V und soll einer Energie von 256GeV entsprechen. Wird dieses Signal mit einem FADC, der einen Dynamischen Bereich von 8Bit besitzt, digitalisiert, dann entspricht 1LSB einem GeV beziehungsweise ≈10mV.

Mit der Definition des Dynamischen Bereichs können die charakteristischen Eigenschaften einer analog optischen Übertragung für den Level-1-Trigger angegeben werden. Diese sind:

- Der Dynamische Bereich muß größer oder gleich 8Bit sein. 8Bit entspricht dem Dynamischen Bereich des FADCs, der zur Digitalisierung verwendet werden soll. Wenn möglich, sollte dies auch für eine 3σ Rauschspannung noch gelten.

- Da das Detektorrauschen kleiner als ½GeV ist, sollte das elektronische Rauschen ebenfalls kleiner als ½ LSB (5mV) sein.

- Möchte man jeden Energiebereich mit der gleichen Genauigkeit auflösen, ist eine lineare Übertragungskennlinie nötig. Benötigt man bei höheren Energien weniger Auflösung, kann man einen leicht gekrümmten oder zwei verschieden stark gekrümmte Bereiche festlegen. In jedem Fall muß der Verlauf der Kennlinie genau bekannt sein, und Abweichungen davon sollten unter 1% liegen.

- Jeder Operationsverstärker (OP) benötigt eine gewisse Zeit, um von 0V auf einen gewissen Spannungswert am Ausgang anzusteigen (*settling time*). Diese Zeit sollte unabhängig von der Ausgangsspannung sein, denn sonst würde die Zeit für die Übertragung der Pulse (*delay peak to peak*) von der Pulshöhe abhängen und im ungünstigstem Fall sogar einen Bunch-Crossing Abstand von 25ns überschreiten. Der Trigger würde diesen Puls somit zu einem anderen Bunch zählen und falsche Entscheidungen treffen. Man siehe hierzu nochmals Abbildung 1.6, in welcher die schwarzen Punkte auch als Bunch-Crossing Abstand (ebenfalls 40MHz) interpretiert werden können.

- Der Shaperpuls besitzt eine Anstiegszeit von 25ns, was einer Frequenz von 40MHz entspricht. Soll die Übertragungsstecke den Signalverlauf unverändert übertragen, dann sollte sie demnach mindestens eine Bandbreite von 40MHz besitzen. Die Pulshöheninformation kann aber auch mit einer geringeren Bandbreite von ca. 20MHz übertragen werden. Der Signalverlauf wird dabei zwar nicht mehr exakt abgebildet, aber er enthält weniger hochfrequente Rauschanteile. Die Bandbreite der Übertragung sollte deshalb gerade so groß sein, daß die für den Trigger wichtige Pulshöheninformation mit möglichst geringem Rauschen übertragen wird.

- Die Leistungsaufnahme der Elektronik muß möglichst gering ausfallen, da bei einem Faktor von 8000 Kanälen nicht nur ein hoher Energieverbrauch, sondern auch eine große Verlustwärme entsteht, die durch aufwendige Kühlung abgeführt werden muß.

- Für die Montage der Fasern benötigt man optische Steckverbindungen. Diese Verbindungsstellen müssen reproduzierbar sein, das heißt, beim Abziehen und wieder Aufstecken darf durch die Einkopplung die Lichtintensität nicht abnehmen.

---

[6] **R**oot **M**ean **S**quare-value

[7] Näheres zur Rauschmessung siehe Abschnitt 2.5.

- Die Temperaturstabilität der Elektronik muß gewährleistet sein.

- Die Sender und die Fasern müssen eine genügend große Strahlenhärte besitzen, um den zuverlässigen Betrieb über die Betriebsjahre des ATLAS-Detektors am LHC sicherzustellen.

- Die Empfängerelektronik sollte ein möglichst kompaktes Layout besitzen, um möglichst viele Kanäle auf einem VME[8]-Board im Trigger-Kontrollraum integrieren zu können.

- Die Übertragung sollte DC-gekoppelt sein, was zur Folge hat, daß sich im Signalweg der Elektronik keine Kondensatoren befinden dürfen. Eine DC-Übertragung hat gegenüber einer AC-Übertragung den Vorteil, daß Temperaturdrifts der vorangegangenen Elektronik auch nach der Übertragung noch für eine Kalibrierung beobachtbar bleiben. Außerdem wird bei hohen Pulsraten die Baseline nicht festgehalten, was natürlich die Energie der Pulse verfälschen würde. Das Festhalten der Baseline wird vor allem dann wichtig, wenn man auf den bipolaren Unterschwinger, zwecks der Vergrößerung des Dynamischen Bereichs um 20%, verzichten möchte. Überträgt man keine Wechselströme, dann verschiebt sich die Nullinie sehr schnell, da die Flächen unterhalb und oberhalb dieser Linie nicht mehr gleich sind.
  Bei einer optischen Übertragung können keine Wechselstrompulse übertragen werden, da Licht nicht in negativer Richtung, sozusagen rückwärts, gesendet werden kann. Der künstliche Offset, der die LED immer konstant mit 20% ihrer maximalen Helligkeit leuchten läßt, hat deshalb bei einer optischen Übertragung keine Bedeutung und kann für eine DC-Übertragung bedenkenlos weggelassen werden. Verzichtet man allerdings auf Koppelkondensatoren im Signalweg, die tiefe Frequenzen herausfiltern, liefert niederfrequentes Rauschen einen zusätzlichen Rauschbeitrag bei der Übertragung.

[8] **V**ersa **M**odule **E**urocard

2 Grundlagen und Funktionsprinzipien optischer Bauelemente

Absorption, stimulierte und spontane Emission sind drei Wechselwirkungen zwischen Photonen und Elektronen in Energiebändern. Sie werden in optischen Bauelementen in verschiedenster Weise ausgenutzt. Leuchtdioden sind so konstruiert, daß Elektronen bei Bandübergängen Licht durch spontane Emission aussenden. Bei Laserdioden erzielt man mit Hilfe der stimulierten Emission eine Lichtverstärkung und in Photoempfängern erzeugt man aufgrund der Photoabsorption meßbare elektrische Signale.

Die drei Wechselwirkungen können vereinfacht anhand eines Zweiniveauschemas, wie es in Abbildung 2.1 gezeigt ist, erklärt werden.

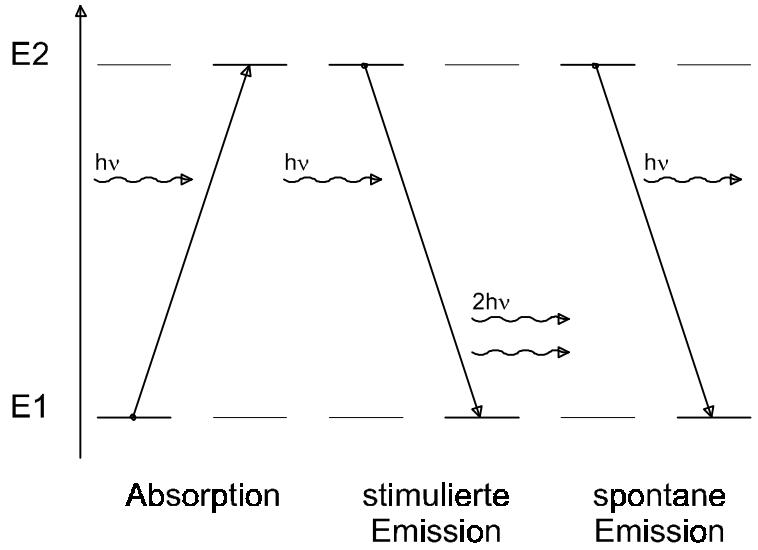

Abbildung 2.1: Darstellung von Absorption, stimulierter und spontaner Emission anhand eines Zweiniveauschemas.

Besitzt das ankommende Photon die Energie $E_2 - E_1$, so kann durch **Absorption** ein Elektron vom Niveau E_1 zum Niveau E_2 angehoben werden. Bei der **stimulierten Emission** befindet sich das Elektron bereits in dem angeregten Zustand E_2 und kann durch ein Photon mit der Energie $E_2 - E_1$ infolge der Schwingungen des elektromagnetischen Feldes zur Abstrahlung stimuliert werden. Das anregende und das emittierte Photon haben dabei die gleiche Wellenlänge, gleiche Phase und Richtung. Wenn das Atom von einem angeregten Zustand spontan in den Grundzustand zurückkehrt und dabei Strahlung emittiert, spricht man von **spontaner Emission.**

Im folgenden sollen die Arbeitsweise und der Aufbau von Leuchtdioden, Lasern und Photodioden erläutert werden. Ebenso werden Konstruktionsunterschiede bei Lichtwellenleitern und Grundlagen der elektronischen Rauschmessung beschrieben, wie sie für die Bestimmung des Dynamischen Bereichs der Übertragungsstrecke wichtig sind.

2.1 Leuchtdioden

Der optische Sender spielt eine entscheidende Rolle bei optischen Übertragungssystemen. Er hat die Aufgabe, elektrische Energie in optische Energie (Licht) umzuwandeln und diese dann möglichst effektiv in eine Faser einzukoppeln. Man unterscheidet hauptsächlich drei Lichtquellen bei optischen Sendern:

- Quellen mit kontinuierlichem Spektrum
- monochromatisch inkohärent strahlend (LED[9])
- monochromatisch kohärent strahlend (LASER[10]).

Monochromatisch strahlende Lichtquellen strahlen mit einer bestimmten Wellenlänge oder zumindest in einem sehr engen Wellenlängenbereich. Die Wellen einer Lichtquelle sind zueinander kohärent, wenn die Schwingungsebenen gleich sind und die Phasenbeziehung zeitlich konstant ist. Nur dann ist eine konstruktive Interferenz möglich. Inkohärent bedeutet, daß das Interferenzglied der Wellen identisch verschwindet. Die Gesamtintensität der Wellen ergibt sich dann aus der Addition der Einzelintensitäten.

Im folgenden werden die Arbeitsweise, der Aufbau und die Kennlinien einer LED beschrieben wie sie für den Einsatz als monochromatisch inkohärent strahlende Lichtquellen in einem optischen Sender von Bedeutung sind.

2.1.1 Arbeitsweise von Leuchtdioden

Eine LED stellt einen in Durchlaßrichtung gepolten pn-Übergang dar (siehe Abbildung 2.2). Bei der Lichterzeugung im pn-Übergang nutzt man aus, daß Majoritätsladungsträger nach der Durchquerung der Raumladungszone rekombinieren.

Ladungsträger, die sich in dem von der Dotierung vorgegebenem Gebiet aufhalten, d.h. Elektronen im n- und Löcher im p-Gebiet, werden als Majoritätsladungsträger bezeichnet. Diffundieren sie in das entgegengesetzt dotierte Gebiet, so heißen sie dort Minoritätsladungsträger.

[9] **L**ight **E**mitting **D**iode

[10] **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation

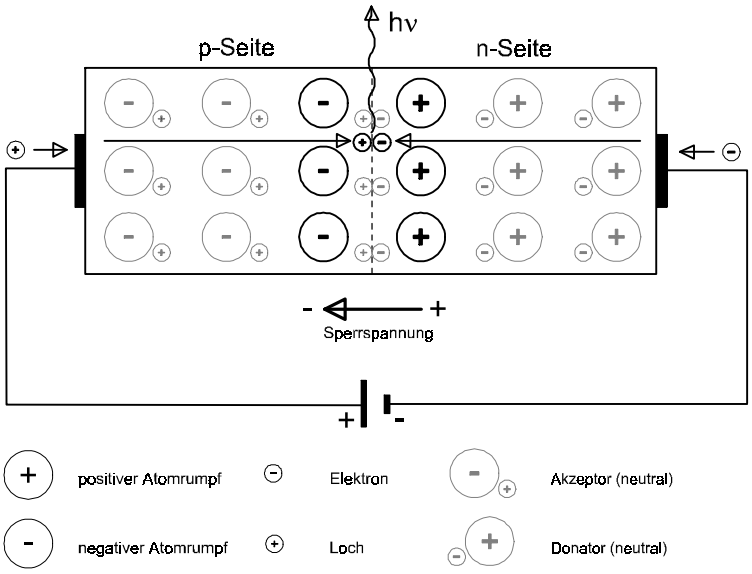

Abbildung 2.2: Veranschaulichung der Rekombination der Majoritätsladungsträger nach Durchquerung der Raumladungszone.

Bringt man einen p-dotierten Halbleiter mit einem n-dotierten Halbleiter zusammen, so bildet sich an der Grenzschicht durch Diffusion der Ladungsträger eine Sperrspannung aus, da sich die Elektronen des Donators[11] mit den Löchern des Akzeptors[12] neutralisieren. Der Donator in der Sperrschicht wirkt dann durch die Abgabe eines Elektrons positiv geladen und der Akzeptor durch die Aufnahme des Elektrons negativ geladen. Die Sperrspannung wird somit nicht durch freie Ladungsträger aufgebaut, sondern durch die raumfesten Ionenrümpfe. Legt man in Durchflußrichtung (plus an p-Seite und minus an n-Seite) eine äußere Spannung an, so erhöht man die Anzahl der Majoritätsladungsträger im jeweiligem Gebiet, d.h. die Elektronen im n-Gebiet und die Löcher im p-Gebiet. Dadurch verringert sich die Sperrspannung, so daß sich die Elektronen und Löcher aufeinander zubewegen können bis sie dann im Kontaktbereich des pn-Übergangs rekombinieren.

Bei Halbleitern mit direkter Bandlücke erfolgt dabei häufig ein Übergang des Elektrons aus dem Leitungsband in ein Loch aus dem Valenzband unter Emission eines Photons. Dieser Prozeß ist also die Umkehrung des optischen Absorptionsprozesses (siehe hierzu Abbildung 2.3) [Ref.5]. Bei diesem Übergang wird die Wellenlänge des Photons, und damit die Farbe des emittierten Lichts, durch den Bandabstand bestimmt. Es gilt:

$$E_{Band} = h\nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}.$$

[11] Ein Donator hat ein Außenelektron mehr als das Gitter.
[12] Ein Akzeptor hat ein Außenelektron weniger als das Gitter.

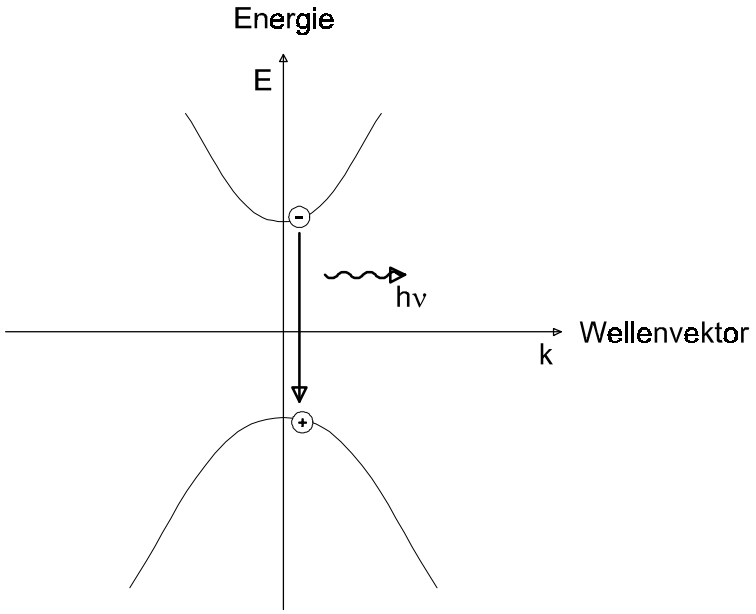

Abbildung 2.3: Dispersionskurve E(k) zur Veranschaulichung der Rekombination bei direkten Halbleitern. Ein Elektron geht durch Emission eines Photons vom Leitungsband in das Valenzband über und besetzt dort eine Fehlstelle (Loch).

Bei Halbleitern mit indirekter Bandlücke befindet sich das Potentialminimum nicht direkt über dem Maximum des Valenzbandes, sondern versetzt daneben. Wie in Abbildung 2.4 gezeigt ist, erfolgt die Rekombination meist strahlungslos, d.h. es werden nur Phononen[13] erzeugt. Um auch derartige Halbleiter als Leuchtdioden nutzen zu können, baut man geeignete Rekombinationszentren ein, zu denen ein strahlender Übergang möglich ist.

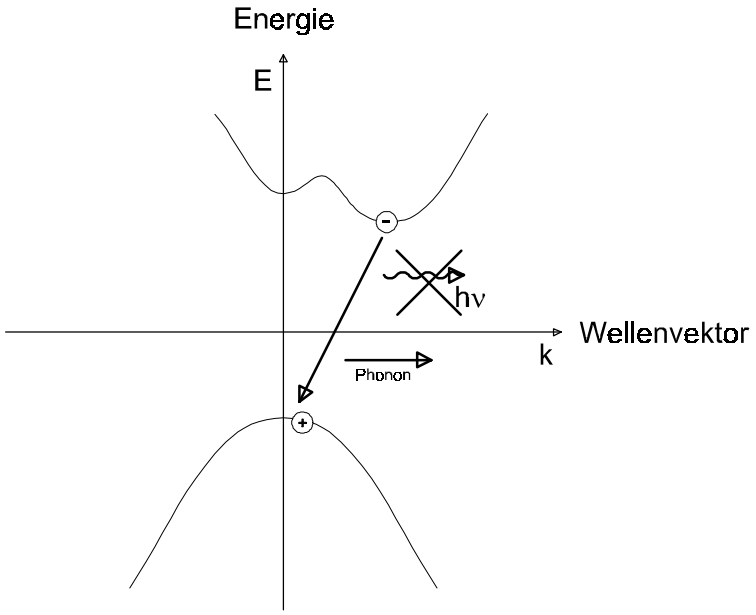

Abbildung 2.4: Dispersionskurve E(k) eines indirekten Halbleiters. Das Minimum des Leitungsbandes ist zu großen Wellenvektoren verschoben. Ein Übergang ist nur möglich, wenn neben der Energie auch Impuls ausgetauscht wird. Eine Impulsänderung wird durch die Erzeugung von Phononen erreicht.

Ein häufig benutzter Halbleiter mit Rekombinationszentren ist der Mischkristall $GaAs_{1-X}P_X$. Bei einer Phosphor-Dotierung von $0 \leq x < 0{,}45$ ist er ein direkter Halbleiter und für größere Werte von x ein indirekter Halbleiter. Je nach Dotierung mit Phosphor ändert sich auch der Bandabstand und damit die Farbe des emittierten Lichts.

[13] Schwingungszustand des gesamten Gitters

2.1.2 Prinzipieller Aufbau einer oberflächenemittierenden LED

Damit die Strahlung aus dem Halbleitermaterial austreten kann, bevor sie wieder absorbiert wird, muß der pn-Übergang möglichst dicht unter die Oberfläche gelegt werden. Die Abbildung 2.5 [Ref.6] zeigt den prinzipiellen Aufbau einer oberflächenemittierenden LED. Die p-Schicht ist nur wenige µm dick und schwächer als die n-Zone dotiert, so daß die Sperrschicht weitgehend in der p-Zone verläuft.

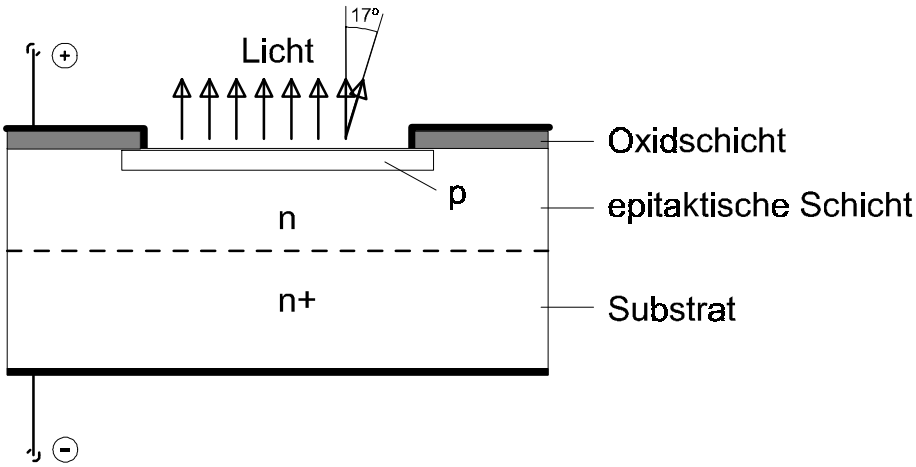

Abbildung 2.5: Prinzipieller Aufbau einer oberflächenemittierenden LED.

Halbleiter, die bei der Herstellung von LEDs verwendet werden, z.B. GaAs und AlGaAs, haben einen relativ hohen Brechungsindex von ungefähr 3,5. Strahlung tritt deshalb nur bis zu einem Winkel von ca. 17° aus. Bei Abstrahlwinkeln, die darüber liegen, tritt Totalreflexion auf. Bei Anzeigeelementen, wie zum Beispiel bei 7-Segment Anzeigen, ist man bemüht, durch lichtstreuende Umhüllungen oder durch Mehrfachreflexionen den Abstrahlwinkel zu vergrößern. Bei der Übertragung mit Glasfasern versucht man hingegen möglichst viel Licht in eine Faser einzukoppeln, was einen möglichst kleinen Abstrahlwinkel erfordert. Da dies aber nur in geringem Umfang gelingt, benutzt man meistens Mikrolinsen, die direkt auf die Oberfläche aufgegossen oder aufgesetzt sind.

2.1.3 Kennlinien des emittierten Lichts

Die ideale P-I (Lichtleistung-Strom) Kennlinie einer LED ist in Abbildung 2.6 gezeigt [Ref.7]. Eine LED besitzt im Vergleich zu den meisten Halbleiterlasern (siehe Abbildung 2.13) eine sehr lineare Kennlinie, deren Nulldurchgang im Ursprung liegt.

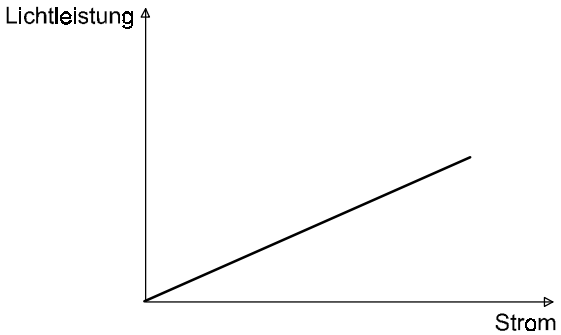

Abbildung 2.6: Ideale Lichtleistung einer LED

Es ist klar, daß es auch bei sehr guten LEDs Abweichungen von der idealen Kennlinie geben wird. Wie stark diese Abweichungen sind, ist unter anderem von der Erwärmung des Substrates abhängig. Ein konstanter (DC) Strom erwärmt den Halbleiter am stärksten, entsprechend groß ist die Abweichung der Kennlinie von der idealen Linearität. In diesem Fall ist ein guter Wärmekontakt des Substrats zum LED-Gehäuse äußerst wichtig. Im Pulsbetrieb erhält man eine bessere Linearität, weil dann die Zeit, innerhalb der ein hoher Strom fließt nicht ausreicht, um die Temperatur im Inneren merklich zu erhöhen. Um eine präzise Linearität zu erhalten, ist es nicht nur notwendig, äußere Temperatureffekte mit elektronischen Schaltkreisen zu kompensieren, sondern es muß die Lichtleistung direkt am Ausgang über eine Monitorphotodiode gemessen werden. Dem Strom wird dann über eine negative Rückkopplung (*feedback*) solange gegengesteuert, bis die Kennlinie wieder linear ist.

Abbildung 2.7 zeigt Kennlinien von Oberflächen- und Kantenemittern[14], die eine gute Linearität aufweisen [Ref.7]. Man erkennt, daß oberflächenemittierende LEDs mehr optische Energie in die Luft abgeben können als Kantenemitter.

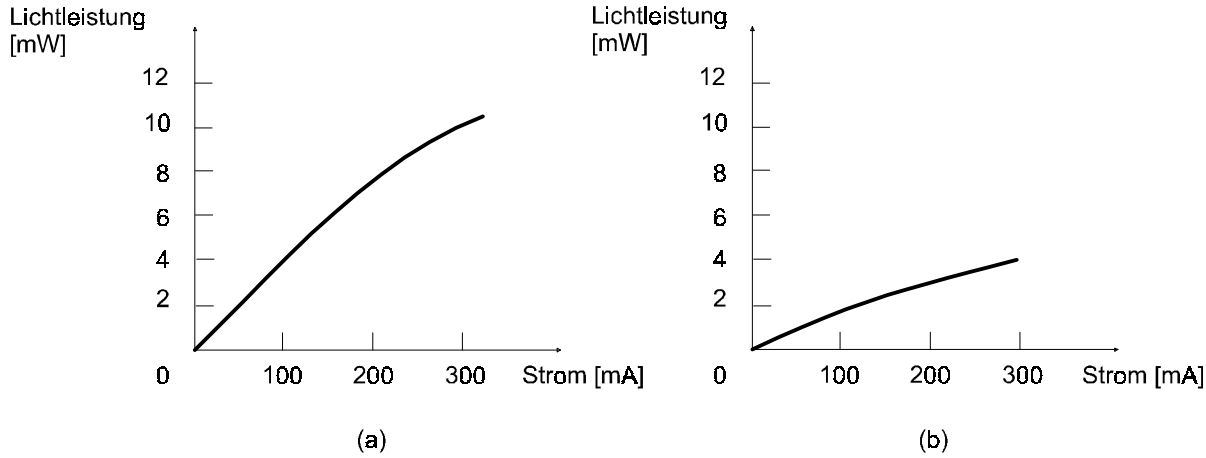

Abbildung 2.7: In die Luft abgegebene optische Energie über dem DC-Strom als typisches Beispiel für gute LEDs [Ref.7]. (a) AlGaAs oberflächenemittierende LED mit 50µm aktiver Schicht. (b) AlGaAs kantenemittierende LED mit einer Streifenlänge von 100µm.

2.1.4 Emissionsspektrum von Leuchtdioden

Je nach Dotierung mit Fremdatomen kann der Bandabstand in einem Halbleiter verändert werden. Im Mischkristall $GaAs_{1-X}P_X$ wird somit, je nach Stärke der Dotierung mit Phosphor, die Farbe des emittierten Lichts beeinflußt. Für x = 0 emittiert reines GaAs im Infraroten, da es ein Bandlücke von 1,42eV besitzt. Für x = 0,45 ergibt sich eine Bandlücke von 1,98eV und die Dioden leuchten rot. Um Emissionen im gelbgrünen Spektralbereich zu erhalten, wird Stickstoff als Rekombinationszentrum eingebaut. Blauleuchtende Dioden bestehen aus GaN und sind mit Magnesium dotiert.

Die spektrale Intensitätsverteilung einer LED, die bei Zimmertemperatur ihr Intensitätsmaximum im Bereich von 800nm bis 900nm hat, besitzt eine Halbwertsbreite von 25nm bis 40nm [Ref.7]. Für Halbleiter, die eine kleinere Bandlücke besitzen, erhält man längere Wellenlängen von 1100nm bis 1700nm. Die Halbwertsbreite beträgt dort um die 50 bis 160nm. In Abbildung 2.8 sind Beispiele für diese Spektren dargestellt. Man kann diese Spektren im Vergleich zum Laser auch als Vielmoden-Spektren verstehen (Näheres zur Modenanregung siehe Abschnitt 2.2.4). Die große Halbwertsbreite des Spektrums wird durch eine Variation der Bandabstände über den Kristall verursacht.

[14] Bei Kantenemittern wird das Licht an den Substratkanten emittiert.

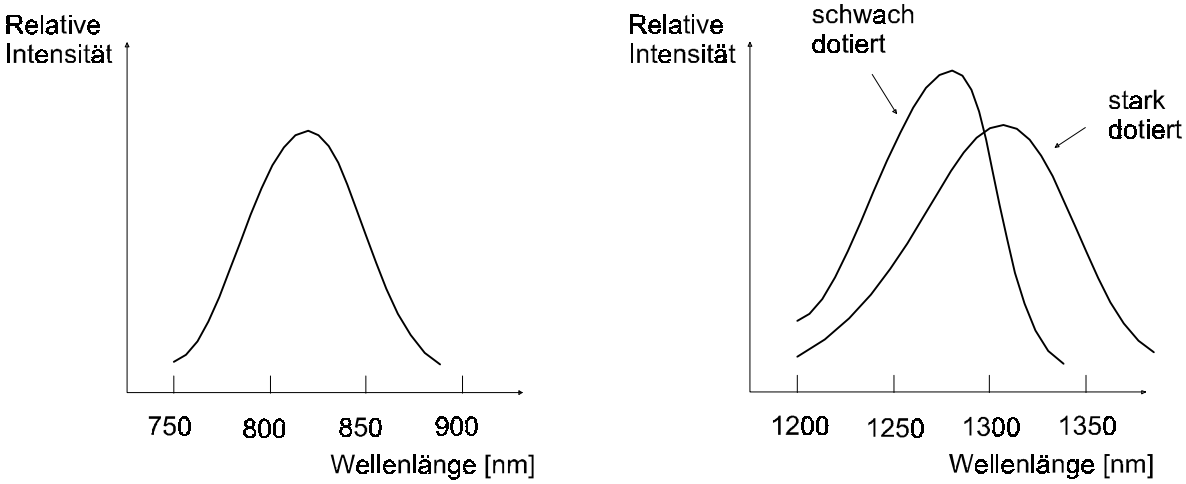

Abbildung 2.8: Spektrale Intensitätsverteilung [Ref.7]. a) Für ein AlGaAs Oberflächenemitter mit dotierter aktiver Zone. b) Für InGaAsP jeweils mit schwach und stark dotierter Zone.

Die verschiedenen Farben von LEDs sind nicht nur für optische Anzeigen interessant, sondern auch für die Datenübertragung mit einer Glasfaser (SiO_2), weil die Dämpfung sehr stark von der Wellenlänge des Lichtes abhängig ist und bei 700nm bis 1300nm ein Minimum von weniger als 10 dB/km aufweist.

2.1.5 Betriebsarten für die Lichtmodulation

Um Informationen über ein optisches Übertragungssystem schicken zu können, ist es notwendig, dem Licht ein Informationssignal aufzumodulieren. Dies kann durch Modulation der Intensität, Frequenz, Phase oder der Polarisation in digitaler oder analoger Weise erreicht werden. Eine Intensitätsmodulation ist bei LED und Halbleiterlaser einfach durch Modulation des Stromes möglich. Optische Modulatoren sind aufwendig und werden nur eingesetzt, wenn eine direkte Modulation nicht möglich oder nur sehr langsam ist.

Die prinzipielle Gleichstrom-Spannungskennlinie einer LED ist in Abbildung 2.9 dargestellt. In Durchlaßrichtung steigt der Diodenstrom erst ab Spannungen oberhalb von U_s (0.3 - 0.7V) sehr schnell an.

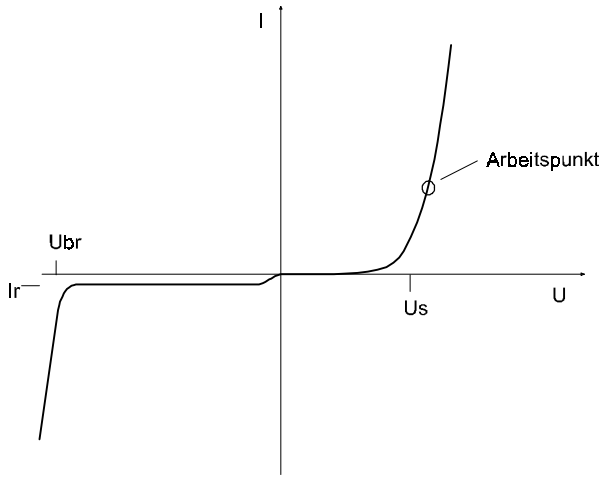

Abbildung 2.9: Prinzipielle Gleichstrom-Spannungskennlinie einer Diode.

Obwohl die Spannung U_s klein ist, muß die LED vorgespannt werden. Dadurch wird nicht nur der nichtlineare Anfangsbereich für die Übertragung ausgeblendet, sondern es werden auch Geschwindigkeitsnachteile beim Einschalten vermieden. In Sperrichtung fließt ein kleiner Sperrstrom I_r, der bis zum Erreichen der Durchbruchsspannung U_{br} konstant bleibt. Die elektrische Feldstärke in der Sperrschicht wird dabei proportional zu $\sqrt{U}$ größer. Bei Rückwärtsspannungen, die größer als U_{br} sind, tritt Stoßionisation ein. Dabei fließt sehr schnell ein großer Strom, der dann den pn-Kontakt erwärmt und die Diode zerstört [Ref.8].

Je nachdem wie ein pn-Übergang betrieben wird, spielen bei der Modulation zwei unterschiedliche kapazitive Effekte eine Rolle. Wenn bei hohen Modulationsgeschwindigkeiten diese Kapazität nicht mehr umgeladen werden kann, wird die Bandbreite der Übertragung begrenzt. Beim Betrieb in Sperrichtung dominiert die sogenannte **Sperrschichtkapazität** C_s, die durch die beiden Raumladungszonen in der Verarmungsschicht entsteht. Die Sperrschichtkapazität ist spannungsabhänig, da sie sich wie die Kapazität eines Plattenkondensators nach

$$C_s = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot A}{d}$$

berechnet und die Breite d der Sperrschicht mit der äußeren Spannung vergrößert wird.

Die Kapazität, die für eine analoge Modulation jedoch entscheidend ist, ist die **Diffusionskapazität** C_d, deren Ursache folgendermaßen erklärt werden kann [Ref.9]: Nehmen wir an, eine bestimmte Durchlaßspannung sei an den pn-Kontakt angelegt. Dies führt zu einer bestimmten Dichte von Minoritätsladungsträgern in den entsprechenden Bereichen. Wird die angelegte Spannung plötzlich verringert, liegt für kurze Zeit eine größere Minoritätsladungsträgerdichte vor als der neuen Spannungsbedingung eigentlich entspricht, es wird also Ladung gespeichert. Nach kurzer Zeit sind die überschüssigen Ladungsträger rekombiniert, die Minoritätsladungsträgerdichte entspricht der neuen, niedrigeren Durchlaßspannung. Dabei hängt der Wert C_d der Diffusionskapazität von dem jeweils fließenden Strom I durch den Übergang ab, der die durchschnittliche Ladungsträgerdichte festlegt und von der Lebensdauer τ der Ladungsträger zwischen Erzeugung und Rekombination. Mit der Elementarladung e, der Boltzmann-Konstante k und der Temperatur T ergibt sich:

$$C_d = \frac{e}{kT} \cdot I \cdot \tau \quad ; \frac{e}{kT} \approx 26mV \text{ bei Zimmertemperatur .}$$

Die Diffusionskapazität ist diejenige Kapazität, die bei eine analogen Modulation wichtig wird. Sie begrenzt die Bandbreite bei der Übertragung, da die Kapazität mit dem ohmischen Widerstand R des Halbleitermaterials eine Zeitkonstante $\tau = RC$ bildet. Die Grenzfrequenz der LED beträgt damit:

$$f = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{R \cdot C} .$$

2.2 Halbleiterlaser

Möchte man die Bandbreite und die Länge einer optischen Übertragung vergrößern, so kann dies durch den Einsatz von monochromatisch kohärent strahlenden Halbleiterlasern in optischen Sendern erreicht werden. Halbleiterlaser werden in digitalen Übertragungssystemen eingesetzt, bei denen eine möglichst hohe Datenrate benötigt wird. Aber auch für analoge Übertragungssysteme sind ihre Eigenschaften von Interesse. Die analoge Modulation eines Lasers ist jedoch schwierig, da die Schwellenspannung für den Lasereffekt stark temperaturabhängig ist und schon Stromschwankungen von einigen µA starke Lichtschwankungen verursachen. Bei oberflächenemittierenden Laserdioden (VCSEL) erhofft man sich eine geringere Temperaturabhängigkeit des Schwellenstroms und eine bessere Linearität der Kennlinie. Aus diesem Grund wird –nach der allgemeinen Beschreibung der Arbeitsweise eines Lasers– speziell der Aufbau von VCSELs beschrieben.

2.2.1 Arbeitsweise von Lasern

Der Begriff Laser steht für „**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation“. Jeder Laser läßt sich in drei Baugruppen, wie in Abbildung 2.10 skizziert, einteilen. Die Pumpe sorgt für die Anregung der Teilchen aus dem Grundniveau auf ein sogenanntes Pumpniveau (höher gelegenes Energieband). Im aktiven Material selbst kann beim Übergang der angeregten Teilchen in ein tieferes Niveau mittels stimulierter Emission Lichtverstärkung stattfinden. Als dritte Baugruppe sorgen die Resonatorspiegel für die Rückkopplung der Photonen, so daß sie durch eine erhöhte Aufenthaltsdauer im aktiven Material mehr stimulierte Emissionsprozesse bewirken.

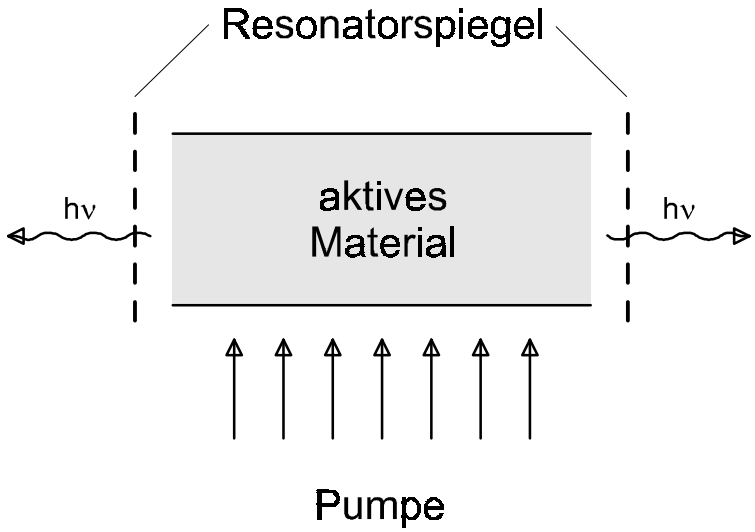

Abbildung 2.10: Die drei prinzipiellen Baugruppen eines Lasers: Pumpe, aktives Material und Resonator nach [Ref.11].

Durch die Pumpe werden Elektronen vom Grundniveau auf ein energetisch höher liegendes Niveau (Pumpniveau) gehoben. Vom Pumpniveau aus erfolgt dann ein strahlungsloser Übergang zum oberen Laserniveau, von wo aus dann der gewünschte Laserübergang auf ein unteres Laserniveau durch Emission von elektromagnetischer Strahlung erfolgt. Der Übergang in das Grundniveau erfolgt in den meisten Fällen strahlungslos. Diese Prinzipien der Lasertätigkeit sind in Abbildung 2.11 dargestellt.

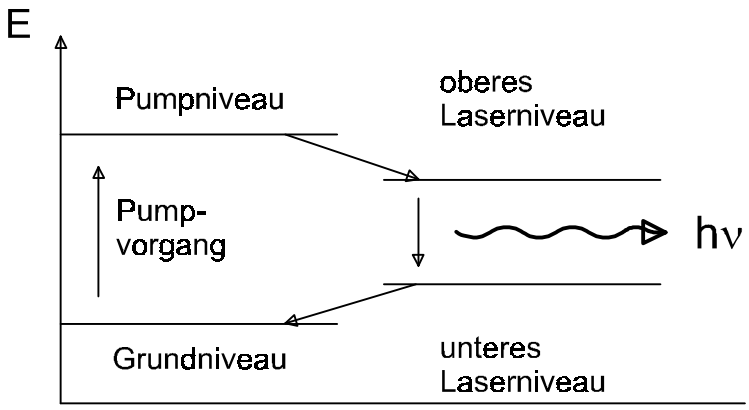

Abbildung 2.11: Prinzipielle Energieniveaus bei Lasertätigkeit.

Eine Grundvoraussetzung für die Lasertätigkeit besteht nun darin, daß das obere Laserniveau stärker als das untere besetzt ist (Besetzungsinversion). Um Verluste auszugleichen, muß sogar ein gewisser Überschuß an Elektronen im oberen Laserniveau vorhanden sein.

Bei einem Halbleiterlaser wird die Pumpe durch den Injektionsstrom[15] an einem pn-Übergang realisiert. Es sind jedoch auch andere Prinzipien möglich, z.B. können Elektronen durch optische Absorption das Pumpniveau erreichen (optisches Pumpen) oder durch Stöße mit freien Elektronen aus einer Gasentladung. Je nach aktivem Material werden andere Pumpmechanismen benötigt.

Obwohl der Name Laser nur auf stimulierte Emission hindeutet, ist die spontane Emission für das Anschwingen des Lasers genauso wichtig, da beim Anschwingen des Lasers genügend Photonen zum Stimulieren vorhanden sein müssen.

2.2.2 Prinzipieller Aufbau eines oberflächenemittierenden Lasers

Im Gegensatz zu kantenemittierenden Laserdioden, die das Laserlicht an den Kanten des Substrates emittieren, wird bei VCSELs das Laserlicht senkrecht zur Oberfläche emittiert. Abbildung 2.12 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer oberflächenemittierenden Laserdiode nach [Ref.3].

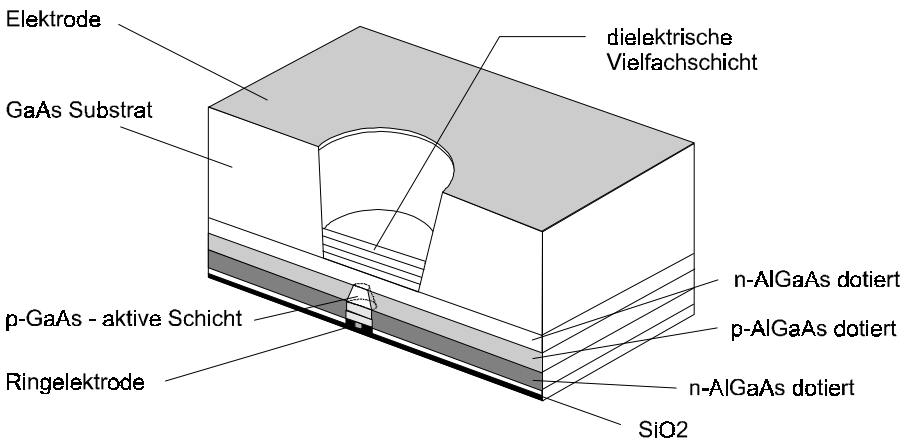

Abbildung 2.12: Aufbau einer typischen oberflächenemittierenden Laserdiode nach [Ref.3].

[15] Legt man an einen pn-Übergang eine Spannung an, die größer als die Bandlücke ist, werden Elektronen in die aktive Zone injiziert und es fließt der sogenannte Injektionsstrom.

Hierbei handelt es sich um einen pn-Übergang, der zur Einengung der aktiven Zone im Nahbereich mit sperrenden pn-Übergängen umgeben ist. Als Resonator wird der etwa 3µm dicke Bereich zwischen den Spiegeln verwendet. Der eine Spiegel besteht aus einer dielektrischen Vielschichtstruktur und der andere wird von der Ringelektrode gebildet. Die Kürze dieser Schicht erfordert hochreflektierende Spiegel mit Intensitätsreflektivitäten von 99%. Durch den kurzen Resonator existiert ein großer Anteil an spontaner und stimulierter Emission. So ungünstig der kurze Resonator ist, so positiv wirkt er sich auf das spektrale Verhalten der Lichtemission aus, das heißt auf die Anzahl der Longitudinalmoden. Meist fallen nur wenige potentielle Moden in den Verstärkungsbereich des Halbleitermaterials, so daß sie ein gutes Modenverhalten mit hoher Sekundärmodenunterdrückung aufweisen. Durch die Bauweise der oberflächenemittierenden Laserdioden ist es möglich, große zweidimensionale Felder dieser Elemente auf einem „Wafer“ anzuordnen. Bei Kantenemittern sind so nur eindimensionale Reihen (*arrays*) möglich. Interessant für die Datenverarbeitung ist dabei das gleichzeitige Verarbeiten vieler Kanäle, um dadurch im Endeffekt einen Geschwindigkeitsvorteil zu erlangen (optische Computer). Die Entwicklung von VCSEL ist deshalb auf eine digitale Datenverarbeitung ausgerichtet.

2.2.3 Kennlinien des emittierten Lichts

Abbildung 2.13 zeigt die Lichtleistungs-Strom-Kennlinie einer idealen Laserdiode. Es lassen sich zwei Bereiche unterscheiden, der Bereich der spontanen- und der Bereich der stimulierten Emission. Im Bereich der spontanen Emission arbeitet der Laser wie eine LED, und nach dem Überschreiten des Schwellenstromes setzt der Lasereffekt ein. Die Steigung der Kennlinien in den verschiedenen Bereichen macht den Effekt der Lichtverstärkung deutlich.

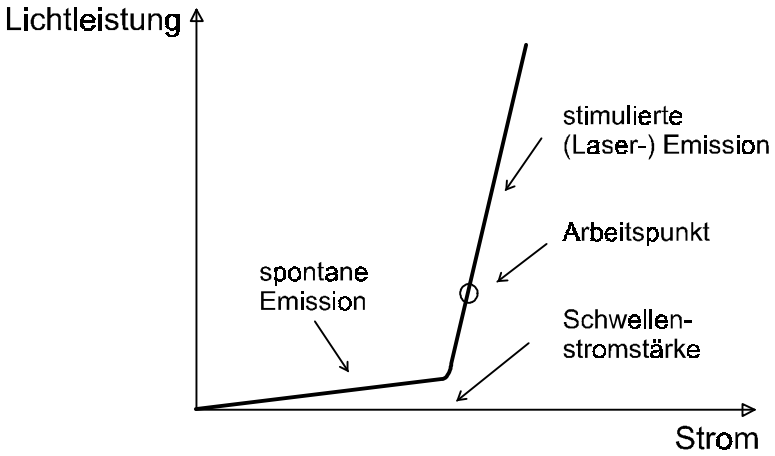

Abbildung 2.13: Ideale Lichtleistungs-Strom-Kennlinie

Der Arbeitspunkt des Senders muß durch die Elektronik so eingestellt werden, daß er oberhalb der Schwellenstromstärke liegt. Verändert sich der Schwellenstrom durch Temperatureffekte, dann bewirkt die steile Kennlinie die Verschiebung des Arbeitspunktes, was eine starke Veränderung der Ausgangsleistung zur Folge hat. Bei einer DC-Übertragung ist die Nullinie deshalb wesentlich stärkeren Schwankungen unterworfen als vergleichsweise bei einer LED-Übertragung.

2.2.4 Emissionsspektrum eines Lasers

In dem Resonator, der durch die Resonatorspiegel begrenzt wird, bilden sich stehende Wellen mit leicht unterschiedlichen Wellenlängen aus. Diese sogenannten Longitudinalmoden sind in Abbildung 2.14 als Funktion der Frequenz dargestellt. Von diesen stehenden Wellen haben aber nur einige so geringe Verluste, daß sie durch das Überwinden der Laserschwelle anschwingen können. Die Longitudinalmode mit der größten Verstärkung wird in einer Kaskade von stimulierten Emissionsprozessen die Inversion zu ihren Gunsten aufbrauchen und die anderen anschwingfähigen Moden unterdrücken. Allerdings zeigt sich, daß die Sekundärmodenunterdrückung wegen der immer auch für Nebenmoden vorhandenen spontanen Emission nie unendliche Werte annimmt. Für viele Anwendungen sind Werte für die Sekundärmodenunterdrückung von -30dB zufriedenstellend. Besitzt ein Laser mehrere Moden, so wird er als Mehrmodenlaser bezeichnet. Die verschiedenen Moden eines Lasers können sich nicht nur in der Wellenlänge unterscheiden, sondern auch in ihrem Abstrahlwinkel. Dieser Effekt wird auch in Abschnitt 4.2.1 beobachtet.

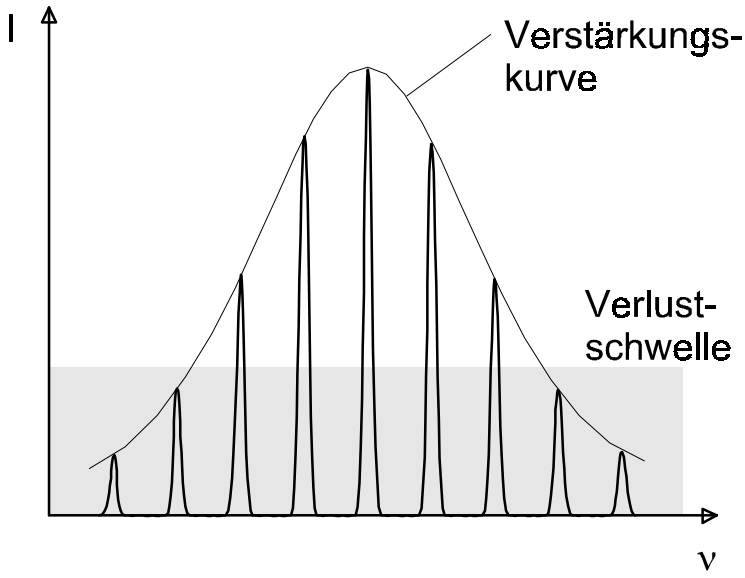

Abbildung 2.14: Darstellung zum Anschwingen bestimmter Longitudinalmoden des Laserresonators mit der Intensität I als Funktion der Lichtfrequenz ν.

2.2.5 Betriebsarten für eine Lichtmodulation

Die Lichtintensität eines Halbleiterlasers wird, wie bei Leuchtdioden, über den Strom moduliert, wobei es im wesentlichen zwei Unterschiede gibt: Zum einen muß der Laser oberhalb des Schwellenstroms betrieben werden, da nur in diesem Bereich eine lineare Kennlinie vorliegt. Zum anderem reagiert der Laser sehr schnell auf Stromänderungen, weil die Kennlinie in diesem Bereich sehr steil verläuft.

Bei der Entwicklung der Senderelektronik ist deshalb darauf zu achten, daß plötzliche Stromschwankungen, z.B. durch Einschalten der Stromversorgung, den Laser zerstören können.

Die Modulation eines Lasers hat aber auch Auswirkungen auf die Emissionslinien. Neben der Amplitudenänderung der Ausgangsleistung treten außerdem Phasen- und Frequenzschwankungen in den Linien auf. Außerdem verbreitert sich das Emissionsspektrum, weil neben der Hauptmode zahlreiche Nachbarmoden anschwingen können [Ref.3].

2.3 Photoempfänger

Bei optischen Übertragungssystemen hat der Photoempfänger die Aufgabe, Lichtimpulse wieder in elektrische Spannungen umzuwandeln. Bei analogen Übertragungssystemen ist neben einer großen Empfindlichkeit des Empfängers bei der übertragenen Wellenlänge auch ein linearer Zusammenhang zwischen Photodiodenstrom und Bestrahlungsstärke Voraussetzung für die Übertragung.

Nach der Beschreibung der Arbeitsweise von Photoempfängern wird in diesem Abschnitt auf die Bandbreite und die Linearität von Photodioden eingegangen.

2.3.1 Arbeitsweise von Photodioden

Üblicherweise wird als Photodiode eine pn-Struktur benutzt. Qualitativ hochwertige Detektoren sind auch aus einer PIN-Struktur aufgebaut (p-leitend, *intrinsic* (eigenleitend), n-leitend) siehe Abbildung 2.15.

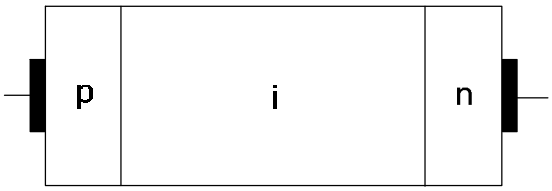

Abbildung 2.15: PIN-Struktur einer Photodiode (p-leitend, intrinsic (eigenleitend), n-leitend).

Die intrinsische Schicht besteht meist aus einer sehr schwach n-dotierten Schicht, die deshalb im wesentlichen nur Eigenleitung aufweist. Mit dieser Zone wird die Driftzone vergrößert, innerhalb der Elektronen-Loch Paare durch das elektrische Feld getrennt werden. Damit wird die Empfindlichkeit der Photodiode erhöht.

Neben dem Photoeffekt, bei dem ein Photon ein Elektron aus dem Festkörper ablöst, kann es seine Energie auch an ein Elektron im Inneren des Festkörpers übertragen. Das Photon wird dabei absorbiert und ein Elektron wird aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben. Man kann auch sagen, daß ein Elektron-Loch Paar entsteht. Abbildung 2.16 zeigt das Energieband für eine PIN-Photodiode.

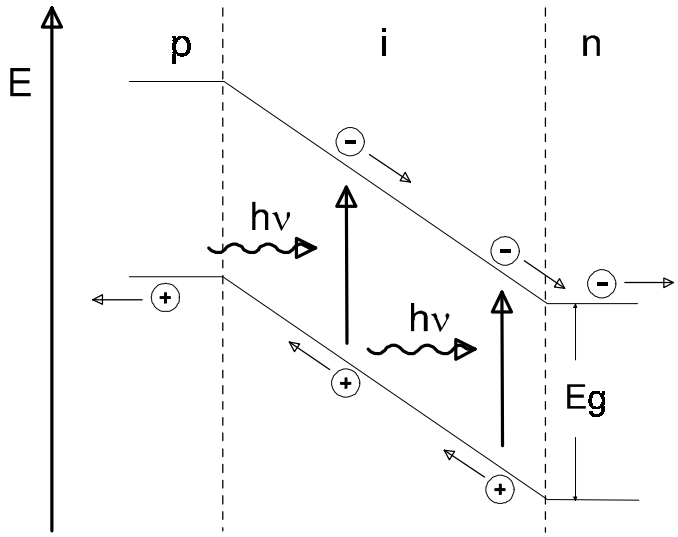

Abbildung 2.16: Typisches Energiebandschema einer PIN-Photodiode.

Damit Absorption auftreten kann, muß die Photonenenergie hν größer als die Energie E_g der Bandlücke sein. Je größer die Bestrahlungsstärke p (Watt/m^2), um so größer wird die Anzahl der Überschußladungsträger, die erzeugt werden.

Sei A die photosensitive Fläche des Bauelements in der Nähe des pn-Übergangs, η die Quantenausbeute[16] und p die Bestrahlungsstärke, so ist die Erzeugungsrate N der Elektronen und Löcher, vorausgesetzt alle Photonen besitzen die gleiche Energie hν, nach [Ref.9]:

$$N = \frac{p \cdot A \cdot \eta}{h\nu}.$$

Der entsprechende Photostrom I_{ph} ist einfach $N \cdot e$ oder

$$I_{ph} = \frac{e \cdot p \cdot A \cdot \eta}{h\nu}.$$

Dieser lineare Zusammenhang zwischen Bestrahlungsstärke p und Photodiodenstrom I_{ph} ermöglicht den Einsatz von Photodioden in linearen optischen Empfängern. Der erzeugte Photostrom wird von der Verstärkerelektronik als Stromquelle aufgefaßt, die er dann in eine Spannung umwandelt.

Die spektrale Empfindlichkeit, mit der ein Empfänger Licht registriert, hängt von der Bandlücke des Halbleiters ab. Mit verschiedenen Materialien wie Zinksulfid, Germaniumarsenid, Silizium und Germanium, dotiert mit Zink oder Bohr, ist es möglich, einen Spektralbereich zwischen 350nm und 100µm abzudecken.

2.3.2 Prinzipieller Aufbau einer PIN-Photodiode

Damit möglichst viel Licht in das Halbleitermaterial einer Photodiode eintreten kann, wird auch hier, wie bei einer LED, die pn-Schicht möglichst dicht unter die Oberfläche gelegt. Eine Antireflexschicht sorgt zusätzlich für geringe Reflexionsverluste beim Lichteintritt. Abbildung 2.17 zeigt den prinzipiellen Aufbau von PIN-Photodioden.

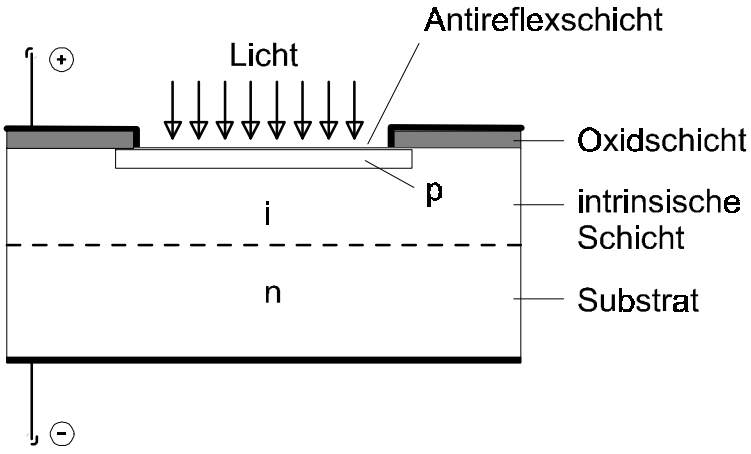

Abbildung 2.17: Prinzipieller Aufbau einer PIN-Photodiode [Ref.11].

Um den Photodiodenstrom zu vergrößern, wird die photosensitive Fläche möglichst groß gewählt und meistens sorgen Linsen für eine zusätzliche Lichtfokussierung.

[16] Anteil der Photonen die Elektron-Loch Paare erzeugen.

2.3.3 Bandbreite von Photoempfängern

Die Geschwindigkeit, mit der eine PIN-Photodiode Licht registrieren kann, ist durch zwei Mechanismen bestimmt:

1. Durch die Zeit, die von den Elektronen-Loch Paaren benötigt wird, um die aktive Zone zu durchqueren. Sie ist abhängig von der verwendeten intrinsischen Schichtdicke des Halbleiters, 2ns bis 100ps sind üblich.
2. Bei großflächigen Detektoren begrenzt die Sperrschichtkapazität der Diode die Geschwindigkeit, indem sie mit einem äußeren Lastwiderstand eine RC-Zeitkonstante bildet.

2.3.4 Temperatureffekte

Bei Silizium PIN-Dioden verdoppelt sich der Dunkelstrom bei Temperaturänderungen von ca. 8°C [Ref.10]. Dies bewirkt Schwankungen in der Nullinie eines Empfängers, die durch die Elektronik korrigiert werden müssen. Ebenso erhöht sich das thermische Widerstandsrauschen nach der Formel

$$U_{noise} = \sqrt{4kT \cdot R_i} ,$$

wobei R_i den Innenwiderstand der Diode darstellt [Ref.10]. Unerwünscht ist auch, daß sich die Quanteneffizienz mit der Temperatur verändert.

2.3.5 Betriebsarten von Photodioden

Eine Photodiode hat eine Strom-Spannungs-Kennlinie, wie sie für einen pn-Übergang typisch ist. Diese Kennlinie wurde bereite in Abbildung 2.9 für den pn-Übergang einer LED beschrieben. Mit steigender einfallender Lichtleistung verschiebt sich die ganze Strom-Spannungs-Kennlinie linear nach unten entlang der Stromachse.

Im Gegensatz zu einer LED kann eine Photodiode auch in Rückwärtsrichtung betrieben werden. Man unterscheidet deshalb zwei Betriebsarten für eine Photodiode. Sie kann als aktives Element (Solarzelle) oder mit einer Vorspannung in Sperrichtung betrieben werden. Im ersten Fall hat man keinen Dunkelstrom und deshalb ein geringes Rauschen, aber auch eine geringe Bandbreite, da sich die Diffusionskapazität stark auswirkt.

Im zweiten Fall, beim Anlegen einer Sperrspannung, wird die aktive Schicht vergrößert und die Photodiode wird somit empfindlicher. Zusätzlich wird die Sperrschichtkapazität verkleinert, da sie von der angelegten Sperrspannung abhängig ist, wie im Abschnitt 2.1.1 beim pn-Übergang beschrieben wurde. Es gilt nach [Ref.10] für die Kapazität eine PIN-Diode

$$C \propto \frac{1}{\sqrt{\rho(U + U_d)}} ,$$

wobei ρ den spezifischen Widerstand der intrinsischen Schicht, U die angelegte Rückwärtsspannung und U_d die Diffusionsspannung (0.3 bis 0.7V) darstellen. Nachteilig wirkt sich beim Betrieb in Sperrichtung die Erhöhung des Dunkelstroms aus, da man damit einen zusätzlichen Rauschbeitrag erhält.

Werden Photodioden in einer linearen optischen Übertragung eingesetzt, dann sollte die Betriebsart mit der besseren Linearität und der geringsten Kapazität ausgewählt werden. Eine geringere Kapazität bedeutet eine höhere Bandbreite für die Übertragung. Im Solarzellenbetrieb begrenzen Sättigungseffekte im Ausgangsstrom die Linearität. Diese Effekte werden durch die Innenwiderstände der Diode bestimmt. Beim Betrieb in Sperrichtung wird die Linearität begrenzt, wenn so viele Elektron-Loch Paare erzeugt werden, daß sich Raumladungszonen bilden, welche das äußere elektrische Feld dann abschirmen [Ref.10]. Dieser Effekt tritt im allgemeinen erst bei sehr hohen Beleuchtungsstärken ein. Aufgrund der geringen Diodenkapazität und der guten Linearität, ist die Sperrichtung die geeignete Betriebsart für Photodioden. Die Linearität der in Sperrichtung betriebenen Siemens Photodiode SFH 2030, die in Empfängerschaltungen der LED- und VCSEL-Übertragung verwendet wurde, ist in Abbildung 2.18 gezeigt.

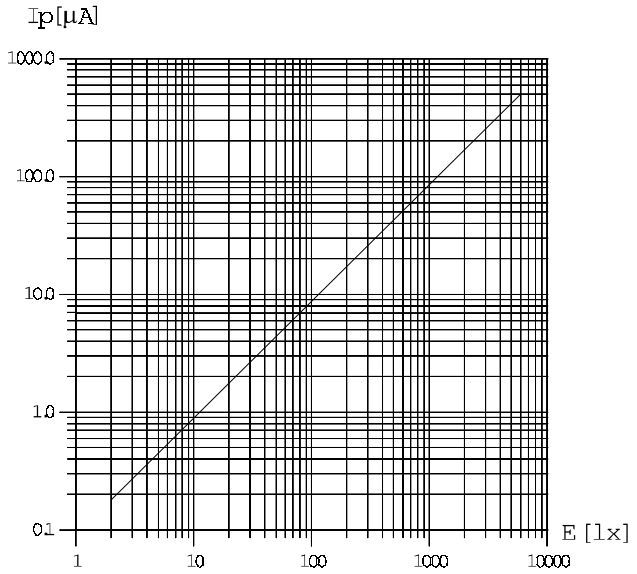

Abbildung 2.18: Photodiodenstrom laut Datenblatt der Siemens Diode SFH 2030 als Funktion der Lichtstärke in Lux[17]. Die Rückwärtsspannung beträgt 5V.

Die Siemens PIN-Photodiode besteht aus N-Si-Substrat. Sie hat laut Herstellerdatenblatt eine gute Linearität über fast vier Zehnerpotenzen. Es ist zu erwarten, daß bis 0,4mA keine merklichen Abweichungen von der Linearität zu beobachten sind. Diese Diode hat ihr Empfindlichkeitsmaximum bei einer Wellenlänge von 850nm und einen Dunkelstrom von 1nA bei 20V Rückwärtsspannung. Die Kapazität der Diode ist mit 11pF gering und ermöglicht eine Anstiegs- und Abfallszeit von 5ns.

2.4 Lichtwellenleiter

Die Aufgabe von Lichtwellenleitern ist es, das Licht des Senders sicher und verlustarm zu führen, wobei die aufmodulierten Signale verzerrungsarm übertragen werden sollen. In diesem Abschnitt werden verschiedene Fasertypen vorgestellt und ihre Eigenschaften beschrieben, sofern sie für die Lichteinkopplung wichtig sind.

[17] physiologische Einheit der spezifischen Lichtausstrahlung

2.4.1 Faser Klassifizierung

Prinzipiell unterscheidet man drei Arten von Lichtwellenleitern. Die einfachste Faser ist die **Stufenfaser**, die aus einem runden Kern (*core*) mit der Brechzahl n_K besteht und von einem Mantel (*cladding*) mit einer zirka 1% kleineren Brechzahl n_M umgeben ist. Übliche Größen für den Kerndurchmesser sind 50 bis 200µm. In einer solchen Faser wird das Licht, wenn der Einfallswinkel ausreichend flach ist, durch vielfach wiederholte Totalreflexion auf Zickzackbahnen den Kern entlang geführt.

Der Sinus des Akzeptanzwinkels Θ_G wird als **Numerische Apertur** A_N der Faser bezeichnet. Für sie ergibt sich:

$$A_N = \sin\Theta_G = \sqrt{{n_K}^2 - {n_M}^2} \ .$$

Für Stufenfasern sind Werte von $A_N \approx 0{,}21$ ($\Theta_G \approx 12{,}2°$) typisch.

Um möglichst viel Licht in diese Fasern einkoppeln zu können, ist man bestrebt, Fasern mit einem möglichst großem A_N herzustellen. Durch die Vergrößerung von A_N wird aber die Übertragungsbandbreite der Faser verkleinert. Denn je gezackter das Licht in der Faser geführt wird, um so größer ist auch der Laufzeitunterschied zu Licht, das sich in Achsrichtung bewegt.

Der zweite Typ ist die **Gradientenfaser** (*graded index*). Bei ihr bewegt sich das Licht statt auf einem Zickzackkurs auf wellenförmigen Bahnen durch die Faser. Der Brechungsindex dieser Fasern ist auf der Faserachse am größten und fällt in radialer Richtung nach außen hin ab. Man sagt auch, diese Fasern haben ein parabelförmiges Brechzahlprofil. Das Brechzahlprofil bewirkt, daß es keine Laufzeitunterschiede zwischen den auf der Faserachse laufenden Lichtwellen und den weit nach außen gekrümmten Bahnen gibt. Die Numerische Apertur nimmt nach außen hin in radialer Richtung ab, und deshalb kann der mittlere Teil der Faser auch Licht bei größeren Einfallswinkeln einfangen als der Randbereich.

Der dritte Typ, der hier besprochen werden soll, sind **Monomodefasern**. Bei ihnen wird der Kerndurchmesser und in geringem Maße auch die Numerische Apertur soweit verkleinert, daß nur noch Licht einer ganz bestimmten Wellenlänge (ein Mode) ausbreitungsfähig bleibt. Moden eines Lichtwellenleiters sind Feldverteilungen, die bei der Ausbreitung entlang des Wellenleiters, abgesehen von einem Phasenfaktor oder einem Abklingfaktor, ihre Form nicht ändern. Die Feldverteilung in einem Lichtwellenleiter kann mit einer Entwicklung nach Moden in Anteile formstabiler Komponenten zerlegt werden. In Abhängigkeit vom Faserdurchmesser sind verschiedene Moden in einem Lichtwellenleiter ausbreitungsfähig. Bei Monomodefasern ist der Durchmesser gerade so klein, daß nur noch der Grundmode, dem eine festen Wellenlänge zugeordnet ist, ausbreitungsfähig bleibt. Diese Fasern haben dann eine sehr große Übertragungsbandbreite, da die sich in ihnen ausbreitende Lichtwelle eine einheitliche Ausbreitungsgeschwindigkeit hat und somit keine Laufzeitunterschiede zwischen Lichtanteilen verschiedener Ausbreitungsrichtung auftreten können.

2.4.2 Lichteinkopplung

Bei einer LED besteht das optische Spektrum aus einem kontinuierlichem Wellenlängenspektrum. Der Einsatz von Monomodefasern ist deshalb bei LEDs nicht sinnvoll, denn dadurch würde nur ein sehr kleiner Ausschnitt des optischen Spektrums an der Übertragung teilnehmen können und somit die Lichtintensität am Empfänger stark abnehmen. Es empfiehlt sich eher, eine möglichst dicke Faser (100 bis 200µm) einzusetzen. Um auch Laufzeitunterschiede zu vermeiden, wird man den Einsatz von Gradientenfasern bevorzugen.

Bei einmodigen Lasern hingegen ist es besser Monomodefasern zu wählen, die unerwünschte Nebenmoden erst gar nicht übertragen. Diese Fasern wirken als Filter und verringern so das Modenrauschen des Lasers. Bei analog optischen Übertragungssystemen ist der Einsatz dieser Fasern jedoch schwierig, da schon kleinste Veränderungen der Faserposition große Amplitudenschwankungen bewirken. Bei Monomodefasern müssen deshalb hohe mechanische Anforderungen an die Justierung optischer Steckkontakte gestellt werden, weshalb man auch hier gerne auf breitere Gradientenfasern zurückgreift.

Wie groß die Intensitätsschwankungen bei ST-Steckkontakten sind, wird im Abschnitt 3.5.1 diskutiert.

2.5 Beschreibung des elektronischen Rauschens der gesamten Übertragungsstrecke

In Abschnitt 1.4.2, bei der Definition des Dynamischen Bereichs, wurde das Rauschen der Übertragungsstrecke gleich dem kleinsten übertragbaren Signal gesetzt. Welche Rauschgröße zur Beschreibung des Rauschens dabei die geeignetste ist und wie sie gemessen wird, soll im nachfolgenden diskutiert werden.

2.5.1 Definition der Effektiven Rauschspannung

Abbildung 2.19 zeigt ein typisches Oszilloskopbild eines rauschenden Verstärkerausgangs mit einer vertikalen Zeitskala von 1ms/Div und 5mV/Div. Eine wiederholte Messung der Ausgangsspannung ergibt jedesmal einen anderen Verlauf. Deshalb ist der zeitliche Verlauf der Ausgangsspannung A(t) nicht reproduzierbar.

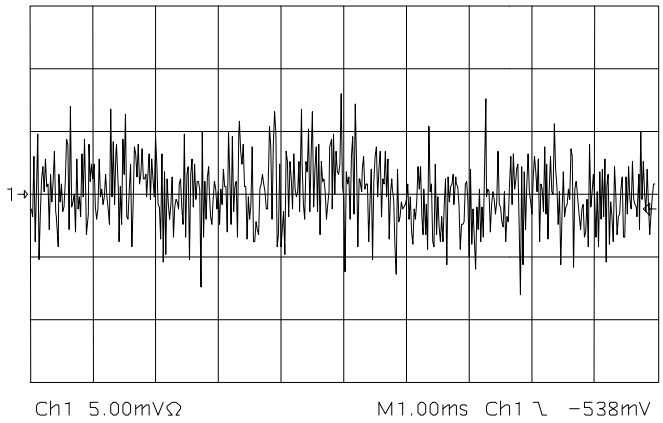

Abbildung 2.19: Oszilloskopbild eines rauschenden Verstärkerausgangs.

Üblicherweise wird das Rauschen durch eine effektive Rauschspannung U_{rms} charakterisiert. Dies ist die effektive Spannung, die an einem Widerstand R die dem Rauschen entsprechende Rauschleistung nach der Formel

$$\boxed{P_{rausch} = \frac{U_{rms}^{\ 2}}{R}} \tag{2.1}$$

erzeugt. Bei Ausgangsspannungen eines Verstärkers unterscheidet man zwei Beiträge zum Rauschen: Erstens den Mittelwert, den ein sehr träges Meßgerät messen würde:

$$\overline{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} A \cdot P(A) dA \,.$$

Dieser Beitrag wird auch als Gleichstromanteil bezeichnet. Dabei gibt P(A) die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Amplitudenwert vorkommt. Der zweite Beitrag zum Rauschen ist der Schwankungsteil:

$$a(t) = A(t) - \overline{A} \,, \tag{2.2}$$

der das eigentliche Rauschen beinhaltet. A(t) ist der zeitliche Verlauf des rauschenden Verstärkerausgangs. Der Beitrag von $\overline{A}$ sollte bei einer DC-Übertragung möglichst so abgeglichen werden, daß $\overline{A} = 0$ gilt.

Ein Maß für die in einer Schwankung enthaltene Leistung ist das Schwankungsquadrat $\overline{a(t)^2}$ .Das Schwankungsquadrat wird auch als Varianz bezeichnet und ergibt sich aus dem zeitlichen Mittelwert der Größe $a(t)^2$:

$$\sigma^2 = \overline{a(t)^2} = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} [a(t)]^2 dt \,. \tag{2.3}$$

Der Wert

$$\boxed{\sigma = \sqrt{\overline{a(t)^2}}} \tag{2.4}$$

wird dann als Effektivwert der Rauschspannung bezeichnet. Diese Definition ist identisch mit der in Gleichung 2.1 gegebenen Leistungsdefinition für U_{rms}.

Eine wichtige Frage, die bei der Berechnung des Dynamischen Bereichs interessiert, ist mit welcher statistischen Wahrscheinlichkeit eine gemessene Amplitude des Rauschens kleiner als der rms-Wert ist. Dazu ist es nötig, die Amplitudenverteilung der Rauschspannung zu bestimmen. Ist der zeitliche Verlauf völlig zufällig, das heißt, es gibt kein zeitlich korreliertes Rauschen, z.B. resonante Schwingungen (schnelle OPs neigen oft zu Schwingungen), die dem Rauschen beigemischt sind, so erhält man durch Projektion der Spannung auf die vertikale Achse (siehe Abbildung 1.4) eine Gaußförmige Amplitudenverteilung der Rauschspannung.

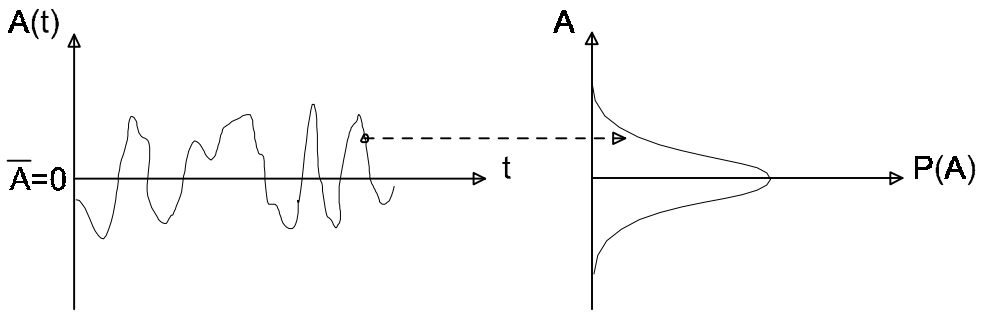

Abbildung 2.20: Rauschspannung A(t) als Funktion der Zeit und die Wahrscheinlichkeit P(A) für das Antreffen des Spannungswertes A [Ref.12].

Bei einer Gaußverteilung liegen innerhalb von $\pm 1\sigma$ 68,3%, innerhalb $\pm 2\sigma$ 95,4% und in $\pm 3\sigma$ 99,73% aller Amplituden.

Setzt man Gleichung 2.2 in Gleichung 2.3 ein, erhält man nach einigen Umformungen für des Schwankungsquadrat:

$$\sigma^2 = \overline{A^2} - \left(\overline{A}\right)^2$$

und mit P(A) und $\overline{A} = 0$ erhält man folgenden Zusammenhang zwischen Schwankungsquadrat und Amplitudenverteilung:

$$\sigma^2 = \overline{A^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} A^2 P(A) dA \,.$$

Mit diesem Zusammenhang kann aus der Amplitudenverteilung der Rauschspannung das effektive Rauschen bestimmt werden. Damit ist gezeigt, daß die Bestimmung der Amplitudenverteilung P(A) die geeignete Methode ist, den Effektivwert zu messen.

Damit bei der Bestimmung des Dynamischen Bereichs, bei dem 1σ gleich dem kleinsten übertragbaren Signal gesetzt wurde, auch Rauschspannungen berücksichtigt werden, die größer sind, müssen auch mit einer $\pm 3\sigma$ Schranke noch 8Bit erreichbar sein. Nur dann kann man sagen, daß das Rauschen zu 99,73% kleiner als das kleinste Signal ist. Das Ersetzen des kleinsten übertragbaren Signals durch das Rauschen wird damit gerechtfertigt.

2.5.2 Messung der Effektiven Rauschspannung

Mit Hilfe einer Meßfunktion eines digitalen Tektronix Oszilloskops, kann der rms-Wert der Rauschspannung ermittelt werden. Dabei ist jedoch zu beachten, daß dem Oszilloskop nur der Wertebereich von 500 Amplitudenmeßwerte (*samples*) in seinem Speicher zur Verfügung steht. Die Messung wird somit, je nach Speicherinhalt, leicht unterschiedliche Werte liefern. Einen genaueren Wert für das Rauschen erhält man durch mehrmaliges Auslesen der Meßfunktion und der anschließenden Mittelwertberechnung aus den einzelnen rms-Werten. Dennoch ist diese Meßmethode bedenklich, da durch die Zeitablenkung immer nur 500 Samples aus einem bestimmten Frequenzbereiches herausgenommen werden. Diese Meßwerte sind bei einer zu „fein“ eingestellten Zeitskala untereinander korreliert. Bei der Rauschmessung ist deshalb noch der Frequenzbereich anzugeben, in dem die Messung durchgeführt wurde. Wie groß das Frequenzfenster ist, auf das sich die Messung bei einem 500 Amplitudenwerten langem Speicheroszilloskop beschränkt, ist leicht anzugeben. Bei einer Zeitskala von 1ms/Div und einer 10 Teilstriche langen Zeitachse, können Frequenzen mit 10ms

Schwingungsdauer aufgezeichnet werden. Dies entspricht einer unteren Frequenz von 100Hz. Frequenzen, die darunter liegen, werden bei dieser Einstellung der Zeitskala nicht richtig berücksichtigt. Die obere Grenzfrequenz ist nur durch die Komparatorzeit des internen ADCs des Oszilloskops beschränkt. Bei Messungen mit der internen rms-Funktion sollte deshalb die Zeitskala möglichst groß gewählt werden (im Bereich einiger ms). Eine AC-Kopplung des Oszilloskops ist ebenfalls nötig, um den DC-Offset wegzuschneiden. In Abbildung 2.21 liegt ein Beispiel für eine schlecht eingestellte Zeitskala vor. Dort ist die Korrelation des Speicherinhaltes zur ersten Speicherzelle aufgetragen, bei einer Zeitskala von 25ns. Gemessen wurde ein weißes[18] Rauschsignal mit einer Bandbreite von 15MHz. Es ist deutlich zu erkennen, daß die einzelnen Samples untereinander korreliert sind. Wenn die erste Stelle eine hohe Spannung gemessen hat, dann mißt die Nachbarstelle ebenfalls einen hohen Wert.

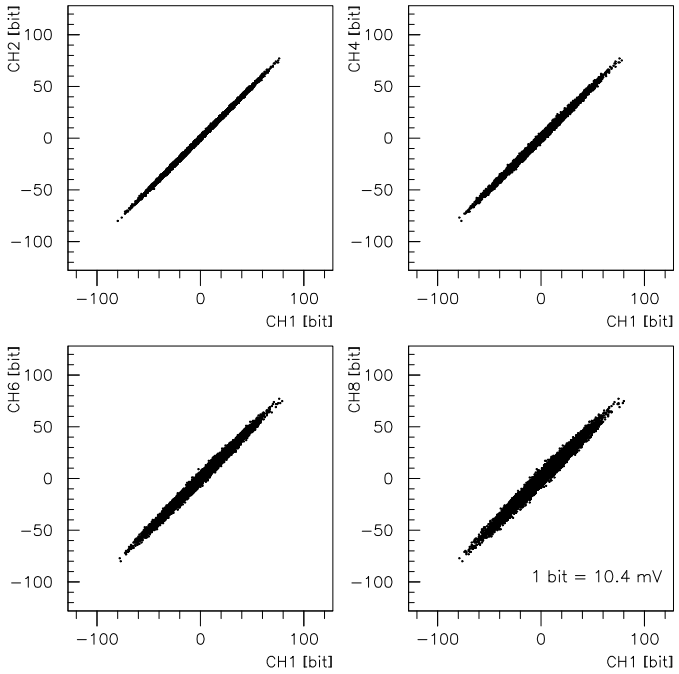

Abbildung 2.21: Korrelation der zweiten, vierten, sechsten und achten Speicherstelle zur ersten von insgesamt 500 Samples eines weißen Rauschens mit 1Vpp und einer Bandbreite von 15MHz. Die Zeitskala des Oszilloskops beträgt 25ns, dies entspricht einer unteren Grenzfrequenz von 4MHz.

Die genauere Messung, mit welcher die Amplitudenverteilung der Rauschspannung bestimmt wird, erreicht man durch mehrmaliges (10000 mal) Auslesen von nur einer Speicherzelle des Oszilloskops. Der rms-Wert kann dann sehr leicht von externen Programmen aus der Amplitudenverteilung berechnet werden. Dabei ist nur noch die obere Grenzfrequenz wirksam und eine AC-Kopplung des Oszilloskops wird überflüssig. Diese Art der Rauschmessung wurde im Abschnitt 3.3 benutzt.

[18] Bei weißem Rauschen ist die Rauschleistung pro Bandbreiteneinheit konstant.

2.5.3 Spektrale Leistungsdichte des Rauschens

In Analogie zum Schwankungsquadrat, welches ein Maß für die gesamte im Rauschvorgang vorhandene Leistung ist, definiert man die sogenannte Leistungsdichte w(f), die Leistung im Frequenzband der Breite 1Hz bei der Frequenz f. Die gesamte Leistung des Rauschens ist dann durch das Integral

$$P = \int_0^\infty w(f)df \tag{2.5}$$

gegeben, d.h. die Fläche im Rauschspektrum. Das Rauschspektrum eignet sich gut zum Auffinden von Rauschquellen, ist aber für die genaue Rauschmessung ungeeignet, da sich die Integration des Spektrums als zu aufwendig und zu ungenau erweist. Oft gibt man deshalb einen gemittelten Wert für die Leistungsdichte an.

Nach der Formel

$$P = \frac{U^2}{R},$$

erzeugt die Rauschleistung an einem ohmischen Widerstand R eine Rauschspannung U. Mit diesem Zusammenhang kann die Gleichung 2.5 für Spannungswerte umgestellt werden, die entsprechende Dichte erhält dann die Einheit $\frac{V}{\sqrt{Hz}}$. Sie wird trotz dieser Einheit nach [Ref.13] als Leistungsdichte bezeichnet.

3 Übertragungssystem mit Leuchtdioden

In diesem Kapitel wird ein analog optisches Übertragungssystem aus Leuchtdioden vorgestellt, mit dem es möglich ist, das analoge Shapersignal vom Detektor zum Trigger-Kontrollraum zu übertragen. Die Beschreibung des Systems beginnt mit dem Meßaufbau und der Funktionsbeschreibung der verwendeten Elektronik. Anschließend werden Messungen der Linearität, des Rauschens, der Bandbreite und der Übertragungsgeschwindigkeit eines Übertragungskanals vorgestellt.

3.1 Meßaufbau im Labor

In Abbildung 3.1 ist der Testaufbau im Labor schematisch dargestellt. Dieser Aufbau zeigt die Übertragungsstrecke, bestehend aus Sender, Faser und Empfänger, die verwendeten Meßgeräte und die Auslese der Meßgeräte über einen GPIB[19] Meßgerätebus.

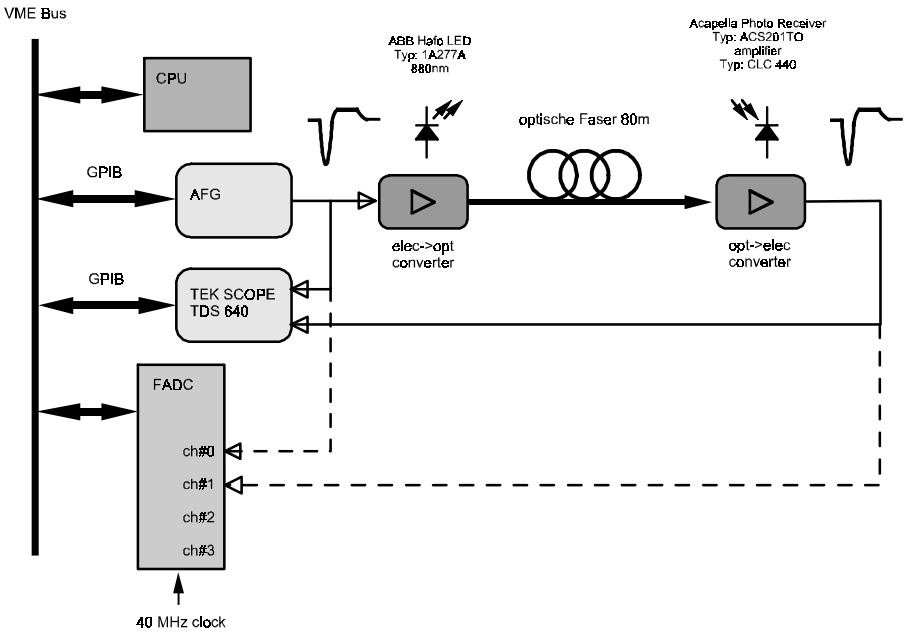

Abbildung 3.1: Meßaufbau für ein analog optisches Übertragungssystem mit LEDs. Wahlweise kann mit einem 8Bit FADC digitalisiert werden.

Mit einem programmierbaren Funktionsgenerator (AFG[20]) kann der Spannungsverlauf der Shaperimpulse, wie er im Experiment vorkommt, nachgebildet werden. Mit diesen Impulsen können dann die Eigenschaften, z.B. die Linearität des Systems, gemessen werden.

Der optische Sender wandelt die analogen Shaperpulse durch Modulation der Lichtintensität einer LED in optische Impulse um. Dabei beträgt die Wellenlänge der verwendeten ABB Hafo LED 880nm. Die Lichtimpulse werden nach der Übertragung durch eine 80m lange Gradientenfaser von dem Photoempfänger ACS201TO der Firma Acapella in elektrische Impulse zurückgewandelt. Der Empfänger besteht aus einer integrierten Silizium-PIN-Photodiode und einem Transimpedanzverstärker, die beide in einem mit Linsen versehenen TO-18 Gehäuse eingebaut sind. Ein Treiber für 50 Ohm Kabel ermöglicht den Einsatz von Lemokabel (RG-174) am Ausgang.

[19] **G**eneral **P**urpose **I**nterface **B**us (Std. IEEE 488,1+488,2)

[20] **A**rbitrary **F**unction **G**enerator

Mit einem Oszilloskop können Eingangs- und Ausgangssignal nach 80m Faserlänge miteinander verglichen werden (siehe Abbildung 3.2). Wahlweise kann ein 8Bit FADC, wie man ihn im Experiment einsetzen möchte, zur Digitalisierung der Shaper-Signale verwendet werden. Das Oszilloskop besitzt zwar ebenfalls, wie der FADC, eine vertikale Auflösung von 8Bit, jedoch nicht nur für den maximalen Puls von -2,5 V, sondern auch für kleine Signale von einigen Millivolt. Mit diesem Oszilloskop wurden die Messungen durchgeführt, da es das genauere Meßgerät ist.

Mit Hilfe eines Interpreterprogramms werden über einen GPIB-Meßgerätebus das Oszilloskop und der AFG-Funktionsgenerator programmiert und die Meßwerte in einer Textdatei abgespeichert. Zur genauen Beschreibung des Interpreters siehe Abschnitt 3.1.1.

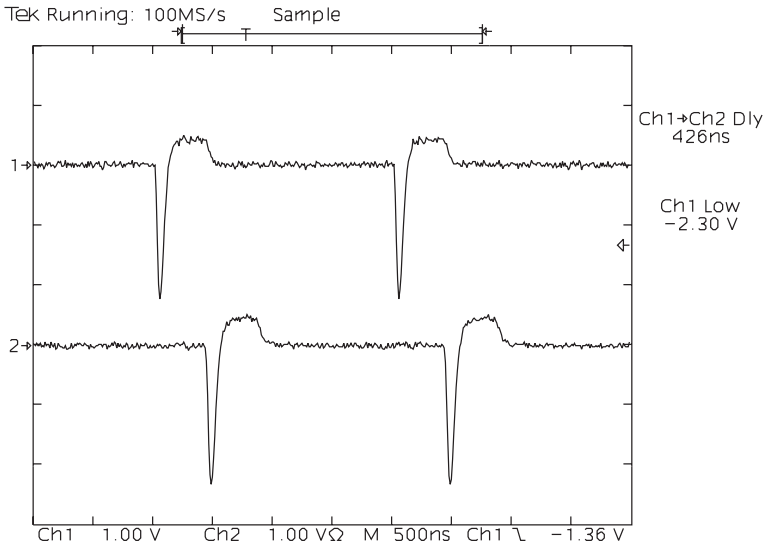

Abbildung 3.2: Tektronix Oszilloskopbild der nachgebildeten Shaperpulse. Kanal 1 zeigt das Eingangssignal für den Sender. Kanal 2 zeigt das Ausgangssignal des Empfängers nach 80m Faserlänge.

Das Oszilloskopbild in Abbildung 3.2 zeigt auf Kanal 1 das Eingangssignal für den Sender und darunter, auf Kanal 2, das Ausgangssignal nach der Übertragung. Der abgebildete Puls hat eine Pulshöhe von -2,3V und die Übertragungszeit beträgt 426ns. Die Laufzeit die für die Anschlüsse mit elektrischen Kabel benötigt wird ist in dieser Zeit mit inbegriffen. Genaue Messungen der Übertragungszeit werden in Abschnitt 3.2.4 vorgestellt. Die Abbildung 3.2 dient lediglich zur Veranschaulichung der Signale, die eigentlichen Messungen nutzen den vollen Auflösungsbereich des Oszilloskops aus.

3.1.1 Meßsoftware

Ein in der Programmiersprache C geschriebener Interpreter ermöglicht das beliebige Zusammenstellen von GPIB-Befehlen in einer Textdatei. Mit diesem Programm, welches auf einem OS9 Rechner (68040 CPU) gestartet wird, können zwei Meßgeräte und ein FADC gesteuert und ausgelesen werden. Der Vorteil des Interpreters ist, daß neue Meßprogramme sehr leicht durch Abändern der Textdatei erstellt werden können, ohne daß ein neuer Compilerlauf durchführt werden muß. Um Meßreihen beliebig oft wiederholen zu können, ist es möglich, geschachtelte Schleifen mit der in C üblichen Notation in die Interpreterdatei einzufügen. Die Meßdaten werden in einer Datei gespeichert und können dann in beliebigen Grafikprogrammen eingelesen und dargestellt werden.

In der folgenden Tabelle 2 ist ein Beispiel für eine Interpreterdatei beschrieben, wie sie für eine Linearitätsmessung der Übertragung benötigt wurde. Kommentare über die jeweiligen Befehle sind am rechten Rand der Datei gegeben.

Tabelle 2: Beispiel einer Interpreter-Textdatei zur Messung der Linearität über einen GPIB-Gerätebus: Ein Tektronix Oszilloskop und ein Arbitrary Funktionsgenerator werden programmiert.

Textdatei für Interpreter	**Befehlsbeschreibung**
INIT(1):/iec/8	GPIB Adresse für Oszilloskop
INIT(2):/iec/5 /* Kommentare sind möglich */	GPIB Adresse AFG
OUT(1):lin_LED.dat	Dateiname der Ausgabedatei
OUT(2):STDOUT	Standardausgabe für AFG
SET(2):ARB	Betriebsmodus des AFGs
SET(2):LOAD PH_ACCORD.WAV, 1	Shaper Puls in den Speicher des AFGs laden
SET(2):WAIT	warten bis Puls geladen ist
SET(2):CH1_AMPLITUDE=+0.1V	0.1V Pulshöhe
SET(1):CH1:SCALE 5E-03	vertikale Auflösung Kanal 1 (scale/div)
SET(1):CH2:SCALE 10E-03	vertikale Auflösung Kanal 2 (scale/div)
SET(1):TRIGGER:MAIN:LEVEL -10E-03	Triggerlevel einstellen
SET(2):CH1_INVERT,ON	AFG-Impuls invertieren
SET(2):GO	AFG Starten
TEXT(1):10 mal Eingangsspannung; Einheit; 10 mal Ausgangsspannung; Einheit\n	Text Überschrift für Datei: lin_LED.dat
LOOP(90)	**Schleife für 90 Messungen**
{	
FORMAT(1):%9s	Format auf 9 Stellen (c Notation)
SET(1):TRIGGER:MAIN:EDGE:SOURCE CH1	Triggern auf Kanal 1
SET(1):*WAIT	Warten auf Oszilloskop
SET(1):TRIGGER:MAIN SETLEVEL	Triggerschwelle auf halbe Pulshöhe
SET(1):*WAIT	Warten auf Oszilloskop
SLEEP(120):	Warten
LOOP(10)	**10 Meßwerte pro Meßpunkt (Eingangssignal)**
{	
SLEEP(60):	Warten
READ(1):MEASUREMENT:MEAS1:VALUE?	**Amplitudenmessung für Kanal 1 lesen**
SET(1):*WAIT	Warten auf Oszilloskop
}	
READ(1):MEASUREMENT:MEAS1:UNITS?	Einheit der Messung 1 lesen
SET(1):*WAIT	Warten auf Oszilloskop
SET(1):TRIGGER:MAIN:EDGE:SOURCE CH2	Triggern auf Kanal 2
SET(1):*WAIT	Warten auf Oszilloskop
SET(1):TRIGGER:MAIN SETLEVEL	Triggerschwelle auf halbe Pulshöhe
SET(1):*WAIT	Warten auf Oszilloskop
SLEEP(120):	Warten
LOOP(10)	**10 Meßwerte pro Meßpunkt (Ausgangssignal)**
{	
SLEEP(60):	
READ(1):MEASUREMENT:MEAS2:VALUE?	**Amplitudenmessung für Kanal 2 lesen**
SET(1):*WAIT	
}	
FORMAT(1):%s\n	
READ(1):MEASUREMENT:MEAS2:UNITS?	Einheit der Messung 2 lesen
SET(1):*WAIT	
SCALE(1):CH1:SCALE 5E-03	*fine scale* für Kanal 1 um 5mV erhöhen
SCALE(1):CH2:SCALE 6E-03	*fine scale* für Kanal 2 um 6mV erhöhen

SET(2):C1A=+.1V, REL	Shaper Pulshöhe um 100mV erhöhen
SET(2):WAIT	
SLEEP(100):	
}	
END	Ende Interpreter Textdatei

Die Befehle im Interpreterdatei werden zeilenweise abgearbeitet, wobei folgendes Format einzuhalten ist:

Interpreterbefehl(*Gerätenummer*) : *GPIB-Befehl*

Interpreterbefehle sind zum Beispiel READ oder SET. Diese Befehle lesen oder schreiben Werte zum in Klammern angegebenen Gerät. Die GPIB-Adresse wird durch den INIT-Befehl am Dateianfang festgelegt und der Gerätenummer zugewiesen. Nach dem Doppelpunktzeichen folgt dann ein GPIB-Befehl, der den Beschreibungen der GPIB-Geräte entnommen werden kann. Mit dem Befehl OUT kann der Name der Datei für eine Gerätenummer festgelegt werden, in der dann die gelesenen Werte gespeichert werden.

Mit Hilfe von LOOP-Schleifen können die internen Meßfunktionen des Oszilloskops mehrfach ausgelesen werden. Die Datei lin_LED.dat hat dann folgendes Format:

10 mal Eingangsspannung; Einheit; 10 mal Ausgangsspannung; Einheit

32.5E-3	32.9E-3	33.1E-3	33.2E-3	..	"V"	45.4E-3	42.4E-3	39.6E-3	44.8E-3	..	"V"
65.0E-3	64.8E-3	64.8E-3	64.8E-3	..	"V"	81.6E-3	85.4E-3	86.4E-3	84.8E-3	..	"V“
96.9E-3	97.2E-3	97.2E-3	97.2E-3	..	"V"	123.6E-3	124.5E-3	129.8E-3	122.8E-3	..	"V"
.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Für eine bessere Übersicht sind nur die ersten 3 Meßwerte ausgedruckt. Die horizontalen Punkte repräsentieren dabei die restlichen sechs Meßwerte für je zehn Eingangs- und Ausgangsspannungen. Die vertikalen Punkte vervollständigen die Datei auf 90 Meßdurchgänge.

3.1.2 Beschreibung der Elektronik

Aufgabe der Senderelektronik ist es, den Spannungsverlauf am Eingang in einen Strom durch die LED zu konvertieren. Damit die Elektronik linear arbeitet, ist es nötig, den Strom durch die LED über einen Widerstand zu sensieren und auf den Eingang zurückzukoppeln. Es ist natürlich möglich eine diskrete Schaltung aufzubauen, die diese Aufgabe erfüllt, aber um eine hohe Bandbreite und geringes Rauschen zu erreichen, kann diese Technik auch als integrierte Schaltung in Form eines Operationsverstärkers (OP) gekauft werden. Die Auswahl eines geeigneten OPs erfordert eine gründliche Prüfung der technischen Daten, damit die Elektronik den Anforderungen gerecht werden kann.

Die Empfängerelektronik wandelt umgekehrt den Photodiodenstrom wieder in eine Spannung zurück. Zwei unterschiedliche Schaltungen, die diese Aufgabe erfüllen, wurden entwickelt und untersucht.

3.1.2.1 Senderelektronik

Die Abbildung 3.3 zeigt den Sender, der aus einem Hochgeschwindigkeits OP CLC 440 besteht. Dieser OP kann Ausgangsstöme bis zu 100mA liefern. Er regelt in Abhängigkeit von der Eingangsspannung den Strom durch eine LED der Firma ABB Hafo linear.

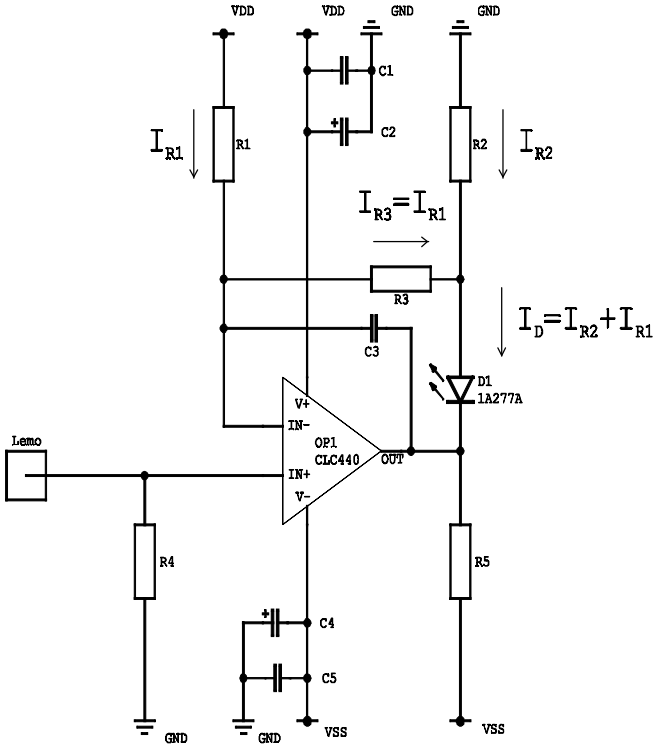

Abbildung 3.3: Senderschaltbild.

Stückliste:

D1	LED 1A277A
OP1	CLC 440
R1	5,1kΩ
R2	36Ω
R3	1kΩ
R4	47Ω
R5	470Ω
C1,C5	100nF
C2,C4	6,8µF
C3	12pF
VDD	+3V
VSS	-9V

Der Operationsverstärker in Abbildung 3.3 wird als nichtinvertierender Verstärker mit Gegenkopplung betrieben. Liegt am positiven Eingang des OPs eine Spannung U_{ein} an, dann ist der Operationsverstärker bestrebt, auch am negativen Eingang die gleiche Spannung einzustellen. Über dem Widerstand R1 (5,1kΩ) liegt dann die Spannung VDD-U_{ein} an, die den Strom

$$I_{R1} = \frac{VDD - U_{ein}}{R1}$$

fließen läßt. Dieser Strom fließt nicht in den Operationsverstärker, sondern über den Widerstand R3 (1kΩ), da der OP einen hochohmigen Eingangswiderstand besitzt. Es liegt dann an der Anode der LED die Spannung $VDD \cdot (A_V - 1) - U_{ein} \cdot A_V$ gegen Masse an. In dieser Formel steht die Abkürzungen $A_V = \left(1 + \frac{R3}{R1}\right)$ für den Verstärkungsfaktor eines nichtinvertierenden Verstärkers. Über dem Widerstand R2 (36Ω) erzeugt diese Spannung einen Strom

$$I_{R2} = \frac{1}{R2}\left(VDD \cdot (A_V - 1) - U_{ein} \cdot A_V\right),$$

der durch die Diode fließt. Damit kann der Gesamtstrom durch die Diode (I_D=I_{R1}+I_{R2}) angegeben werden:

$$I_D = \frac{VDD - U_{ein}}{R1} + \frac{1}{R2}\left(VDD \cdot (A_V - 1) - U_{ein} \cdot A_V\right).$$

Umstellen dieser Gleichung, gliedert den Strom in einen statischen und einen dynamischen Teil auf:

$$I_D = \underbrace{VDD \cdot \left(\frac{A_V - 1}{R2} + \frac{1}{R1}\right)}_{\text{statischer Teil}} - \underbrace{U_{ein} \cdot \left(\frac{A_V}{R2} + \frac{1}{R1}\right)}_{\text{dynamischer Teil}} \qquad (3.1)$$

Ein Teil dieses Stromes wird vom Widerstand R5 (470Ω) gegen VSS (-9V) übernommen, so daß der Operationsverstärker nur den dynamischen Strom liefern muß. Das Minuszeichen vor dem dynamischen Teil in Gleichung 3.1 bedeutet, daß ein negatives Eingangssignal den Strom durch die LED vergrößert, während positive Signale den statischen Teil verringern. Der Anteil des statischen Teils sollte 20% des maximalen dynamischen Teils betragen, damit nicht nur der negative Puls des bipolaren Shapersignals, sondern auch der positive Überschwinger übertragen wird. Mit den angegebenen Widerständen berechnet sich ein Grundstrom von 16,9mA. Bei einer maximalen negativen Eingangsspannung von -2,5V erhält man zusätzlich einen Strom von 83,5mA für das Pulsmaximum. Der maximale Strom, der laut Datenblatt von ABB Hafo für die LED 1A277A mit 100mA angegeben ist, wird somit nicht überschritten. Der Widerstand R2 wird auch als Sensierwiderstand bezeichnet, da mit ihm der Hauptteil des Diodenstroms eingestellt wird. Der Beitrag des Widerstands R1 in Gleichung 3.1 ist vergleichsweise gering, da R1>>R2 gilt.

Der statische Teil in Gleichung 3.1 beinhaltet die positive Betriebsspannung von +3V (VDD). Schwankungen in der Betriebsspannung wirken deshalb auf den Arbeitspunkt der LED zurück, weshalb Blockkondensatoren (C1, C2, C4, C5) sowie ein gut stabilisiertes Netzgerät nötig sind.

3.1.2.2 Empfängerelektronik

Die Abbildung 3.4 zeigt die Empfängerschaltung, die zur Konvertierung der optischen Signale einen integrierten Empfängerchip der Firma Acapella benutzt. Auf ihm befinden sich eine PIN-Photodiode und ein Nachverstärker mit differentiellem Ausgang. Diese differentiellen Signale werden mit einem Differenzverstärker (CLC 440) auf die gewünschte Ausgangsspannung verstärkt, und der Ausgang kann mit 50 Ohm belastet werden.

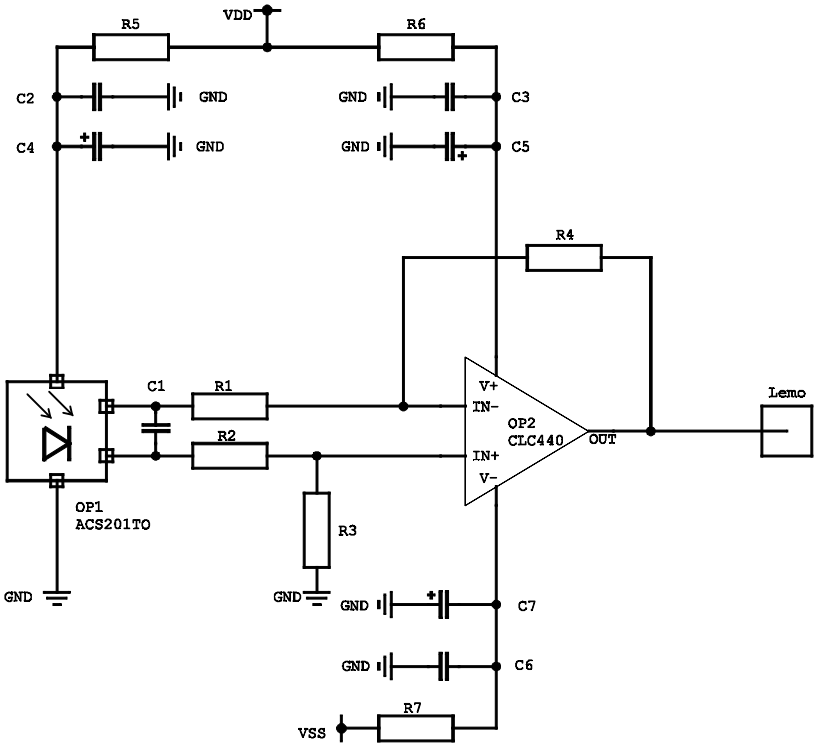

Abbildung 3.4: Empfängerschaltbild.

Stückliste:

OP1	CLC 449
OP2	CLC 440
R1,R2	330Ω
R3,R4	1kΩ
R5,R6,R7	10Ω
C1	82pF
C2,C3,C6	100nF
C4,C5,C7	6,8µF
VDD	+5V
VSS	-7V

Der integrierte Photoempfänger (ACS 201TO) ist in einem TO-Gehäuse eingebaut, das mit Linsen versehen ist, und zeichnet sich durch eine hohe Bandbreite von 100Mz aus. Er besitzt einen differenziellen Ausgang von nur 1V (±0,5V), weshalb eine Nachverstärkung nötig ist. Der differenzielle Nachverstärker ist ein Operationsverstärker CLC440 der das Ausgangssignal in ein unipolares Signal umwandelt. Wenn R4=R3 und R1=R2 ist, ergibt sich seine Ausgangsspannung aus der Differenz seiner Eingangsspannungen:

$$U_a = \frac{R4}{R1}\left(U_+ - U_-\right).$$

Eine hohe Bandbreite von 100MHz bringt nicht nur Vorteile, sondern auch zusätzliche Rauschbeiträge bei hohen Frequenzen, die den Dynamischen Bereich verschlechtern. Die Bandbreite sollte deshalb gerade so groß sein, daß die Anstiegszeiten der Pulse übertragen werden. Da sich die Schaltung für den Acapella Photoreceiver aber nicht direkt verändern läßt, kann man auf die Verstärkung der ersten Stufe keinen Einfluß nehmen. Auch können keine anderen Photodioden eingesetzt werden.

Mit einer alternativen Schaltung, die Abbildung 3.5 zeigt, kann ein größerer Einfluß auf die Eigenschaften des Verstärkers genommen werden.

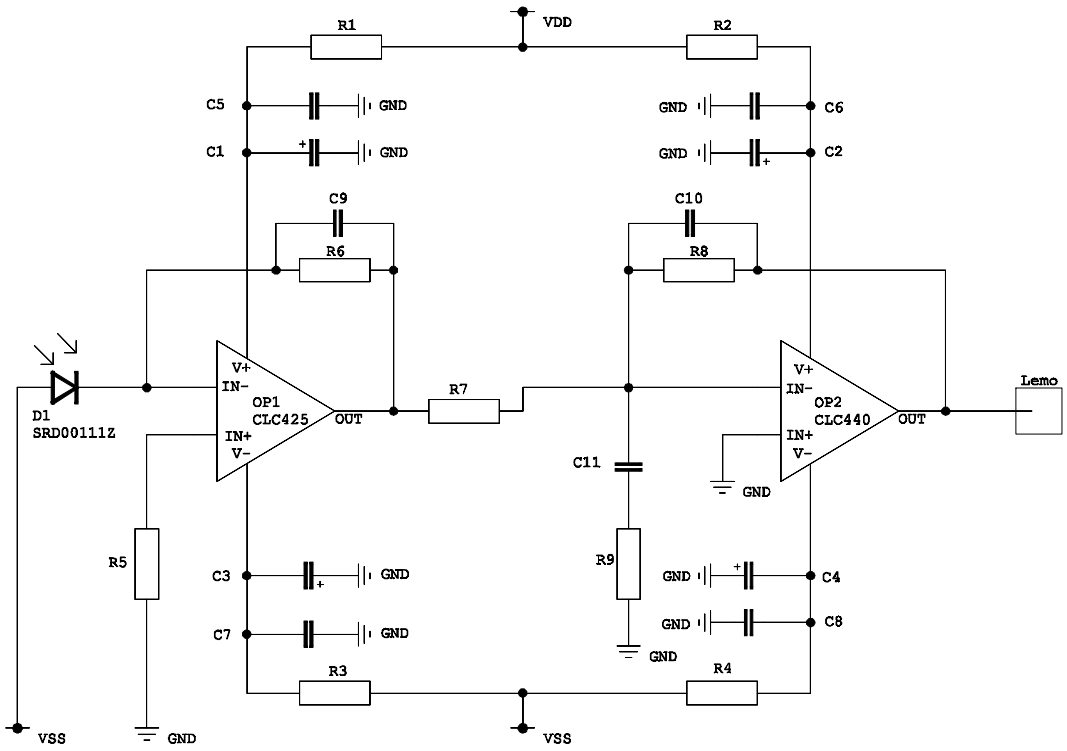

Abbildung 3.5: Empfängerschaltung mit einem rauscharmen Transimpedanzverstärker (CLC425) gefolgt von einem invertierenden Verstärker (CLC440).

Stückliste:

OP1	CLC 425
OP2	CLC 440
D1	Siemens SDR 00111Z
R1,R2,R3,R4	10Ω
R5	18kΩ
R6	5,1kΩ
R7	100Ω
R8	330Ω
R9	47Ω
C1,C2,C3,C4	6,8pF
C5,C6,C7,C8	100nF
C9	1,2pF
C10	12pF
C11	82pF
VDD	+6V
VSS	-6V

Die Transimpedanzverstärkerschaltung wandelt den Photostrom I_D einer Siemens PIN-Photodiode SRD00111Z, die in Rückwärtsrichtung vorgespannt ist, in eine Spannung um. Der Strom, der über den Rückkopplungswiderstand R6 (5,1kΩ) fließt erzeugt am Ausgang des CLC425 die Spannung:

$$U_a = R6 \cdot I_D .$$

Der OP CLC425 muß in dieser Schaltung eine sehr große Verstärkung leisten (ca. 0,2mA Diodenstrom auf einen Ausgangsstrom 7,5mA). Dennoch reicht seine Verstärkung nicht aus, um auf eine Ausgangsspannung von -2,5V zu gelangen. Die zweite Verstärkerstufe leistet deshalb nochmals eine Verstärkung von A_V=-3,3 (R8/R7). Damit der Operationsverstärker CLC 425 bei dieser Verstärkung nicht zum Schwingen neigt, ist ein kleiner Rückkopplungskondensator von 1.2pF (C9) nötig. Er bewirkt eine Frequenzgang-Korrektur, damit die Phasenverschiebung zwischen Eingangs- und rückgekoppelter Ausgangsspannung betragsmäßig kleiner als 180° bleibt. Beträgt die Phasenverschiebung -180°, liegt gerade der Fall einer ungedämpften Schwingung vor, und der Operationsverstärker fängt selbständig an zu schwingen. Der Rückkopplungskondensator sollte so klein wie möglich gewählt werden, da er mit zunehmenden Werten die Bandbreite begrenzt. Eine Übertragung mit dieser Empfängerschaltung besitzt nur noch eine Bandbreite von 18Mhz im Vergleich zu 46MHz, wie man sie mit einem Acapella Empfänger erhält. Die Bandbreite ist aber gerade noch ausreichend, um den Puls zu übertragen.

Die geringe Bandbreite und der rauscharme Operationsverstärker haben den Vorteil, daß das Rauschen nur halb so groß ist, was den Dynamischen Bereich verdoppelt (1Bit mehr). Weitere Eigenschaften dieses Empfängers sind bei den technischen Daten im Anhang 8.1 zusammengefaßt.

3.2 Linearität des Übertragungssystems

Für die Übertragung der Shaperpulse muß die Übertragungsfunktion des Systems genau bekannt sein. Prinzipiell sind verschiedene Funktionen denkbar, die in bestimmen Bereichen eine höhere oder geringere Energieauflösung erzwingen. Denkbar wäre eine Kompression mit einer Wurzelfunktion, die bei hohen Energien eine geringere Auflösung besitzt. Mit ihr können auch größere Energiewerte übertragen werden, ohne gleichzeitig die Auflösung für kleine Signale zu verkleinern. Solch eine Kennlinie müßte durch die Senderelektronik erzeugt werden, die dann für jeden Sender genau definiert wäre. Es ist nicht zu erwarten, daß die LED genau die benötigte Kennlinie aufweist, wie sie für das Experiment sinnvoll wäre. Deshalb ist es auch bei nichtlinearen Übertragungsfunktionen notwendig, die Linearität von LED, Senderelektronik, Photodiode und Empfängerelektronik genau zu untersuchen.

3.2.1 Dynamische Übertragungskennlinie

Die Übertragungsfunktion, die mit Shapersignalen des AFGs gemessen wurde, wird als dynamische Übertragungskennlinie bezeichnet. Sie ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Bei dieser Messung ist das Ausgangsspannungsmaximum, welches mit einer Meßfunktion des Oszilloskops bestimmt wurde, über dem Eingangsspannungsmaximum aufgetragen.

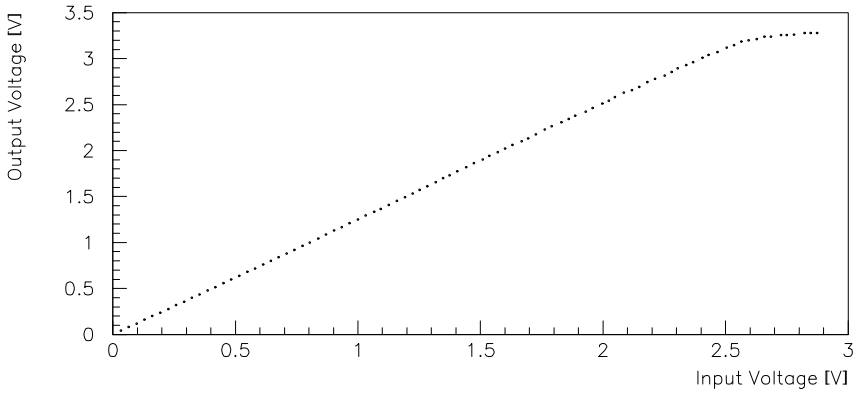

Abbildung 3.6: Linearität der Übertragung über eine 80m lange und 100µm dicke Multimode-Faser.

Im oberen Bereich der Kennlinie ist eine Begrenzung der Ausgangsspannung auf 3,2V deutlich zu erkennen. Die Ausgangsspannung wird durch die Operationsverstärker der Empfängerschaltung begrenzt, da die elektronische Schaltung so dimensioniert ist, daß bei einer Eingangsspannung von 2.5V die maximale Ausgangsspannung der Operationsverstärker erreicht wird. Bei einer Erhöhung der Ausgangsspannung durch den Einsatz anderer Operationsverstärker, die größere Ausgangsspannungen liefern können, z.B. CMOS OPs, ist zu beachten, daß dann auch eine höhere Verstärkung benötigt wird. Mit der Erhöhung der Verstärkung sinkt gleichzeitig die Grenzfrequenz der Operationsverstärker und damit verringert sich die Bandbreite der Übertragung. Eine höhere Ausgangsspannung ist bei der Berechnung des Dynamischen Bereichs zwar wünschenswert, dabei darf aber nicht gleichzeitig das Rauschen zu- oder die Bandbreite abnehmen. Der Dynamische Bereich kann also nicht einfach nur durch eine höhere Ausgangsspannung vergrößert werden.

In Abbildung 3.6 ist pro dargestelltem Punkt der Mittelwert aus 10 Meßwerten aufgetragen. Dadurch verringert sich der Einfluß des Rauschens auf den Kennlinienverlauf, da mit steigender Anzahl von Meßwerten der Mittelwert dem wahrem Kennlinienwert immer näher kommt.

Um den Fehler, der durch eine endliche Anzahl von Meßwerten entsteht, (eine Standardabweichung (1σ) der Meßwerte auf den Mittelwert) besser erkennen zu können, ist eine andere Darstellungsweise besser geeignet. Man kann durch Abbildung 3.6 eine Gerade (idealer Verlauf) legen und dann die Abweichung der Mittelwerte zur Geraden berechnen. Trägt man diese Abweichung prozentual (bezogen auf die jeweilige Ausgangsspannung) auf, so erhält man Abbildung 3.7.

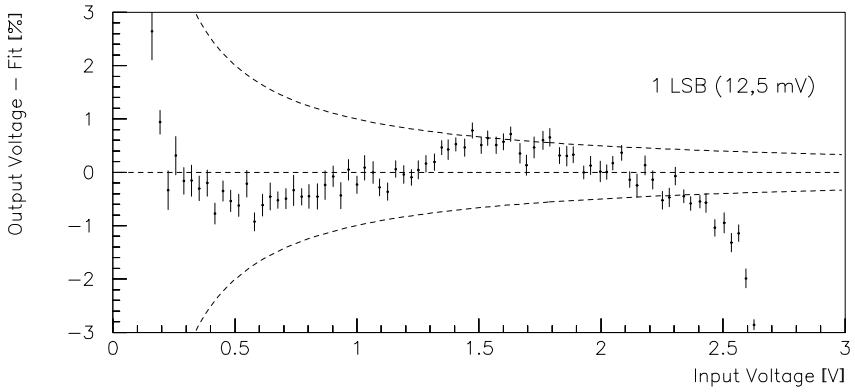

Abbildung 3.7: Prozentuale Abweichung von der idealen Linearität.

Die gestrichelt gezeichnete Kurve entspricht einer Abweichung von 1LSB bei einer Auflösung von 8Bit (3,2V/256). Systematische Abweichungen von der Linearität zeigen sich in einem wellenförmigen Verlauf, liegen aber noch innerhalb von ±1LSB. Diese Abweichungen können in einer LUT (*look up table*) nachträglich herauskalibriert werden.

3.2.2 Fehlerbetrachtung

Die in Abbildung 3.7 dargestellten Meßpunkte sind die Mittelwerte, die sich aus jeweils zehn Messungen bei einer festen Eingangsspannung ergeben. Aus der Streuung der Meßwerte um den Mittelwert wird der Fehler auf den Mittelwert berechnet. Sei $\bar{x}$ der Mittelwert und seien x_i die Meßwerte, dann ergibt sich:

$$\sigma^2(\bar{x}) = \frac{1}{n-1}\left(\frac{\sum_{i=1}^{n} x_i^{\,2}}{n} - \bar{x}^2\right),$$

wobei n für 10 voneinander unabhängige Meßwerte steht. Bei der Differenzbildung zwischen den Mittelwerten und der Ausgleichsgeraden wird die Fehlerfortpflanzung angewendet. Es ergibt sich:

$$\Delta U_{Diff} = \sqrt{\Delta U_{Aus}^{\,2} + a^2 \cdot \Delta U_{Ein}^{\,2}}\ .$$

Dabei bedeutet ΔU_{Diff} der absolute Fehler der Differenz, ΔU_{Aus} der Fehler des Mittelwertes für die Ausgangsspannung und ΔU_{Ein} der Fehler des Mittelwertes der Eingangsspannung sowie a die Steigung der Ausgleichsgeraden. Die Fehlerfortpflanzung wird ebenfalls bei der Umrechnung in die Prozentdarstellung berücksichtigt.

3.2.3 Uniformität der LEDs

Die Linearität in Abbildung 3.7 zeigt einen wellenförmige Verlauf, dessen Ursache bei den Herstellungstoleranzen der LEDs zu suchen ist. Es ist zu erwarten, daß sich LEDs desselben Typs leicht unterscheiden und sich Abweichungen von dieser Linearität sowie in der Gesamthelligkeit zeigen werden. In Abbildung 3.8 sind drei LEDs desselben Typs mit der gleichen Senderelektronik und mit demselben Empfänger ausgemessen worden.

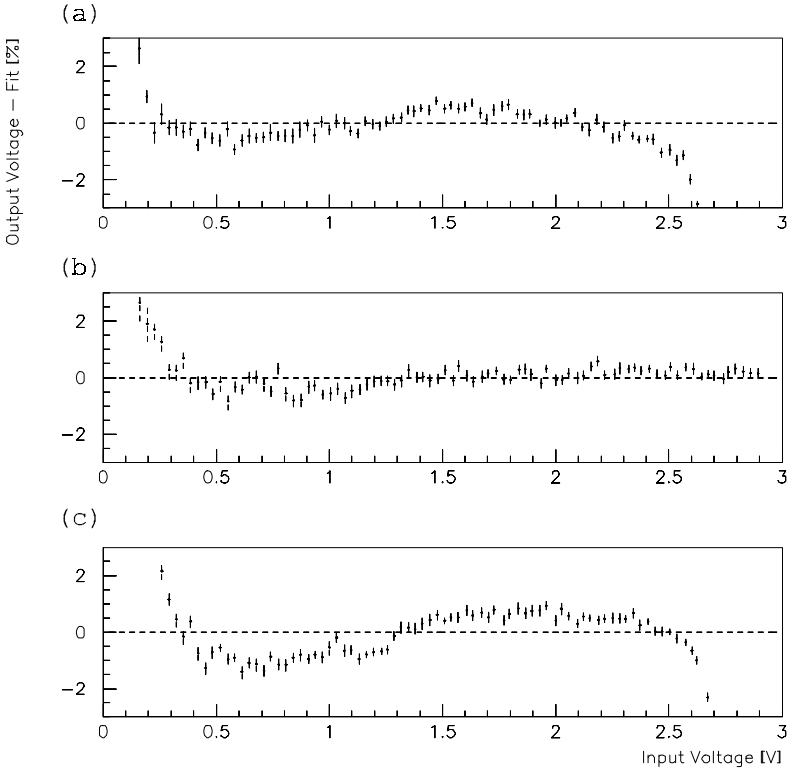

Abbildung 3.8: Direkter Vergleich von drei 1A277A LEDs von ABB Hafo. Wie in Abbildung 3.7 ist hier die prozentuale Abweichung von der idealen Linearität aufgetragen. (a) zeigt nochmals die Linearität der für alle weiteren Messungen verwendeten und in Abbildung 3.7 bereits dargestellten LED. (b) und (c) zeigen zwei weitere LEDs.

Die LED in Abbildung 3.8 (b) zeigt eine fast ideale Linearität, die sich auch oberhalb einer Eingangsspannung von 2,5V fortsetzt. Dies ist möglich, da die LED (b) eine etwas geringere Helligkeit besitzt. Man kann auch sagen, daß die Steigung der Kennlinie etwas flacher verläuft und deshalb der Empfänger bei einer Eingangsspannung von 2,5V noch nicht die maximale Ausgangsspannung von 3,2V erreicht hat. Abbildung 3.8 (c) zeigt eine ähnliche Kennlinie wie (a) mit einem etwas stärker ausgeprägten wellenförmigen Verlauf.

3.2.4 Einfluß des Faserdurchmessers auf die Übertragungskennlinie

Für die Testmessungen standen Gradientenfasern mit verschiedenen Kerndurchmessern zur Verfügung. Abbildung 3.9 zeigt die Linearität mit Kerndurchmessern von 100µm, 62,5µm und 50µm. Die Kennlinien unterscheiden sich nur in der Steigung, bedingt durch die höhere Lichtintensität, die in einen größeren Faserdurchmesser eingekoppelt wird.

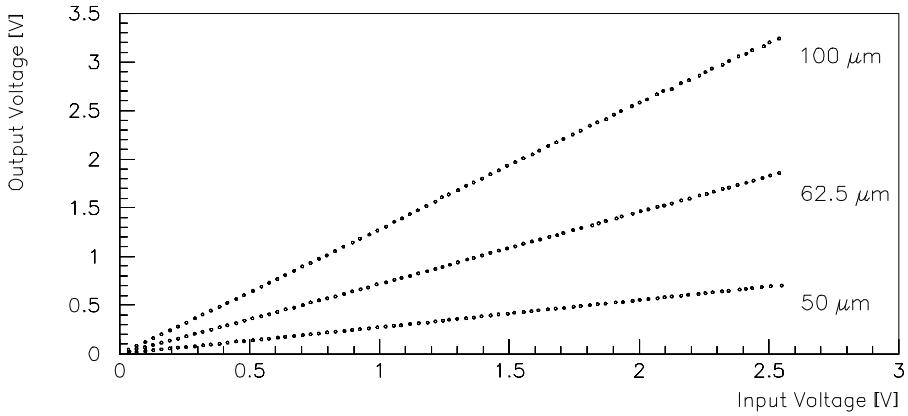

Abbildung 3.9: Linearität der Übertragung für verschiedene Kerndurchmesser der verwendeten Gradientenfasern.

Genauere Aussagen lassen sich treffen, wenn man die Steigung der Geraden, prozentual bezogen auf die Steigung einer 100µm Faser, aufträgt. Man erhält dann die in Abbildung 3.10 gezeigte Abhängigkeit.

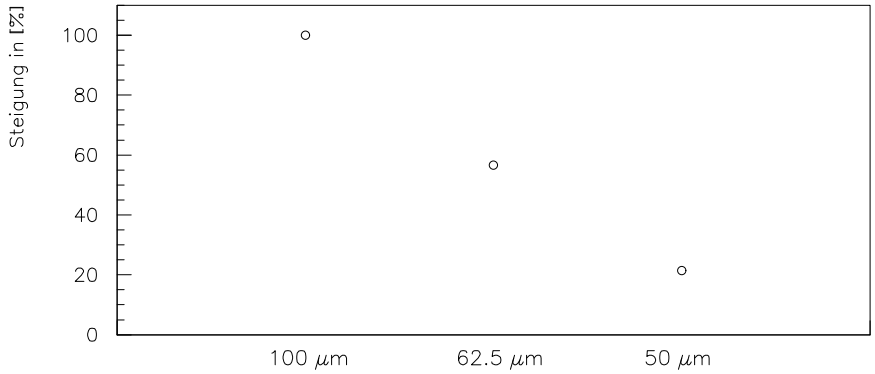

Abbildung 3.10: Prozentuale Abnahme der Lichtintensität, bezogen auf eine 100µm Faser, durch die Verkleinerung des Kerndurchmessers auf 62,5µm und 50µm.

Die Lichtintensität nimmt demnach beim Einsatz von 62,5µm Fasern anstelle von 100µm Fasern auf 50,8% ab und bei 50µm sogar auf 20,2%. Um diese Abnahme auszugleichen, muß der Empfänger bei 62,5µm dicken Fasern zirka die doppelte und bei 50µm sogar die fünffache Verstärkung bewirken. Ohne die Bandbreite der Übertragung einzuschränken, ist dies mit der verwendeten Empfängerelektronik nicht möglich. Zusätzliche Verstärkerstufen würden das Rauschen erhöhen und den Dynamischen Bereich einschränken. Es wären dann prinzipielle Veränderungen in der Elektronik nötig, zum Beispiel würde ein empfindlicher FET-Transistor als Vorverstärker, der auch in die Rückkopplung des Operationsverstärkers integriert ist, Abhilfe schaffen können.

3.3 Rauschen als Begrenzung des Dynamischen Bereichs

In Kapitel 2.5 wurde eine geeignete Methode für die Rauschmessung beschrieben. Dabei mißt man die Amplitudenverteilung der Rauschspannung mit einem Oszilloskop, und aus der Gaußverteilung bestimmt man den rms-Wert. Der Dynamische Bereich errechnet sich dann wie in 1.4.2 beschrieben indem man die maximale Ausgangsspannung der Übertragungsstrecke durch den rms-Wert dividiert. Will man eine 8Bit Signalübertragung sicher erfüllen, dann sollte man auch mit einem 3σ-Wert noch über 8Bit bleiben.

3.3.1 Messung des Effektivwertes der Rauschspannung

Abbildung 3.11 zeigt die gemessene Amplitudenverteilung der Rauschspannung am Empfänger. Man erhält eine gute Gaußverteilung, die zeigt, daß die Rauschspannung ein rein statistischer Prozeß ist und das keine Schwingungen der Elektronik dem Rauschen überlagert sind. Eine Sinus-Schwingung zum Beispiel besitzt eine U-förmige Amplitudenverteilung, die aussagt, daß die Spannung sich mit größerer Wahrscheinlichkeit an den Scheitelwerten aufhält als im Nulldurchgang. Es müßten dann auch Meßwerte im auslaufendem Teil der Gaußverteilung auftreten, was aber nicht zu erkennen ist.

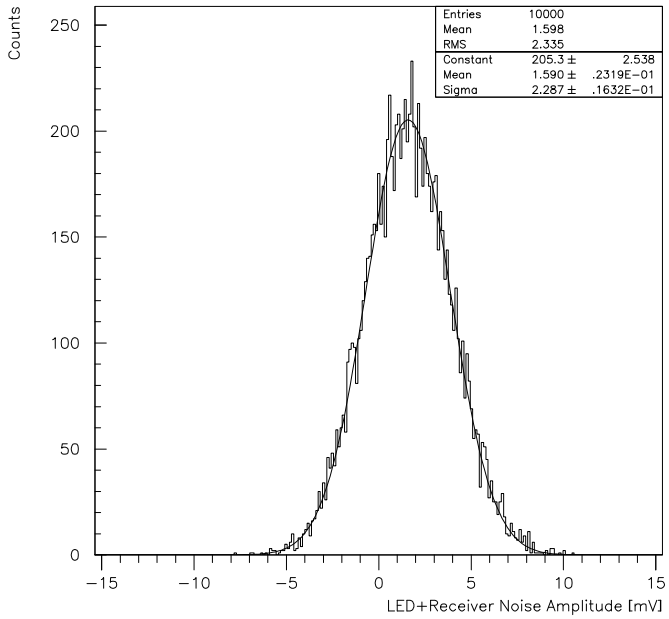

Abbildung 3.11: Verteilung der Rauschamplitude des Empfängers (gemessen mit abgezogener Faser). Der rms-Wert der Rauschspannung ergibt sich aus dem Gaußfit.

Aus dem durchgeführten Gaußfit erhält man einen rms-Wert von 1,854mV ±0.014mV für den Empfänger. Für die gesamte Strecke, die in Abbildung 3.12 gezeigt ist, erhält man 2,287mV ±0,016mV. Da sich Rauschspannungen quadratisch addieren, erhält man den Beitrag des Senders zum Rauschen aus:

$$U_{rms}^{strecke\,2} = U_{rms}^{sender\,2} + U_{rms}^{empfänger\,2} \,. \tag{3.2}$$

Es errechnet sich daraus eine Rauschspannung von 1,339mV ±0,034mV für den Sender.

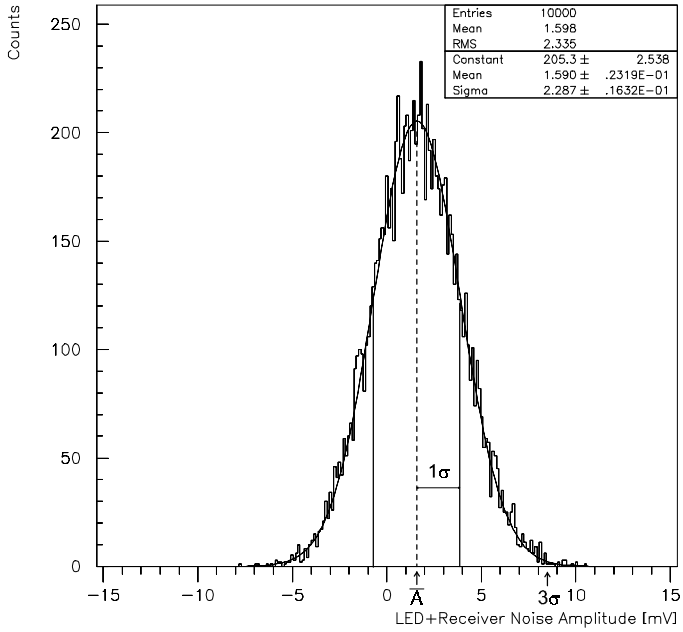

Abbildung 3.12: Verteilung der Rauschamplitude der gesamten LED-Übertragungsstrecke (LED sendet konstantes DC-Licht im Arbeitspunkt). Der rms-Wert der Rauschspannung ergibt sich aus dem Gaußfit. Neben dem Mittelwert ist ein σ und 3σ-Vertrauensbereich angegeben.

Der Dynamische Bereich für eine 1σ-Grenze ist:

$$DB_{1\sigma} = \frac{3{,}2V}{2{,}287mV} \approx 1400 \;\; (> 2^{10\mathrm{Bit}} = 1024)$$

und für eine 3σ-Grenze:

$$DB_{3\sigma} = \frac{3{,}2V}{3 \cdot 2{,}287mV} \approx 466 \;\; (> 2^{8\mathrm{Bit}} = 256) \,.$$

Mit einem Dynamischen Bereich von mehr als 10Bit ist es möglich, einen zuverlässigen Betrieb im Experiment zu gewährleisten. Auch mit einem Vertrauensbereich von 3σ liegt man noch oberhalb der geforderten 8Bit. Selbst bei 3σ kann die Intensität der LED fast um die Hälfte abnehmen, zum Beispiel durch Strahlenschäden, ohne daß die Auflösung darunter leidet. Eine neue Kalibrierung wäre dann natürlich erforderlich.

Um den Digitalisierungsbereich des Oszilloskops voll auszunutzen, wurde bei diesen Messungen der Offset der Ausgangsspannung am Oszilloskop zwar manuell kompensiert, daß dies aber nicht vollständig gelungen ist, zeigt der endliche Wert von $\bar{A}$.

3.3.2 Rauschspektrum

Eine interessante Frage im Zusammenhang mit dem Rauschen ist, welche Frequenzen des Rauschspektrums den größten Einfluß auf das Signal haben. Frequenzen oberhalb von 40MHz verschieben die einzelnen Meßpunkte des FADCs gegeneinander. Bei einer Ausgleichsrechnung mit dem zu erwartenden Signal ist es möglich, diese Verschiebungen in einem gewissen Maße herauszumitteln. Frequenzen, die um die 2MHz liegen, heben und senken das gesamte Signal (Shaperpulsbreite 500ns), und Frequenzen von einigen Hertz beeinflussen ganze Pulsfolgen, da es bei einer DC-Übertragung keine Kondensatoren im Signalweg gibt, die das Verschieben der Nullinie bei tiefen Frequenzen verhindern könnten. Aufschluß über die im Rauschen enthaltenen Frequenzen kann das Rauschspektrum geben.

In Abbildung 3.13 ist die spektrale Leistungsdichte (Rauschspektrum), die mit einem Spektrumsanalysator (HP 4396A) gemessen wurde, aufgetragen. Die LED wird bei dieser Messung vom Sender im Arbeitspunkt betrieben, d.h. keine Eingangsspannung liegt an. Der Spektrumsanalysator ist in der Lage, die Leistung zu messen, die durch die Rauschspannung in seinem 50Ω Innenwiderstand erzeugt wird. Um daraus die spektrale Leistungsdichte zu erhalten, führt der Analysator ein 10kHz-Filter über das Spektrum. Die Messung beginnt bei 0Hz und wird im Abstand von 10kHz bis einschließlich 100MHz fortgeführt. Jeder im 10kHz-Fenster erhaltene Meßwert wird in dBm umgerechnet und an der entsprechenden Frequenzstelle eingetragen. Damit erhält man Abbildung 3.13, in der die vertikale Auflösung 5dBm/div und die horizontale Frequenzauflösung 10MHz/div beträgt.

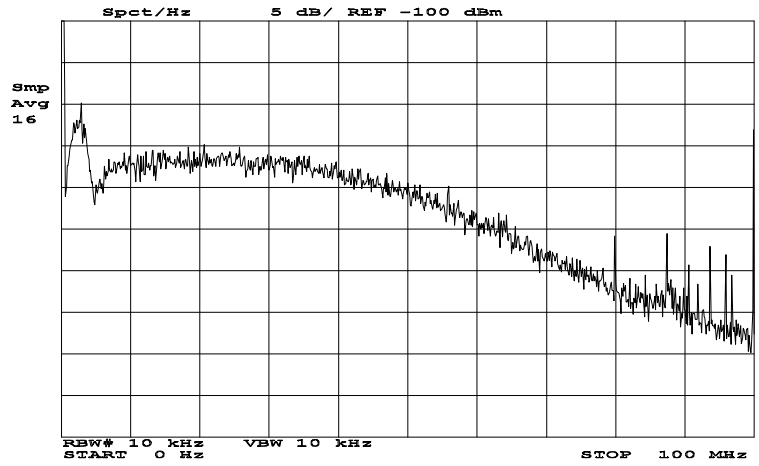

Abbildung 3.13: Rauschspektrum der Übertragungsstrecke mit einer 80m langen Multimode-Faser, die einen Durchmesser von 100µm besitzt, gemessen am Ausgang des Photoempfängers.

Drei charakteristische Bereiche, die für das Spektrum typisch sind, lassen sich deutlich unterscheiden. Bei 0Hz erhält man durch einen Gleichspannungsanteil einen δ-Peak. Ein (1/f)-Rauschen ist in dieser Darstellung nicht zu erkennen, es ist dem δ-Peak überlagert. Ein weiterer Bereich, in dem weißes Rauschen vorliegt, ist bis zu 40 MHz zu erkennen. Ab 40 MHz wird dann durch die Grenzfrequenz der Elektronik die Bandbreite des Rauschens begrenzt. Zwischen 80 und 100 MHz erkennt man eingestreute Radiosender, die trotz Abschirmung der Elektronik noch stark zu sehen sind. Auch der Einfluß des optischen Senders ist zu erkennen. Er liefert einen starken Rauschbeitrag bis zu 500kHz und hebt dort das Rauschspektrum zusätzlich an.

3.4 Bandbreite der LED-Übertragung

Wie schon im Rauschspektrum zu erkennen ist (Abbildung 3.13), tritt ab 40MHz eine Begrenzung des Rauschens durch die Bandbreite der Elektronik auf. Abbildung 3.14 zeigt Messungen der Bandbreite für zwei verschieden dicke Multimode-Fasern (100µm und 62,5 µm). Gemessen wurde die Bandbreite mit Hilfe eines HP-Spektrumsanalysators, der einen gleitenden Sinus von 100kHz bis 60MHz durchläuft und die Dämpfung des übertragenen Sinussignals zum Eingangssignal in dB aufträgt. Der Abstand der horizontalen Linien beträgt 3dB. Man findet somit eine Bandbreite von 46 MHz innerhalb 3dB für die gesamte Übertragungsstrecke. Weiterhin ist das Spektrum unabhängig vom Faserdurchmesser. Es tritt lediglich eine zusätzliche Dämpfung bei einem kleineren Durchmesser auf.

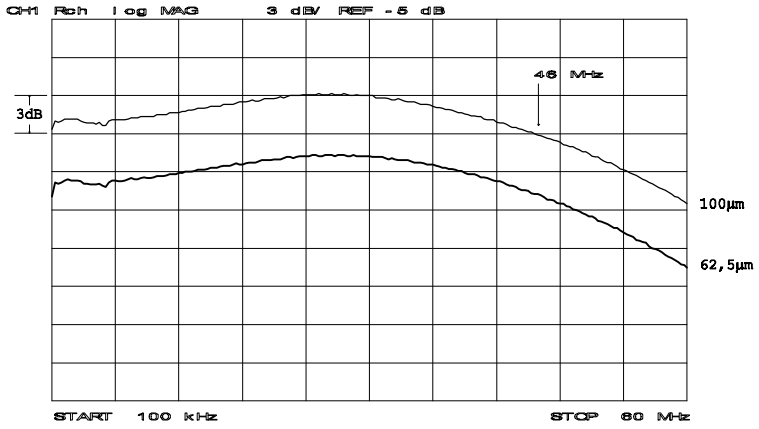

Abbildung 3.14: Bandbreitenspektrum der Übertragungsstrecke über eine 80m lange Multimode-Faser mit einem Durchmesser von 100µm (dünne Linie) und 62,5µm (dicke Linie), gemessen am Ausgang des Photoempfängers.

3.5 Fasereinkopplung

Beim LED-Übertragungssystem wurden auf ST-Stecker konfektionierte Fasern verwendet. ST-Stecker sind in der industriellen Prozeßkontrolle sowie bei Audio und Video Datenstrecken weit verbreitet und ermöglichen eine einfache und preiswerte Montage. Ein Bajonettverschluß macht die Handhabung einfach und schnell, läßt dem Stecker aber noch leichte Bewegungsfreiheit. Bei einer digitalen Übertragung würde dies nicht weiter stören, aber bei einer analogen Übertragung verändert dies die Dämpfung des Kontaktes und führt zu Amplitudenschwankungen am Ende der Übertragung.

3.5.1 Intensitätsschwankungen bei ST-Steckern

Abbildung 3.15 zeigt ein Histogramm der Schwankungen, wie sie bei einem 330mV großen Eingangssignal am Ausgang durch mechanische Bewegungen des ST-Steckers am Sender entstehen. Der Stecker wird nicht abgezogen und neu aufgesteckt, sondern kräftig hin und her bewegt. Das Ausgangssignal nimmt dann Werte innerhalb von 415mV ±15mV an. Diese Abweichungen von ±15mV entsprechen ca. ±3,6% der Ausgangsamplitude.

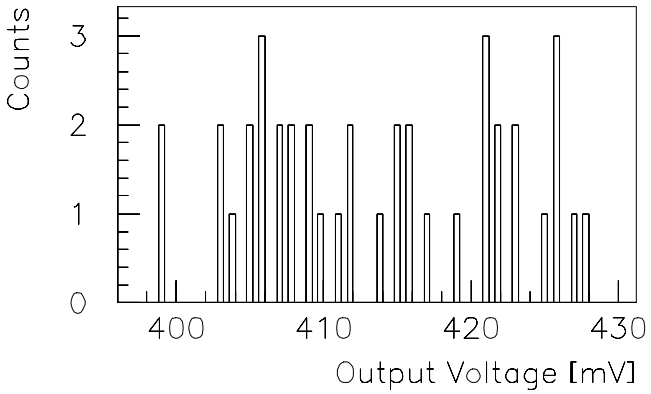

Abbildung 3.15: Histogrammdarstellung der Schwankungen an einem ST-Stecker

Die Stecker auf der Empfängerseite hingegen sind unempfindlicher bei Bewegung, da die Fläche der Photodioden im Vergleich zum Durchmesser des Lichtpunktes, der aus der Faser tritt, groß ist. Auf der Senderseite ist der Lichtkegel der LED im allgemeinem größer als der Faserdurchmesser, auch bei Verwendung von Linsensystemen. Verluste bei der Einkopplung erhält man aber nicht nur, wenn Licht neben die Faser fällt, sondern auch dann, wenn sich der Einfallswinkel verändert oder der Lichtpunkt an eine andere Faserstelle wandert. An einer anderen Faserstelle ist die Oberfläche anders beschaffen und, wie in Abschnitt 2.4.2 erwähnt, verändert sich auch die Numerische Apertur über den Querschnitt. Andere Stecker, die sich fest verschrauben lassen, zum Beispiel SMA-Stecker, können besser geeignet sein. Aber auch bei ihnen wird sich, nach jedem neuen Aufstecken, eine andere Dämpfung einstellen, die dann wieder eine neue Kalibrierung des Systems nötig macht.

3.6 Messung der Übertragungszeit (*delay peak to peak*)

Die Identifikation des zu einem Shaperpuls gehörenden LHC-Bunch-Crossing durch den BCID-Filter (Bunch Crossing IDentification) ist nur möglich, wenn jeder Puls, unabhängig von seiner Größe, genau dieselbe Zeit für die Übertragung benötigt. Bei den Anforderungen an die Übertragungsstrecke im Abschnitt 1.4.2 wurde bereits erwähnt, daß die Übertragungszeit deshalb unabhängig von der Pulshöhe des Signals sein muß. Dies ist nicht selbstverständlich, da Operationsverstärker für größere Ausgangsspannungen immer mehr Zeit benötigen als für kleine Spannungen.

In Abbildung 3.16 ist die für die BCID wichtige Übertragungszeit (*delay peak to peak*) über der Eingangsspannung aufgetragen.

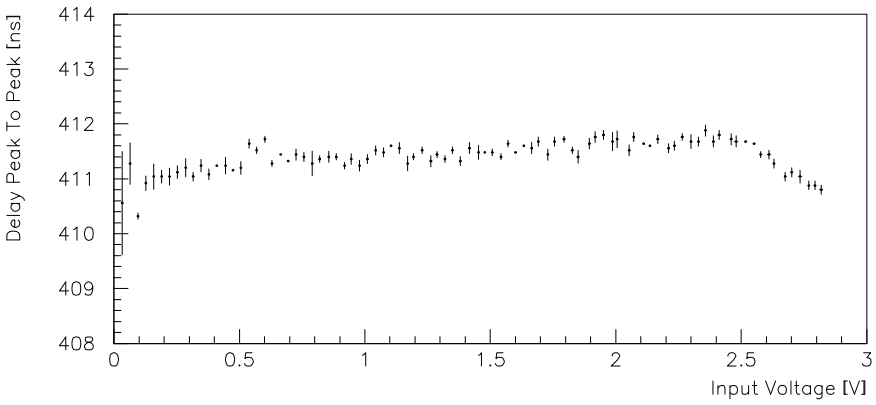

Abbildung 3.16: *Delay peak to peak* in Abhängigkeit von der Eingangsamplitude.

Gemessen wurde diese Zeit mit einer Meßfunktion des Tektronix Oszilloskops, das vom Maximum des Eingangssignals die Zeitdauer bis zum Maximum des Ausgangssignals stoppt. Deutlich zu erkennen ist, daß das *delay* zwischen dem Eingangspuls und dem Ausgangspuls (Elektronik und Anschlußkabel mit einbezogen) im Spannungsbereich von 0V bis 2,5V nur innerhalb 1ns schwankt. Oberhalb von 2,5V werden die Shaperpulse nicht mehr 1:1 übertragen, d.h. der Puls wird abgeschnitten, so daß das Maximum sich zu kleineren Zeiten hin verschiebt. Im Vergleich zur Bunch-Crossing Zeit von 25ns sind Abweichungen von ±1ns sehr klein und stellen kein Problem für den BCID dar. Die Meßpunkte in Abbildung 3.16 repräsentieren den Mittelwert aus 5 Messungen und die Fehlerbalken berechnen sich wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben.

Eine wichtige Frage, die im Zusammenhang mit der Übertragungszeit interessiert, ist, ob eine optische Übertragung schneller als eine elektrische Übertragung sein kann. Alle Ereignisse, die der ATLAS-Detektor registriert, müssen solange zwischengespeichert werden, bis der Trigger eine Entscheidung getroffen hat. Diese Daten werden in einem Pipeline-Memory mit einer festen Länge vorübergehend gespeichert. Das Pipeline-Memory benötigt dabei so viele Speicherplätze wie sich aus:

$$\frac{\text{Gesamtzeit für Triggerentscheidung}}{\text{1 Bunch Crossing (25ns)}}$$

ergibt. Die Übertragungszeit für den Shaperpuls trägt somit auch zur Länge des Memorys bei. Durch den Einsatz von Lichtwellenleitern könnte möglicherweise das Memory verkürzt werden.

Abbildung 3.17 zeigt die Gruppenbrechzahl von Glas (SiO_2) als Funktion der Wellenlänge, angenähert durch eine Potenzreihenentwicklung nach [Ref.12]

$$n_g(\lambda) = c_1 - c_2\lambda^2 + \frac{3c_3}{\lambda^2}.$$

Angaben über die Brechungszahl, der für die Übertragung verwendeten Multimode-Fasern und für BNC- oder LEMO Kabel, sind ebenfalls eingezeichnet. Die rechte Achsenbeschriftung rechnet die Gruppenbrechzahl in das entsprechende *delay* für 80m Übertragungslänge um.

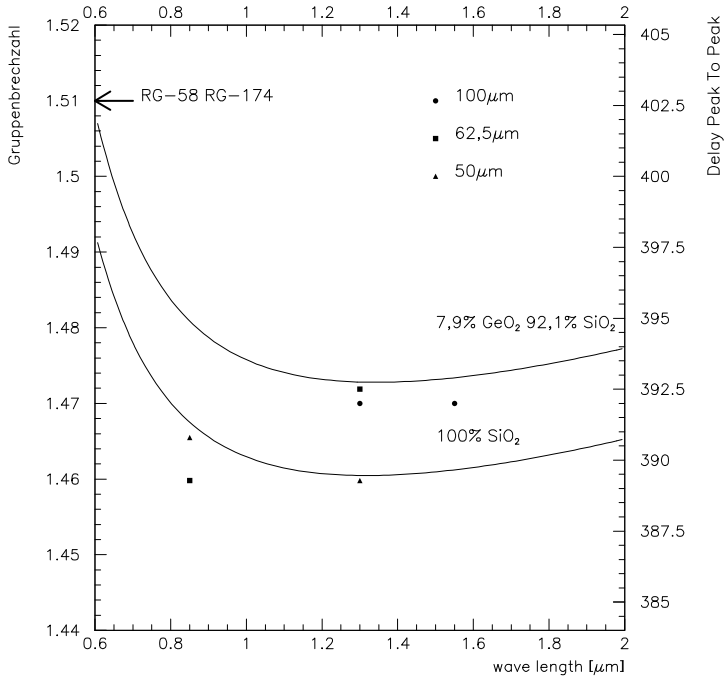

Abbildung 3.17: Gruppenbrechzahl als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Faserdurchmesser (100µm, 62,5µm und 50µm), wie sie für Versuchszwecke zur Verfügung standen sowie der theoretische Funktionsverlauf für Glas in verschiedenen Zusammensetzungen [Ref.12]. Die Gruppenbrechzahlen von BNC-Kabeln (RG-58) und LEMO-Kabeln (RG-174) sind angegeben.

Vergleicht man die Gruppenbrechzahl von elektrischen Kabeln (ca. 1,51) mit der von optischen Kabeln (ca. 1,47 bei 850nm), so ergibt sich bei 80m Kabellänge ein Geschwindigkeitsvorteil von 7,5ns. Die Elektronik zur Konvertierung von elektrisch nach optisch und zurück benötigt aber nochmals zusätzliche Zeit, ca. 2ns für den Sender und ca. 2ns für den Empfänger. Es ist deshalb nicht zu erwarten, daß sich durch den Einsatz von optischen Kabeln ein Bunch-Crossing (25ns) im Memory einsparen läßt.

4 Übertragungssystem mit oberflächenemittierenden Laserdioden

Die in Kapitel 3 vorgestellte Übertragungsstrecke, die auf einer modulierten LED basiert, erfüllt die experimentellen Anforderungen. Dennoch hält man Ausschau nach Verbesserungsmöglichkeiten, die als Reserven in einem Experiment von Nutzen sein können. Möchte man eine analog optische Übertragung nicht nur für den Trigger, sondern auch für den Read-Out der Detektorzellen in Betracht ziehen, ist ein größerer Dynamischer Bereich von 15Bit notwendig. Aus diesen Gründen will man eine Übertragungsstrecke mit einem möglichst großen Dynamischen Bereich entwickeln, der Grenzen einer analog optischen Übertragung aufzeigen kann. Man hofft dies durch den Einsatz von VCSEL[21]-Halbleiterlaserdioden anstelle von LEDs zu erreichen. Dabei ist deren hoher Wirkungsgrad von bis zu 50% und der damit verbundene geringe Stromverbrauch von Vorteil. Auch die hohe Lichtleistung (3mW und mehr sind üblich) und die 2-dimensionale Anordnung dieser Dioden, die eine hohe Integration an Kanälen ermöglicht, versprechen Verbesserungen in einer analog optischen Übertragung.

Der einzige kommerzielle Anbieter von VCSELs in Deutschland ist derzeit die Vertriebsfirma LASER 2000. Das Angebot reicht von 1mal2 bis zu 8mal8, Single- oder Multimode-Laserarrays der amerikanischen Firma Vixel Corporation. Der VCSEL, der zu Meßzwecken zur Verfügung stand, ist ein 1mal2 Array, das in einem TO-36[22] Gehäuse geliefert wird. Dabei handelt es sich eigentlich um ein geteiltes 1mal8 Array, das heißt es sind 5 Dioden auf dem Substrat vorhanden, aber nur 2 Stück davon wurden angeschlossen (gebondet).

Abbildung 4.1 zeigt ein Foto des untersuchten Arrays. Im linken Teil des Bildes sind die zwei Anschlüsse (*bonding pads*) zu sehen, über die der erste und dritte VCSEL (von oben gezählt) angeschlossen ist. Der kleine schwarze Punkt, jeweils in der Mitte der fünf Quadrate, ist die Laserkavität (*cavity*), aus der das Laserlicht senkrecht zur Oberfläche austritt. Der Abstand (*pitch*) zwischen den gebondeten Laserkavitäten beträgt 125µm, der eines 1mal8 Arrays nur die Hälfte (62,5µm).

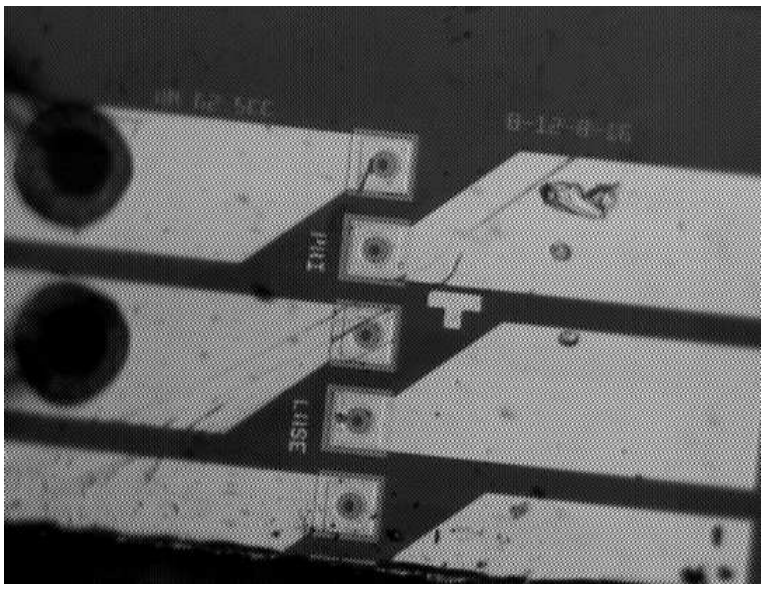

Abbildung 4.1: Mikroskopbild des untersuchten VCSEL vom Typ LA-S-850-1x2-2T der Firma Vixel Corporation.

[21] **V**ertical **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser

[22] Norm für Gehäuseformen von elektronischen Bauteilen.

In wieweit sich herkömmlich zu erwerbende VCSELs für eine analog optische Übertragung eignen, soll im folgenden erläutert werden. Die Beschreibung des Systems beginnt mit dem Meßaufbau und der Funktionsbeschreibung der Elektronik. Im Anschluß daran werden Messungen zur Linearität, zum Rauschen und zur Bandbreite vorgestellt sowie Eigenschaften einer direkten Fasereinkopplung untersucht.

4.1 Meßaufbau im Labor

Konfektionierte VCSELs, die z.B. mit ST-Steckern versehen sind, werden derzeit noch nicht angeboten. Die Laser sind lediglich, wie es Abbildung 4.2 zeigt, in einem TO-36 Gehäuse eingebaut. Der Abstand zwischen Glasabdeckung und Substrat beträgt bei diesem Gehäuse ca. 4mm.

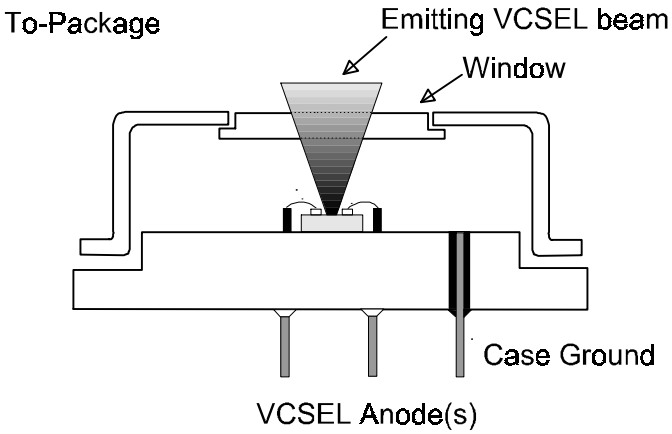

Abbildung 4.2: Schematische Darstellung einer in einem TO-Gehäuse angeschlossenen VCSEL-Diode.

Möchte man in eine Glasfaser das gesamte Licht des Lasers einkoppeln, so muß bei einem Öffnungswinkel von 22° und einem Abstand von 4mm die Faser schon einen Kerndurchmesser von 1,56mm besitzen. Übliche Kerndurchmesser von Gradientenfasern liegen aber nur zwischen 50µm und 200µm. Mit diesem Gehäuse kann deshalb nicht auf ein Linsensystem verzichtet werden, das das Licht auf den Faserkern fokussiert. Um den Vorteil eines geringen Abstrahlwinkels im Vergleich zu einer LED auszunutzen, möchte man aber auf ein Linsensystem vollkommen verzichten und die Faser direkt über der Kavität positionieren. Nur so kann ein zweidimensionales Laserdiodenfeld mit einem Abstand von 125µm ohne ein Übersprechen in Nachbarkanäle überhaupt realisiert werden.

Um die Lichteinkopplung in eine Faser zu untersuchen, ist es nötig, mit der Faser bis auf das Substrat heranzufahren. Zu diesem Zweck wurde die Glasabdeckung vorsichtig entfernt. Abbildung 4.3 zeigt das geöffnete TO-Gehäuse, welches zum Schutz vor Staub durch ein 2mm starkes Plexiglas mit einer 0,6mm Bohrung in der Mitte wieder verschlossen wurde. Mit diesem Aufbau können der Abstrahlwinkel und die direkte Einkopplung in eine Faser untersucht werden.

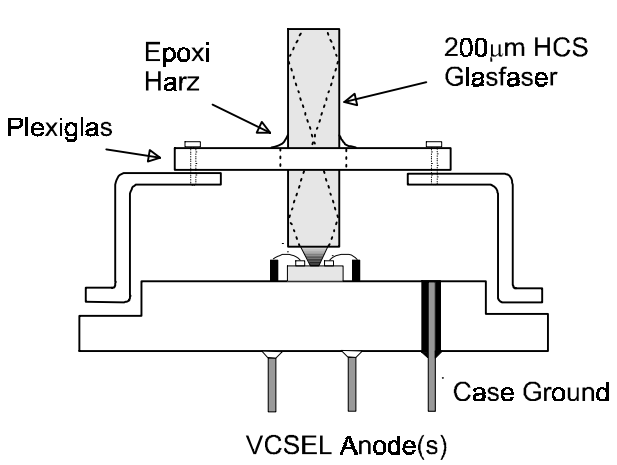

Abbildung 4.3: Vorrichtung zur Aufnahme einer 200µm HCS-Faser für Meßzwecke.

Für diese Untersuchungen eignen sich keine Standard Glasfasern, da diese meist einen geleeartigen Mantel (*cladding*) besitzen, welcher keine feste Verbindung zum Kern besitzt. Das Cladding kann sehr leicht beschädigt werden, und eine feste Justierung ist schwierig. Besser eignen sich HCS[23]-Fasern der amerikanischen Firma Ensign-Bickford-Industries. Sie besitzen ein hartes Polymer als Cladding, das fest mit dem Kern verbunden ist. Die für die VCSEL-Übertragung eingesetzte HCS-Stufenfaser besitzt eine Länge von 50m und einen Kerndurchmesser von 200µm.

In einer Waver-Probe-Station[24] kann die Faser eingespannt werden und in µm-Schritten in allen drei Raumrichtungen verschoben werden.

Die Kennlinie von VCSEL-Dioden zeigt ein stark unterschiedliches Verhalten, je nach dem, ob die Diode dynamisch oder statisch betrieben wird. Nach Prof. K. J. Ebeling (Dozent der Universität Ulm, Abteilung Optoelektronik) führen schon Ströme, die länger als 10ns andauern, zu einer Erwärmung der Kavität. Diese Erwärmung verschlechtert die Linearität der Diode. Aus diesem Grund zeigen dynamische und statische Kennlinie einen unterschiedlichen Verlauf und werden deshalb mit verschiedenen Meßaufbauten untersucht.

Abbildung 4.4 zeigt den Meßaufbau, mit dem die dynamische Kennlinie aufgenommen wurde. In diesem Aufbau kann die Linearität, genau wie beim LED-System, mit nachgebildeten Shapersignalen eines AFGs gemessen werden. Der Laserdiodenstrom wird in diesem Versuchsaufbau nicht gemessen, er kann hier nur über die elektronische Schaltung berechnet werden.

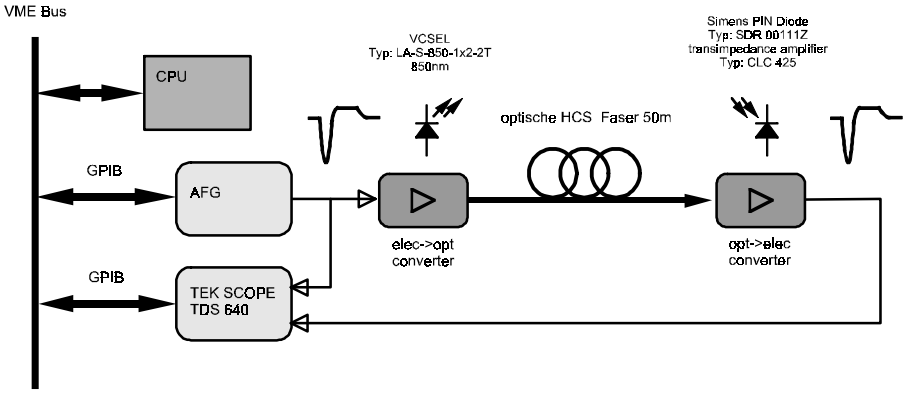

Abbildung 4.4: Meßaufbau für ein analog optisches Übertragungssystem mit VCSELs.

[23] **H**ard **C**lad **S**ilica

[24] Vorrichtung zum Anschließen und Testen von Chips ohne Gehäuse

Die verwendeten Meßgeräte, Oszilloskop, AFG und auch die CPU unterscheiden sich nicht von denen, die in Abschnitt 3.1 beim LED-System verwendet und beschrieben wurden.

Abbildung 4.5 zeigt den Versuchsaufbau, der die Messung der statischen Linearität ermöglicht. Dabei wird auf komplizierte Ansteuerelektronik verzichtet und der Diodenstrom für Messungen fest (statisch) eingestellt.

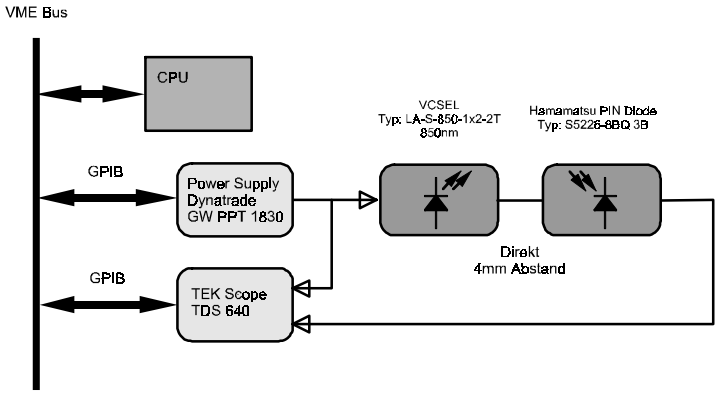

Abbildung 4.5: Meßaufbau für den statischen Betrieb einer VCSEL-Diode.

Direkt über dem Laser wird eine Photodiode positioniert (ohne Faser), deren Rückwärtsstrom über einem Vorwiderstand einen Spannungsabfall erzeugt. Dieser Spannungsabfall kann mit einem Oszilloskop gemessen werden. Der VCSEL-Strom wird ebenfalls über einem Vorwiderstand gemessen und mit einer konstanten Spannung eines Netzgerätes eingestellt. Oszilloskop und Netzgerät werden mit der in Abschnitt 4.1.1 angegebenen Weise über einen GPIB-Bus programmiert und ausgelesen.

4.1.1 Meßsoftware

Die Programmierung der Meßgeräte und die Aufnahme der Meßwerte erfolgt mit dem gleichen Meßprogramm, das in Abschnitt 3.1.1 beschrieben wurde. Messungen, die bei LED- und VCSEL-Übertragung gleich sind (z.B. die Messung der dynamischen Linearität), verwenden die gleiche Textdatei mit den gleichen GPIB-Befehlen. Für die Messung der statischen Linearität ist zusätzlich die Programmierung eines Netzgerätes nötig, dessen GPIB-Befehle in einer neuen Datei zusammengestellt werden müssen. Hierbei macht sich der Vorteil eines Interpreterprogramms bemerkbar, weil durch einfaches Abändern einer Textdatei neue Meßprogramme erstellt werden können.

4.1.2 Beschreibung der Elektronik

Die VCSEL-Laserdiode besitzt eine höhere Flußspannung, die es notwendig macht, Änderungen im Vergleich zur LED-Senderelektronik vorzunehmen. Das Prinzip der Elektronik bleibt aber das gleiche, wie bei einer LED-Übertragung. Auch hier wird der Strom durch den Laser über einen Widerstand sensiert und auf den Eingang eines Operationsverstärkers zurückgekoppelt.

Unterschiede in der Elektronik treten auch beim Empfänger auf, da er, aufgrund der größeren Lichtleistung des Lasers, eine geringere Verstärkung benötigt. Der Empfänger besteht deshalb nur aus einer Verstärkerstufe. Diese Verstärkerstufe baut nicht, wie das LED-Übertragungssystem, auf einem Acapella Photoempfänger auf, da bei der untersuchten VCSEL-Übertragung keine mit Stecker versehene Faser verwendet wurde. Das Licht aus der Faser muß auch am Empfänger direkt (ohne Stecker) auf die Photodiode gestrahlt werden. Aus diesem Grund kann der fest im Kupplungsteil der ST-Steckverbindung eingebaute Acapella Empfänger nicht verwendet werden. Eine alternative

Schaltung, bei der die Faser nach einer exakten Positionierung mit der Photodiode verklebt wurde, ist eine Transimpedanzschaltung. Sie wurde bereits bei der LED-Übertragung als eine alternative Schaltung vorgestellt.

Im folgenden wird die Arbeitsweise der dynamischen und statischen Senderelektronik beschrieben, und im Anschluß daran die Funktionsweise des Empfängers erklärt.

4.1.2.1 Dynamische Senderelektronik

Abbildung 4.6 zeigt den Schaltplan des VCSEL-Senders, der in Abhängigkeit von der Eingangsspannung den Strom durch die Laserdiode regelt.

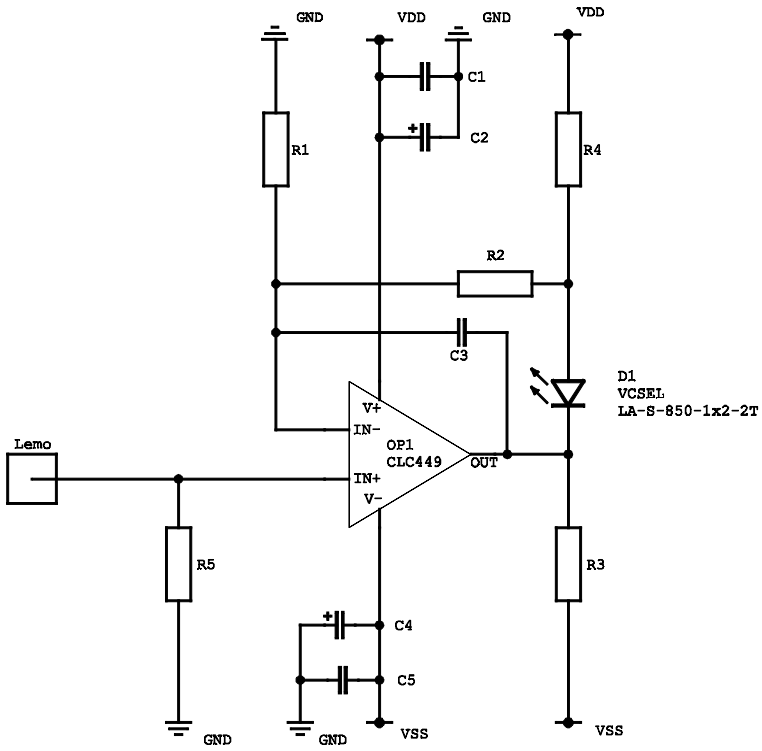

Abbildung 4.6: Senderschaltplan für die VCSEL-Übertragungsstrecke.

Stückliste:

D1	VCSEL LA-s-850-1x2-2T
OP1	CLC 449
R1	1,5kΩ
R2	300Ω
R3	130Ω
R4	400Ω
R5	47Ω
C1,C5	100nF
C2,C4	6,8µF
C3	1,2pF
VDD	+3V
VSS	-9V

Abgesehen von unterschiedlichen Widerstandswerten, die einen anderen Arbeitspunkt einstellen, gibt es in der VCSEL-Schaltung einen weiteren Unterschied zur LED-Schaltung, wie sie in Abbildung 3.3 gezeigt wurde. Die Spannungen über den Widerständen R1 und R4 sind im Gegensatz zum LED-Sender vertauscht. Der Widerstand R1 liegt gegen Masse und R4 ist auf VDD (+3V) geschaltet. Durch diese Spannungsvertauschung erhöht sich die Gesamtspannung über R4, der Laserdiode D1 und R3, um 3V auf 12V (VDD+VSS). Der Ausgang des Operationsverstärkers hat dadurch die Möglichkeit, einen um 3V höheren Spannungsbereich abzudecken. Der höhere Spannungsbereich ist unbedingt notwendig, da die Laserdiode eine Flußspannung von ca. 3V bei einem maximalen Diodenstrom von 15mA besitzt. Die Flußspannung der LED beträgt im Vergleich dazu aber nur 1,8V bei einem Maximalstrom von 100mA. Damit durch die Laserdiode ein Strom von 15mA fließen kann, muß die Spannung über R4 5,85V betragen (R4·15mA). Mit der Flußspannung der Diode erhält man 8,85V. Damit besitzt der Ausgang des OPs noch eine Spannungsreserve von 3,15V gegen seine negative Versorgungsspannung VSS (-9V). Laut Datenblatt des Herstellers muß diese Spannungsreserve des CLC449 mindestens 2,7V betragen. Wäre R4 gegen Masse geschaltet, dann bliebe keine Spannungsreserve übrig und der OP würde mit seiner Ausgangsspannung in die Sättigung gehen. Weil der OP am Ausgang in die Nähe seiner Betriebsspannung gelangt, wird eine unsymmetrische Spannungsversorgung notwendig.

Durch die Spannungsvertauschung über R1 und R4 ändert sich Gleichung 3.1, mit der statischer und dynamischer Anteil des LED-Stroms berechnet wurden. Die Herleitung der Gleichung kann aber analog erfolgen, so daß sich für den VCSEL-Strom folgende Gleichung ergibt:

$$I_D = \underbrace{\frac{VDD}{R4}}_{\text{statischer Teil}} \underbrace{-U_{ein} \cdot \left(\frac{A_V}{R4} + \frac{1}{R1} \right)}_{\text{dynamischer Teil}} \quad (4.1)$$

A_V steht für den Verstärkungsfaktor des Operationsverstärkers. Für ihn gilt $A_V = \left(1 + \frac{R2}{R1}\right) = 1{,}2$ und der Sensierwiderstand R4, der den Hauptanteil des Diodenstroms bestimmt beträgt 400Ω. Aus Gleichung 4.1 errechnet sich ein statischer VCSEL-Strom für den Arbeitspunkt von 7,5mA, und bei einer Eingangsspannung von -2,5V ergibt sich ein zusätzlicher dynamischer Beitrag von 9,2mA. Insgesamt erreicht man bei der maximalen Eingangsspannung einen Strom von 16,7mA.

4.1.2.2 Dynamische Empfängerelektronik

In Abbildung 4.7 ist die Transimpedanzschaltung der Empfängerelektronik gezeigt. Sie besteht nur aus einer Verstärkerstufe, da die Lichtintensität am Empfänger aufgrund der höheren Lichtleistung der VCSEL-Diode größer ist. Deshalb ist das Empfängerrauschen, im Vergleich zum beschriebenen LED-Übertragungssystem, geringer.

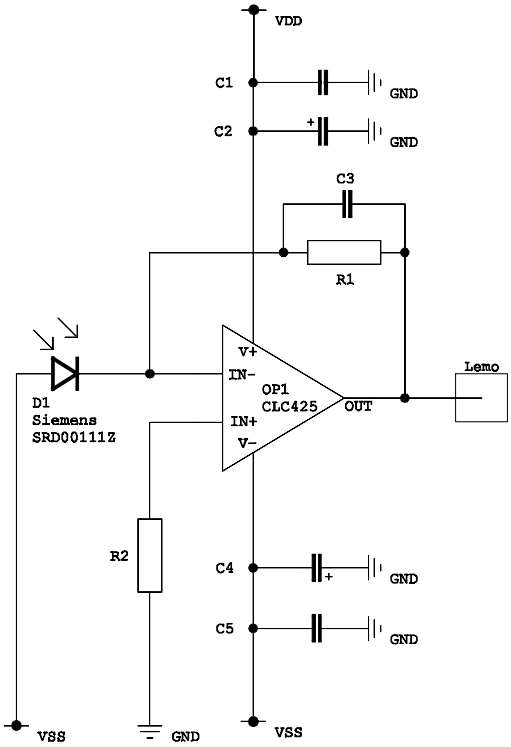

Abbildung 4.7: Empfängerschaltplan für die VCSEL-Übertragung.

Stückliste:

D1	Siemens SDR 00111Z
OP1	CLC 425
R1	100Ω
R2	510Ω
C1,C5	100nF
C2,C4	6,8µF
C3	1pF
VDD	+6V
VSS	-6V

Der Photostrom I_D der Siemens Photodiode SRD00111Z, die in Rückwärtsrichtung vorgespannt ist, fließt über den Rückkopplungswiderstand R1 und erzeugt am Ausgang des CLC425 die Spannung:

$$U_a = R1 \cdot I_D .$$

Da der Dunkelstrom der Photodiode auf die gleiche Weise eine Spannung am Ausgang erzeugt, muß mit dem Widerstand R2 der Offset am Ausgang abgeglichen werden. Der kleine Rückkopplungskondensator C_3 vermeidet Schwingungen, indem er eine Frequenzgang-Korrektur bewirkt. Der Vorteil dieser Schaltung ist, daß die Spannung über der Photodiode vom Operationsverstärker konstant gehalten wird, was einen erheblichen Geschwindigkeitsvorteil bringt. Verändert sich die Spannung am negativen Eingang, steuert der Operationsverstärker den Ausgang solange aus, bis über den Widerstand R1 der Spannung am Eingang entgegengewirkt wird. Damit bleibt die Diodenspannung konstant, und die Kapazität der Photodiode muß beim Ansteuern nicht umgeladen werden.

4.1.2.3 Statische Sender- und Empfängerelektronik

Abbildung 4.8 zeigt die Meßschaltung zur Aufnahme der statischen Übertragungskennlinie. Im linken Teil des Schaltplans wird der statische VCSEL-Strom eingestellt, und der rechte Teil zeigt die in Sperrichtung betriebene Photodiode.

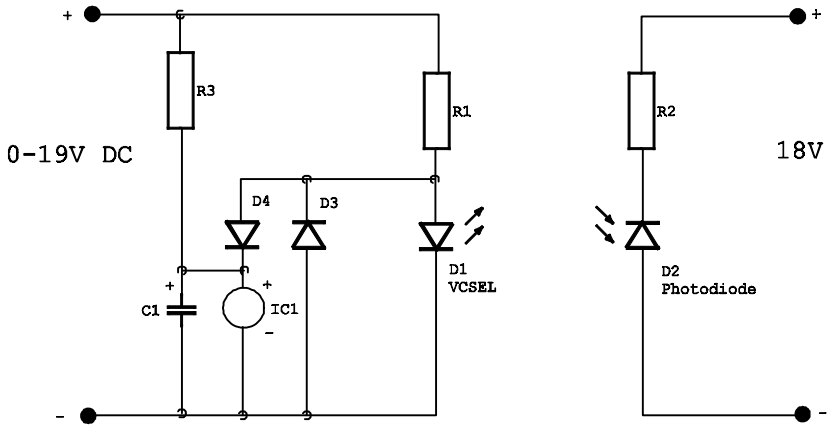

Abbildung 4.8: Testschaltung für die Messung der statischen Übertragungskennlinie. Zum Schutz gegen Verpolung des Netzgeräts werden Schutzdioden verwendet, und eine Zeitschaltung läßt den Diodenstrom im Einschaltmoment langsam ansteigen.

Stückliste:

D1	VCSEL LA-s-850-1x2-2T
D2	Hamamatsu S5226-8BQ 3B
D3,D4	1N4148
IC1	TL 431 (2,5V)
R1	1kΩ
R2	5,1kΩ
R3	100kΩ
C1	6,8µF

Der Strom durch den Laser kann mit einem Oszilloskoptestkopf über dem Widerstand R1 (1kΩ) gemessen werden. Dabei entspricht 1V über R1 einem Diodenstrom von 1mA. Durch einstellen der Netzgerätspannung im Bereich von 0 bis 19V läßt sich der Diodenstrom entsprechend verändern. Damit beim Verpolen des Netzgeräts die maximale Sperrspannung, die laut Datenblatt nur 2V betragen darf, nicht überschritten wird, ist D3 als Schutzdiode parallel zum Laser geschaltet. Damit kann in Sperrichtung 0,7V Sperrspannung nicht überschritten werden.

Um auch in Flußrichtung die maximale Spannung und damit auch den maximalen Strom zu begrenzen, wird eine Festspannungsquelle von 2,5V mit IC1 eingebaut. Mit D4 in Serie beträgt die maximale Flußspannung 3,2V. Gerade weil Laserdioden sehr schnell auf Spannungsänderungen reagieren, ist dieser Schutz im Einschaltmoment des Netzgeräts wichtig. In diesem Moment ist der Spannungswert am Ausgang des Netzgeräts möglicherweise nicht genau definiert, und der Laser könnte dadurch zerstört werden. Ein zusätzliches RC-Glied (R3·C1) läßt in diesem Moment die Spannung über der Diode erst langsam ansteigen, indem es die Flußspannung, entsprechend der RC-Zeitkonstante, von 0.7V auf die Betriebsspannung erhöht.

Das Licht der Laserdiode wird von einer großflächigen Hamamatsu Photodiode in einem Abstand von 4mm registriert und in einen Photodiodenstrom konvertiert. Der Photodiodenstrom erzeugt über dem Widerstand R2 einen Spannungsabfall, der ebenfalls mit einem Oszilloskoptestkopf gemessen werden kann.

4.2 Linearität des Übertragungssystems

Die Beschreibung der Kennlinien soll mit der statischen Kennlinie beginnen. Mit ihr können prinzipielle Eigenschaften der VCSELs und Unterschiede, die zu einer LED-Kennlinie bestehen, verstanden werden. Mit Hilfe der statischen Kennlinie kann ein geeigneter Arbeitspunkt für den Laser gewählt werden. Dieser Arbeitspunkt bestimmt die Dimensionierung der elektronischen Senderschaltung in Abbildung 4.6, die somit die Messung der dynamischen Kennlinie mit den nachgebildeten Shaperpulsen ermöglicht.

4.2.1 Statische Übertragungskennlinie

Abbildung 4.9 zeigt die DC-Übertragungskennlinie der VCSEL-Laserdiode, die mit dem in Abbildung 4.5 angegebenen Versuchsaufbau gemessen wurde. Der Diodenstrom wurde im Bereich von 0mA bis 16mA verändert und der entsprechende Photodiodenstrom einer großflächigen ($1cm^2$) PIN-Photodiode (Typ: Hamamtzu S5226-8BQ 3B) gemessen. Schon der erste Blick zeigt, daß diese Laserdiode keine über den gesamten Strombereich lineare Kennlinie besitzt.

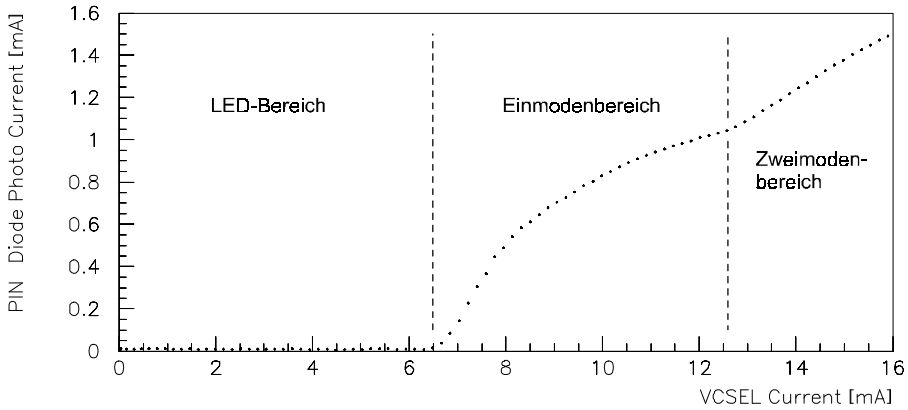

Abbildung 4.9: Statische Kennlinie (DC). Die Meßpunkte repräsentieren den Mittelwert aus zehn Meßwerten des Photodiodenstroms bei jeweils festgehaltenem VCSEL-Strom.

Es lassen sich drei verschiedene Bereiche in der Übertragungskennlinie unterscheiden. Bis zum Erreichen des Schwellenstroms erzeugt die Laserdiode nur Licht nach demselben Prinzip wie eine LED (LED-Bereich). Erst bei einem Diodenstrom von 6,5mA schwingt der Laser an und erzeugt monochromatisches Licht. Dieser Bereich, in dem der Laser nur eine aktive Mode besitzt, soll als Einmodenbereich bezeichnet werden. In diesem Bereich flacht die Kennlinie sehr schnell ab, weil der konstante Strom das Substrat mit zunehmenden Werten immer stärker erhitzt. Die Erwärmung führt zur Ausdehnung des Substrats, wodurch der Resonator verlängert wird. Wenn der Resonator seine Länge verändert, dann muß auch die Wellenlänge des emittierten Lichts sich zu längeren Wellenlängen hin verschieben. Man erinnere sich an Abbildung 2.14, in der das optische Spektrum eines Lasers skizziert wurde. Dort bewirkt nun die Erwärmung eine Verschiebung der Longitudinalmoden zu tieferen Frequenzen (nach links), während die Verstärkungskurve der stimulierten Emission stehen bleibt. Es wird dann deutlich, daß bei fortschreitender Erwärmung Longitudinalmoden, die sich im optischen Spektrum links von der aktiven Mode befinden, in den Verstärkungsbereich hinein wandern können und als aktive Mode in Erscheinung treten. Wie der Name schon sagt, tritt im Zweimodenbereich, der von 12,5mA bis zum Maximalstrom reicht, genau dieser Effekt auf. Das zusätzliche Auftreten einer Longitudinalmode erhöht die Lichtmenge zusätzlich, da die bisher aktive Mode nicht gleichzeitig aus dem Verstärkungsbereich herauswandert. Der gekrümmte Kurvenverlauf im Einmodenbereich setzt sich

deshalb im Zweimodenbereich nicht fort. Daher zeigt die Kenlinie in diesem Bereich eine bessere Linearität.

Abbildung 4.10 zeigt ein optisches Spektrum aus dem Einmodenbereich bei einem VCSEL-Strom von 11mA. Die Lichtleistung des Lasers wird logarithmisch in dBm über der Lichtwellenlänge aufgetragen. Die aktive Mode hat demnach, bei einem Strom von 11mA, eine Wellenlänge von 857,5nm und ist in idealer Weise einmodig.

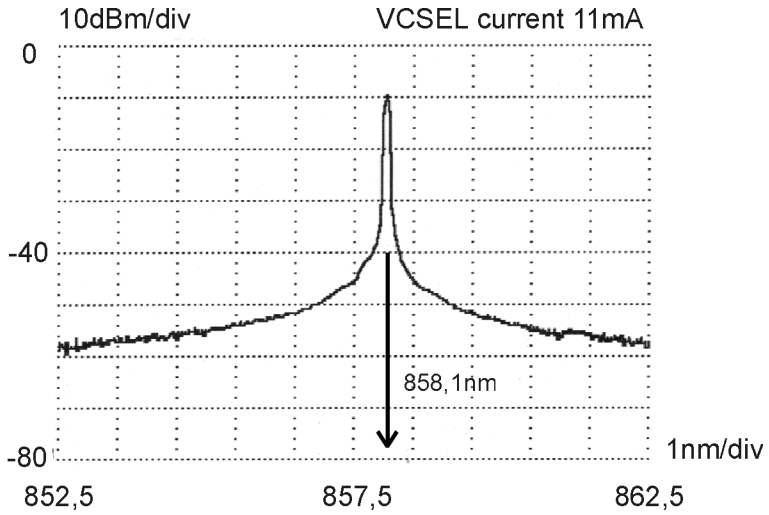

Abbildung 4.10: Optisches Spektrum im Einmodenbereich bei einem VCSEL-Strom von 11mA.

Erhöht man den Strom um 1,4mA auf 12,4mA, dann verschiebt sich, wie Abbildung 4.11 zeigt, die Peak-Wellenlänge um 0,4nm. Zusätzlich zur Hauptmode schiebt sich, bei einer Wellenlänge von 858,1nm, aus dem kontinuierlichem Untergrund eine zweite Mode heraus. Die Modenunterdrückung ist bei diesem Strom mit 29dB noch groß.

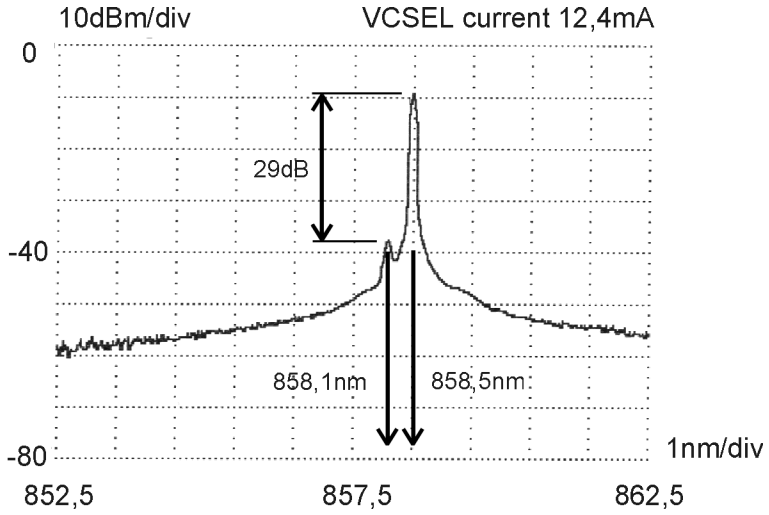

Abbildung 4.11: Optisches Spektrum im Übergangsbereich zwischen Einmoden- und Zweimodenbereich bei einem VCSEL-Strom von 12,4mA.

Bei einem Strom von 15mA beträgt die Modenunterdrückung nur noch 4dB. Die Hauptmode ist damit nur noch 2,5 mal so groß wie die Nebenmode und trägt zur Erhöhung der Lichtleistung nicht mehr bei, da ihr Maximum konstant bleibt (siehe Abbildung 4.12).

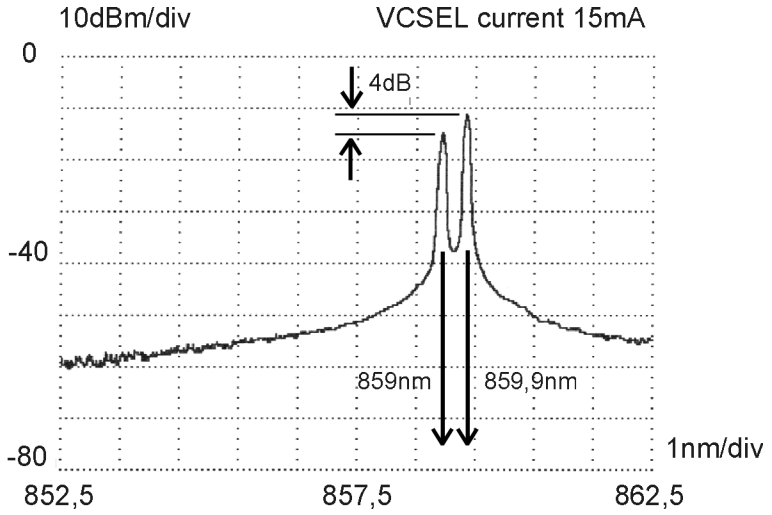

Abbildung 4.12: Optisches Spektrum im Zweimodenbereich bei einem VCSEL-Strom von 15mA.

Anhand der optischen Spektren, die in Zusammenarbeit mit der Universität Ulm (Abteilung Optoelektronik) gemessen wurden, kann man die verschiedenen Bereiche in der statischen Kennlinie verstehen und so einen geeigneten Arbeitsbereich für die dynamische Übertragung festlegen. Der Arbeitsbereich sollte so gewählt werden, daß er linear ist und daß sich ein möglichst großer Dynamischer Bereich daraus errechnet. Wenn sich der VCSEL durch den dynamischen Betrieb mit den nachgebildeten Shaperimpulsen nicht zu stark erhitzt, kann man auf eine bessere Linearität im Einmodenbereich hoffen, als es die statische Kennlinie zeigt. In dieser Hinsicht ist der Einmodenbereich am besten geeignet.

Um das vollständige bipolare Shapersignal übertragen zu können, ist es genau wie bei einer LED-Übertragung nötig, einen Offset für den Arbeitspunkt festzulegen. Bei der Wahl des Arbeitspunktes muß außerdem eine sehr wichtige Eigenschaft der VCSELs berücksichtigt werden, die Einfluß auf die Berechnung des Dynamischen Bereich nimmt. Diese Größe ist das Rauschen, das im Gegensatz zu einer LED vom Diodenstrom stark abhängt. Mit dem Einsetzen des Lasereffekts am Schwellenstrom steigt das Rauschen des Lasers sprunghaft an und fällt erst langsam auf einen konstanten Wert zurück. Der Arbeitspunkt sollte nicht innerhalb dieses Rauschmaximums liegen, da gerade bei kleinen Pulsen, die den Arbeitspunkt nur geringfügig auslenken, eine gute Auflösung benötigt wird.

Abbildung 4.13 zeigt das Rauschen in Abhänigkeit vom VCSEL-Strom. Zur besseren Zuordnung ist die statische Kennlinie aus Abbildung 4.9 nochmals mit eingezeichnet.

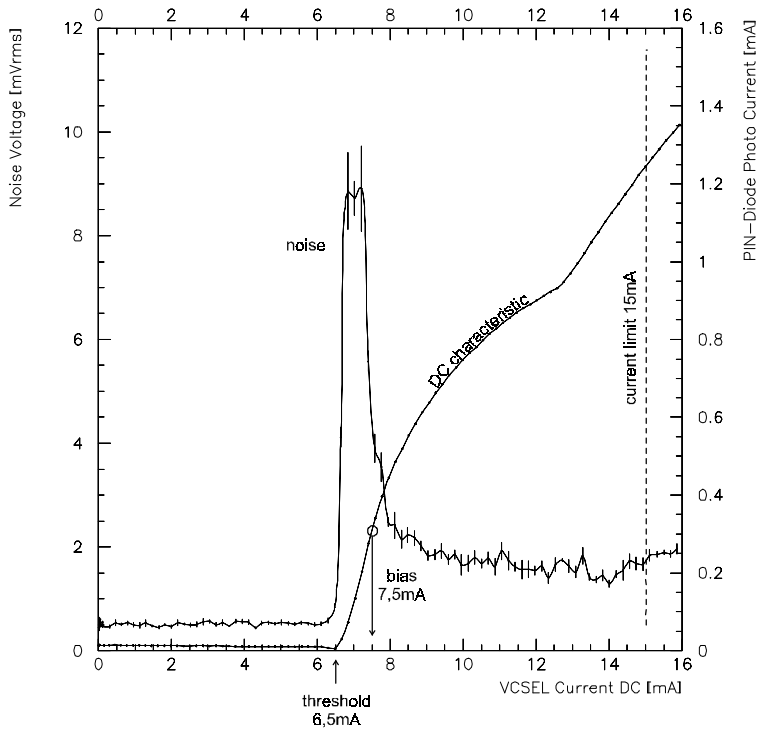

Abbildung 4.13: Zusammenhang zwischen statischer Kennlinie und Rauschen, als Funktion des VCSEL-Stroms.

Bei der Rauschmessung in Abhängigkeit vom VCSEL-Strom eignet sich die Stromeinstellung mit einem geregelten Netzgerät (über einen Vorwiderstand) genauso, wie bei der Aufnahme der statischen Kennlinie. Dadurch kann man Rauschbeiträge der Treiberelektronik ausschließen. Für den Empfänger ist es aber günstiger, eine Verstärkerschaltung einzusetzen, damit eine höhere Empfindlichkeit erzielt wird. Diese Empfängerschaltung wurde bei der Messung der dynamischen Kennlinie verwendet und ist in Abschnitt 4.1.2.2 ausführlich beschrieben. Der Beitrag des Empfängers läßt sich leicht bestimmen und ist dem VCSEL-Rauschen als konstanter Wert überlagert. Aus dem linken Teil der Rauschkurve, im Bereich von 0mA bis 6,5mA, liest man einen Wert von ½mV_{rms} für den Empfänger ab. Mit dem Einsetzen des Lasereffekts steigt das Rauschen schlagartig auf 9mV_{rms} an. Erst bei 8mA fällt das Rauschen auf unter 2mV_{rms} zurück. Ursache für das starke Rauschen in der Nähe des Schwellenstroms ist, daß eine Vielzahl von Longitudinalmoden aufkommen und um die stimulierte Emission ringen, bis sich schließlich, bei einem höherem Strom, eine einzige Mode als aktive Mode durchsetzen kann. Diese Rauschart wird auch als Modenrauschen bezeichnet [Ref.3]. Die Wahl des Arbeitspunktes (*bias point*), bei dem die Laserdiode mit konstantem Licht leuchtet, ist mit 7,5mA also ein Kompromiß zwischen einem minimalen Rauschen und einem möglichst großen Stromregelbereich.

Bei der Berechnung des Dynamischen Bereichs der LED-Übertragung wurde diskutiert, in wieweit es möglich ist, den Offset für eine Vergrößerung des Dynamischen Bereichs aufzugeben. Bei einer VCSEL-Übertragung braucht diese Diskussion erst gar nicht geführt zu werden, denn ohne einen Offset ist das Rauschen im Arbeitspunkt viermal so groß.

Mit den Informationen über die Lage des Arbeitspunktes kann eine Senderschaltung, die den Strom durch die VCSEL-Diode in Abhänigkeit von der Eingangsspannung regelt, entwickelt und die dynamische Kennlinie kann gemessen werden.

4.2.2 Dynamische Übertragungskennlinie

Abbildung 4.14 zeigt die dynamische Übertragungskennlinie der VCSEL-Laserdiode, die mit dem in Abbildung 4.5 beschriebenen Versuchsaufbau gemessen wurde. Die Ausgangsspannung, nach der Übertragung der Shaperpulse über 50m Faserlänge, ist über der Eingangsspannung aufgetragen. Die HCS-Faser mit einem Kerndurchmesser von 200µm wurde bei dieser Messung in einer Höhe von ca. 500µm über der Kavität positioniert.

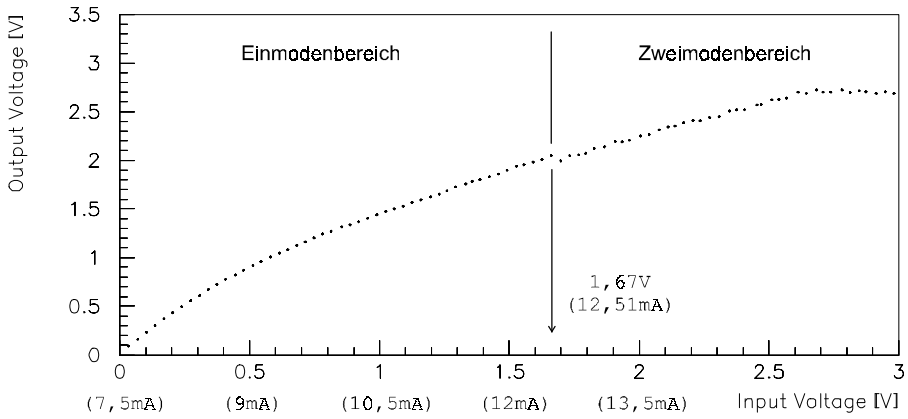

Abbildung 4.14: Dynamische Linearität der VCSEL-Übertragungsstrecke, gemessen mit nachgebildeten Shaperpulsen.

Die Treiberelektronik für den VCSEL-Sender ist ähnlich aufgebaut wie beim LED-Übertragungssystem. Nur Widerstandswerte, die den Arbeitspunkt bestimmen, und Betriebsspannungen wurden verändert. Der Einsatz eines schnellen stromgesteuerten (*current feed back*) Operationsverstärker CLC 449 ermöglicht es, den schnelleren Anstiegszeiten der VCSELs (nur 0,1ns Rise-Time) gerecht zu werden. Er besitzt bei einer Verstärkung von 1,2 eine 3dB Bandbreite von 1GHz. Die Berechnung der Schaltung wird in Abschnitt 4.1.2.1 ausführlich beschrieben. Demnach entspricht eine Eingangsspannung von 0V einem Strom von 7,5mA (Arbeitspunkt) und die maximale Eingangsspannung von 2,5V läßt einen Strom von 15mA fließen (3mA/V).

Die Empfängerelektronik ist so abgestimmt, daß bei einer Eingangsspannung von 2,5V die maximale Ausgangsspannung des Empfängers von 2,6V erreicht ist, weshalb die Kennlinie auf 2,6V begrenzt wird.

Der Übergang zwischen Einmoden- und Zweimodenbereich ist auch in der dynamischen Kennlinie deutlich als Sprung zu erkennen. Bei einer Pulshöhe von 1,67V, dies entspricht einem Strom von 12,51mA, springt die Kennlinie, im Gegensatz zur statischen, ein Stück nach unten. Die Lichtintensität im Übergangsbereich nimmt also zuerst ab und steigt dann mit der gleichen Steigung wie im Einmodenbereich weiter an. Ursache hierfür ist nicht, wie man vermuten könnte, der dynamische Betrieb, sondern die Tatsache, daß die Nebenmode eine andere Abstrahlcharakteristik besitzt und deshalb zu einem großen Teil an der Faser vorbeileuchtet. Dieser Effekt zeigt sich auch bei der Messung der statischen Kennlinie, wenn man anstelle einer großflächigen Photodiode, die alles Licht registriert, zuerst in eine Faser im Abstand von 500µm einkoppelt, und dann das Licht aus der Faser von einer Photodiode messen läßt. Die statische Kennlinie zeigt so im Zweimodenbereich einen ähnlichen Verlauf wie im Einmodenbereich. Bei Abständen unter 500µm wird natürlich auch das Licht der Nebenmode eingefangen, dabei treten aber Rückkopplungseffekte auf, die in Abschnitt 4.5 beschrieben werden.

Was die Linearität der Kennlinie betrifft, bewirkt der dynamisch Betrieb der Laserdiode schon eine Verbesserung. Die Pulsdauer des Shapersignals (125ns) ist aber zu lang und erwärmt deshalb den Laser noch zu stark.

In Analogie zur dynamischen Kennlinie der LED-Übertragung kann man mit einer Ausgleichsgeraden Abweichungen von einer idealen Linearität berechnen und sie prozentual zur jeweiligen Pulshöhe auftragen. Abbildung 4.15 zeigt diese Abweichungen.

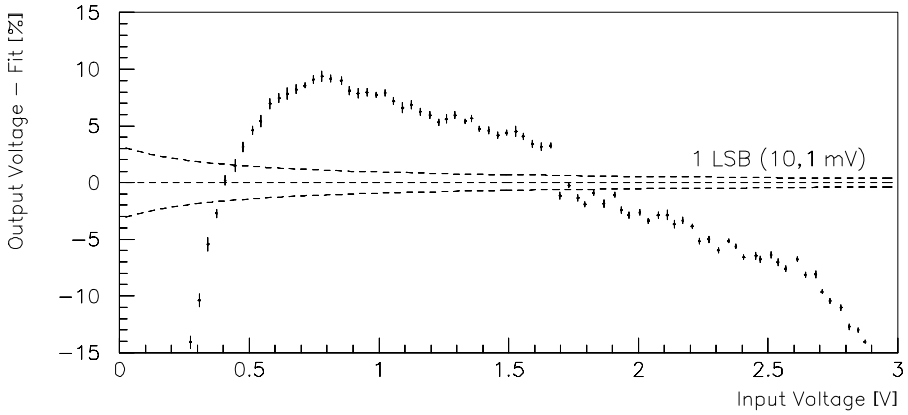

Abbildung 4.15: Abweichung von der idealen Linearität.

Die gestrichelt gezeichnete Kurve entspricht einer Abweichung von 1LSB (10,1V) bei einer Auflösung von 8Bit (2,6V/256). Hält man an einer möglichst linearen Übertragung fest, dann weist lediglich der Bereich von 0,8V bis zur Einmodengrenze bei 1,6V eine gute Linearität auf.

4.2.3 Fehlerbetrachtung

Die in Abbildung 4.15 dargestellten Meßpunkte sind die Mittelwerte, die sich aus jeweils zehn Messungen bei einer festen Eingangsspannung ergeben. Aus der Streuung der Meßwerte um den Mittelwert wird der Fehler auf den Mittelwert, wie in Abschnitt 3.2.2 gezeigt, berechnet. Bei der Differenzbildung zwischen den Mittelwerten und der Ausgleichsgeraden, wie auch bei der Umrechnung in die Prozentdarstellung, wird die Fehlerfortpflanzung angewendet.

Je höher die Anzahl der Meßwerte wird, um so genauer erreicht der Mittelwert den wahren Kennlinienwert. Aus diesem Grund beinhalten die Fehlerbalken in Abbildung 4.15 nicht das Rauschen. Sie werden um so kleiner, je öfter gemessen wird.

4.3 Rauschen als Begrenzung des Dynamischen Bereichs

In Abbildung 4.13 wurde das Rauschen der VCSEL-Diode direkt, ohne Senderelektronik, in Abhängigkeit vom Diodenstrom gemessen. Für die Berechnung des Dynamischen Bereichs muß aber das Rauschen der gesamten Übertragungsstrecke bestimmt werden. Dazu wird die Amplitudenverteilung der Rauschspannung im Arbeitspunkt bestimmt und aus ihr der rms-Wert der Rauschspannung berechnet. Entfernt man sich vom Arbeitspunkt, nimmt das Rauschen noch etwas ab, da der Arbeitspunkt am Rande des Rauschmaximums in der Nähe des Schwellenstroms liegt. Trotzdem soll hier am Arbeitspunkt gemessen werden, da gerade kleine Pulse noch im Rauschen zu erkennen sein müssen.

4.3.1 Messung des Effektivwertes der Rauschspannung

Abbildung 4.16 zeigt die gemessene Amplitudenverteilung der Rauschspannung am Empfänger. Aus dem durchgeführten Gaußfit erhält man einen rms-Wert von 0,749mV ±0.008mV.

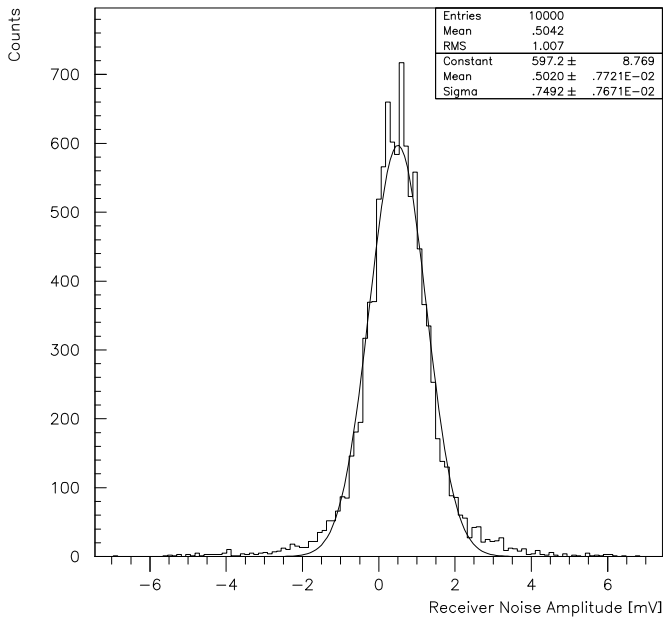

Abbildung 4.16: Verteilung der Rauschamplitude des VCSEL-Empfängers (gemessen ohne Sender). Der rms-Wert der Rauschspannung ergibt sich aus dem Gausfit.

Für den Empfänger und für die gesamte Übertragungsstrecke, deren Amplitudenverteilung Abbildung 4.17 zeigt, ergibt sich 3,737mV ±0,029mV. Aus Gleichung 3.2 errechnet sich der Anteil des Senders. Er beträgt 3,661mV ±0.030mV.

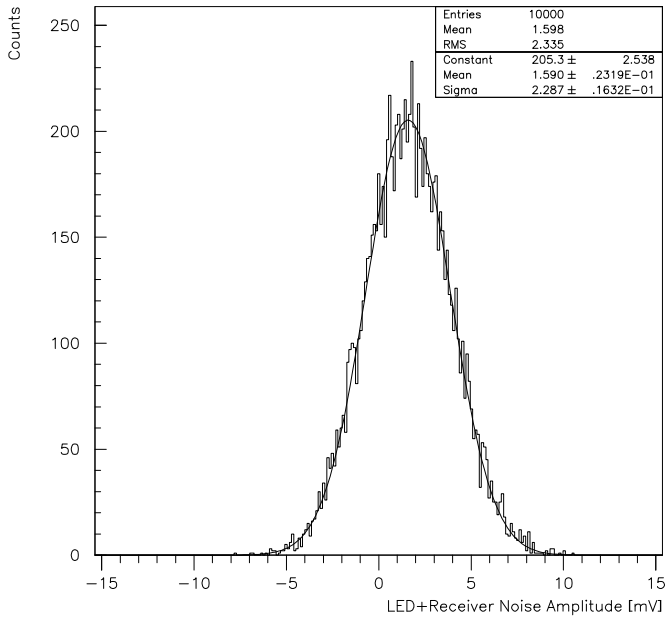

Abbildung 4.17: Verteilung der Rauschamplitude der gesamten VCSEL-Übertragungsstrecke (der Laser sendet konstantes DC-Licht im Arbeitspunkt). Der rms-Wert der Rauschspannung ergibt sich aus dem Gaußfit.

Mit den Rauschspannungen und der maximalen Ausgangsspannung von 2,6V kann der Dynamische Bereich der VCSEL-Übertragung berechnet werden.

Der Dynamische Bereich für eine 1σ-Grenze ist:

$$DB_{1\sigma} = \frac{2{,}6V}{3{,}737mV} \approx 696 \quad (> 2^{9\text{Bit}} = 512)$$

und für eine 3σ-Grenze:

$$DB_{3\sigma} = \frac{2{,}6V}{3 * 3{,}737mV} \approx 233 \quad (> 2^{7\text{Bit}} = 128)\,.$$

Mit einem Vertrauensbereich von 1σ liegt der Dynamische Bereich der VCSEL-Übertragung noch oberhalb der geforderten 8Bit aber mit 3σ fällt er darunter. Strahlenschäden, die zu einer Abnahme der Lichtintensität führen und den Dynamischen Bereich verkleinern, können von der Übertragungsstrecke nicht mehr ausgeglichen werden.

4.3.2 Rauschspektrum

Abbildung 4.18 zeigt die mit einem HP-Spektrumsanalysator gemessene spektrale Leistungsdiche der gesamten VCSEL-Übertragungsstrecke. Der VCSEL wird dabei vom Sender im Arbeitspunkt betrieben. Der Spektrumsanalysator ist in der Lage, die Leistung zu messen, die durch die Rauschspannung in seinem 50Ω Innenwiderstand erzeugt wird. Um daraus die spektrale Leistungsdichte zu erhalten, führt der Analysator ein 10kHz-Filter in Schritten von 10kHz, beginnend bei 0Hz bis einschließlich 100MHz über das Spektrum. Jeder im 10kHz-Fenster erhaltene Meßwert wird in dBm umgerechnet und an der entsprechenden Frequenzstelle eingetragen. Damit erhält man Abbildung 4.18, in der die vertikale Auflösung 5dB/div und die horizontale Frequenzauflösung 10MHz/div beträgt.

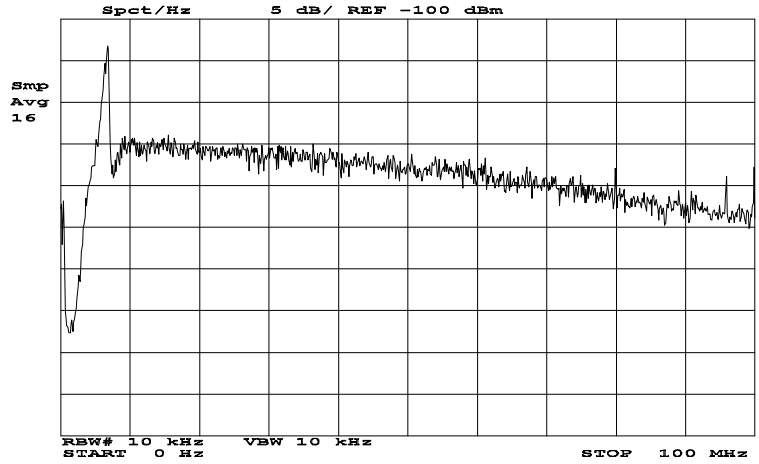

Abbildung 4.18: Rauschspektrum der gesamten Übertragungsstrecke, gemessen am Ausgang des Photoempfängers.

Ein direkter Vergleich mit dem LED-Rauschspektrum in Abbildung 3.13 zeigt, daß das Spektrum der VCSEL-Übertragung mehr hochfrequente Rauschanteile besitzt. Das Spektrum fällt vergleichsweise langsam ab. Bei 100MHz hat es erst um 10dB, das LED-Spektrum aber schon um 20dB abgenommen. Eingestreute Radiosender sind deshalb nur noch schwer zu erkennen.

Im Frequenzbereich bis zu 8MHz zeigt sich ein resonanzähnlicher Effekt, bei dem das Rauschen zuerst gering ist und bei 7 bis 8MHz stark ansteigt. Schaltet man den Sender aus, dann verschwindet diese Erscheinung vollständig. Lichtreflexionen im Wellenleiter scheiden als Ursache aus, da bei einem Brechungsindex von 1,47 und einer Faserlänge von 50m eine Reflexion mit der Frequenz von ca. 2MHz auftreten müßten. Die Ursache für das starke Rauschen in diesem Bereich ist im Laser selbst begründet.

4.4 Bandbreite der VCSEL-Übertragung

Das Rauschspektrum aus Abbildung 4.18 beinhaltet viele Rauschanteile bei hohen Frequenzen. Man könnte deshalb vermuten, daß die Bandbreite der VCSEL-Übertragung wesentlich größer als die Bandbreite der LED-Übertragung ist, die bei 46MHz liegt. Diese Vermutung wird auch durch die vergleichsweise hohen An- und Abfallszeiten (*rise and fall time*) der Laserdiode gestützt. Laut Datenblatt des Herstellers liegen sie bei 0,1ns für den VCSEL und 15 mal höher (1,5ns) für die LED. Diese Werte entsprechen Frequenzen von 10GHz und 667MHz.

Wie groß die tatsächliche Bandbreite der Übertragung ist, zeigt Abbildung 4.19. Die Bandbreite wurde mit einem HP-Spektrumsanalysator gemessen, der einen gleitenden Sinus von 100kHz bis 100MHz durchläuft und die Dämpfung des übertragenen Sinussignals zum Eingangssignal in dB aufträgt. Der Abstand der vertikalen Linien beträgt 3dB und in der Horizontalen 10MHz/div. Man erhält damit eine Bandbreite von 47,8 MHz innerhalb 3dB für die gesamte Übertragungsstrecke.

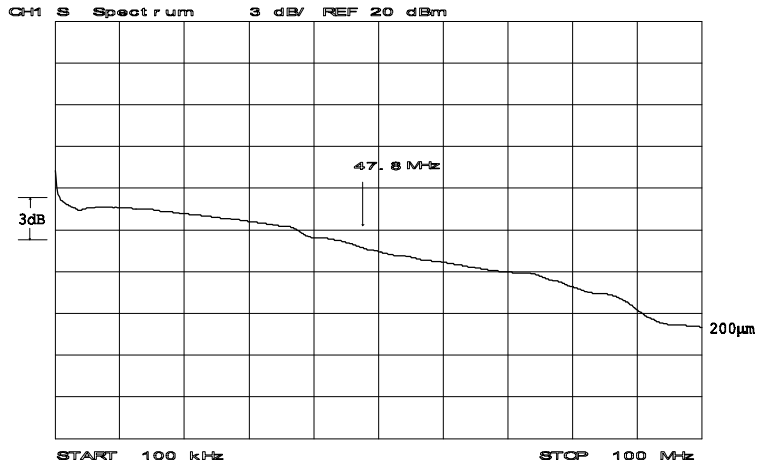

Abbildung 4.19: Bandbreitenspektrum der Übertragungsstrecke.

Die geringe Bandbreite wird nicht durch die Elektronik verursacht, da der Operationsverstärker im Sender, bei einer Verstärkung von A_V=1,2, noch eine Bandbreite von 1GHz besitzt. Auch der Empfänger, der nur mit einer Verstärkerstufe auskommt, besitzt eine höhere Bandbreite als die LED-Elektronik. Wäre die Elektronik der Verursacher für die geringe Bandbreite, so wäre dies schon im Rauschspektrum zu erkennen. Die Elektronik würde wie ein Filter wirken, der hohe Rauschanteile unterdrückt.

Mit Rechtecksignalen eines Philips Pulser (PM 5771) als Übertragungsimpuls kann dieser Effekt weiter untersucht werden. Legt man einen Rechteckimpuls auf den Eingang, dann beobachtet man mit einem Oszilloskop am Ende der Übertragung ein Bild, wie es Abbildung 4.20 zeigt.

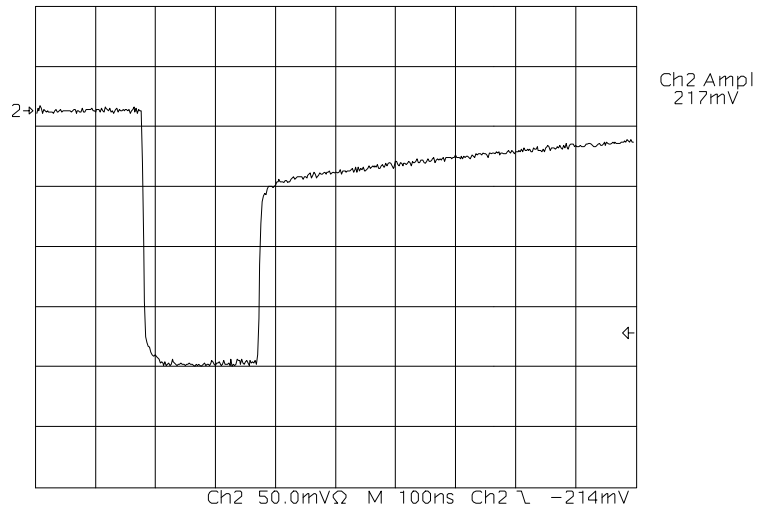

Abbildung 4.20: Oszilloskopbild eines Rechtecksignals nach der Übertragung am Ausgang des Empfängers. Die vertikale Auflösung beträgt 50mV/div und die horizontale Auflösung 100ns/div.

Der Empfängerausgang folgt dem Rechtecksignal, das eine Breite von 200ns besitzt, zuerst sehr schnell, aber beim Zurückkehren auf die Nullinie tritt, bei etwa ¼ der Pulshöhe, plötzlich eine Verlangsamung auf. Von hier aus benötigt das Signal eine Zeitkonstante von ca. 1µs, bis es zur Nullinie

zurückgekehrt ist. Es liegt die Vermutung nahe, daß die Senderelektronik den Strom durch die Laserdiode nicht exakt steuert. Abbildung 4.21 zeigt aber, daß der Laserdiodenstrom sehr genau dem Eingangssignal folgt.

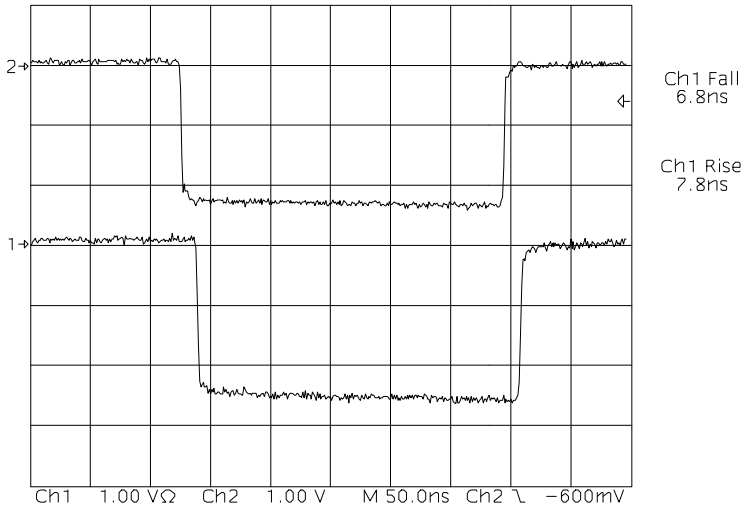

Abbildung 4.21: Oszilloskopbild mit 1V/div in der Vertikalen und 50ns/div in der Horizontalen. Kanal 2 zeigt einen Eingangspuls und Kanal 1 den Spannungsabfall über dem Stromsensierwiderstand (R4) der Senderelektronik. Das Eingangssignal besitzt eine Anstiegszeit von 7,8ns und eine Abfallszeit von 6,8ns.

Der Laserdiodenstrom zeigt demnach keinen langsamen Rückgang zur Nullinie. Erinnert man sich an die statische Übertragungskennlinie in Abbildung 4.13, die den der Nullinie entsprechenden Arbeitspunkt zeigt, dann bedeutet dies, daß sich der Arbeitspunkt die Kennlinie schnell hinauf und ebenso schnell wieder herunterbewegt. Der beobachtete Effekt läßt sich anhand dieser Kennlinie folgendermaßen beschreiben: Der Laserstrom kehrt zwar schnell zum Arbeitspunkt, der der Nullinie entspricht, zurück. Der Laser besitzt dann aber einen höheren Wirkungsgrad als vor der Auslenkung. Erst nach ca. 1µs hat er den Wirkungsgrad wieder erreicht, den er vor der Aussteuerung besaß.

Mit einem vergrößerten Wirkungsgrad läßt sich auch erklären, daß Pulsfolgen, die eine kleinere Wiederholungsrate als 1µs besitzen, keinen Pile-Up zeigen. Bei einem Pile-Up wird die Höhe des nachfolgenden Puls vergrößert, wenn er sich im abfallenden Teil seines Vorgängers befindet. Abbildung 4.22 veranschaulicht, was bei der Erhöhung der Pulswiederholungsrate beobachtet wird.

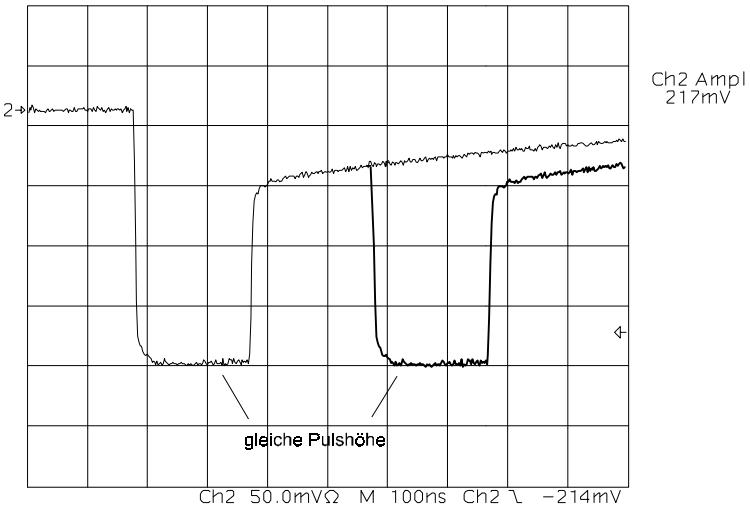

Abbildung 4.22: Oszilloskopbild zeigt keinen Pile-Up bei Erhöhung der Pulsrate.

Der langsame Abfall wird also nicht durch eine Ansammlung von Ladung verursacht, die ähnlich wie bei einem Kondensator nur langsam abfließt.

Nach diesen Überlegungen muß man sich die Frage stellen, wie die vom Hersteller angegebene Anstiegs- und Abfallszeit von 0,1ns überhaupt erreicht wird. Weitere Untersuchungen haben gezeigt, daß dies nur möglich ist, wenn der Arbeitspunkt unterhalb des Schwellenstroms liegt. Damit fällt der Laserstrom beim Zurückkehren unter den Schwellenstrom und der Laser geht dadurch aus. Die angegebenen Anstiegs- und Abfallszeiten sind also nur im Pulsbetrieb möglich. Bei einer analogen Modulation bleibt man von diesen Zeiten weit entfernt. Bei einer digitalen Datenübertragung erreicht man mit diesem VCSEL-Typ eine hohe Datenübertragungsrate, bei einer analogen Modulation ist die Bandbreite dagegen eher gering.

4.5 Direkte Fasereinkopplung

Oberflächenemittierende Laserdioden besitzen einen kreisrunden Lichtstrahl mit geringer Strahldivergenz, was sich bei einer direkten Fasereinkopplung als vorteilhaft erweist. Diese Strahleigenschaften werden mit einer seitliche Begrenzung der aktiven Zone durch Mesa-Ätzungen[25] oder durch Ionenimplantationen erreicht. Die aktive Zone wird dadurch von den umgebenen Bereichen elektrisch isoliert und man erhält eine Brechzahlabsenkung. Diese Begrenzungen können ohne Probleme kreisrund mit typischen Durchmessern zwischen 6 und 8µm erzeugt werden [Ref.11].

Wenn es möglich ist, das Licht einer Laserdiode direkt in eine Faser einzukoppeln, kann mit einem Array aus 8 Laserdioden, das mit geeigneten Steckern versehen ist, Platz auf dem Detektor gespart werden. Die Installation vieler Übertragungskanäle wird durch eine geringere Anzahl an Steckern handlicher. Damit ein 8ter Array bei einer analogen Übertragung eingesetzt werden kann, muß die 8-fach-Steckerleiste eine exakte, mechanisch stabile Faserpositionierung gewährleisten können. Wie in Abschnitt 3.5.1 gezeigt wurde, kommt es schon bei einem mit ST-Steckern konfektionierten Übertragungskanal durch mechanische Bewegung zu Intensitätsverlusten am Kontakt.

Im folgenden wird untersucht, welche Faserposition für eine direkte Einkopplung am geeignetsten ist. Dazu werden der Divergenzwinkel des Laserstrahls, die Intensität in Abhängigkeit vom Faserabstand und die Einkopplung in eine Nachbarfaser untersucht. Bei den durchgeführten Messungen wurde ein konstanter Laserstrom mit der in Abschnitt 4.1.2.1 angegebenen DC-Schaltung eingestellt, und das Licht, das von einer 50m langen HCS-Faser eingefangen wurde, von einer Siemens Photodiode (SDR 00111Z) registriert.

[25] Ätzverfahren in Richtung parallel zu den Schichtoberflächen

4.5.1 Messung des Laser-Divergenzwinkels

Die Skizze in Abbildung 4.23 zeigt die Meßanordnung, mit der die direkte Fasereinkopplung untersucht wurde. Der Abstand der gebondeten VCSELs beträgt 125µm und der 200µm Kerndurchmesser der HCS-Faser ist dazu maßstäblich eingezeichnet.

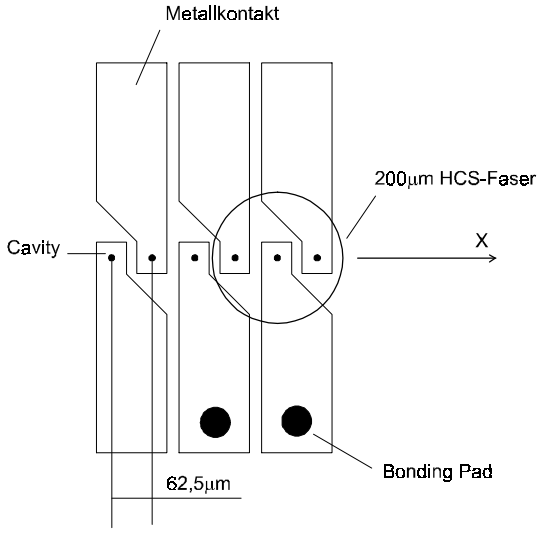

Abbildung 4.23: Direkte Positionierung einer 200µm HCS-Glasfaser.

Das Strahlprofil des VCSEL kann aufgenommen werden, indem man die Faser in einem Abstand von 2mm und einer Schrittweite von 30µm in x-Richtung über den Laser bewegt und das von ihr eingefangene Licht prozentual zum Maximalwert aufträgt. Die Faser wurde zu diesem Zweck in einer Wafer-Probe-Station aufgenommen, und die Glasabdeckung der Diode wurde entfernt. Bei dieser Messung ist zu beachten, daß der große Kerndurchmesser der Faser integrierend wirkt, und damit jeder Meßwert einem gleitenden Mittelwert entspricht. Abbildung 4.24 zeigt das Profil des Laserstrahls aus dem der Divergenzwinkel bestimmt werden kann.

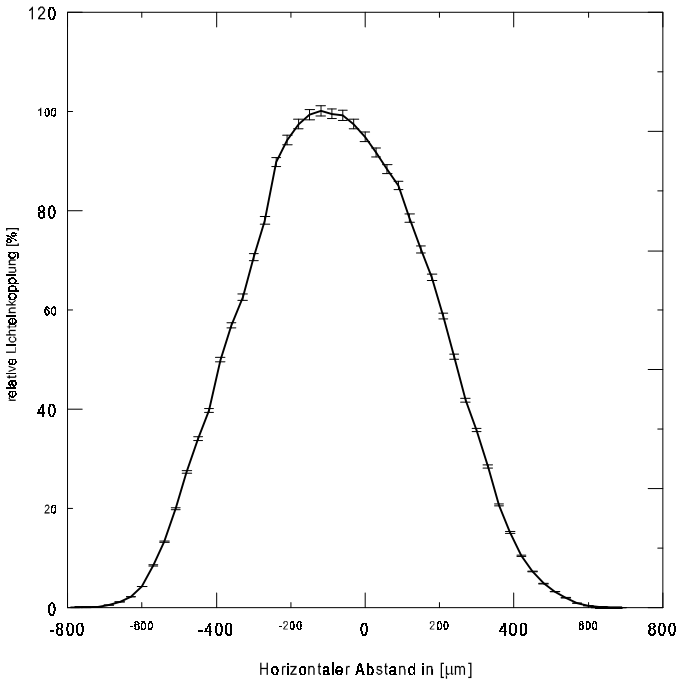

Abbildung 4.24: Prozentuale Lichteinkopplung in horizontaler x-Richtung.

Bei diesen Messungen wurde der erzeugte Photostrom mit einem Amperemeter (Fluke 8000A) gemessen und dessen Meßgenauigkeit als Grundlage für die Fehlerbalken herangezogen. Definiert man den Divergenzwinkel als Bereich, in dem 90% der Querschnittfläche liegt, dann besitzt der Lichtkegel im Abstand von 2mm einen Durchmesser von 800µm. Aus dieser Definition errechnet sich ein Winkel von 22,6°. Damit ist der Divergenzwinkel gering, im Vergleich zu typischen Werten eines elliptischen Laserstrahls von Kantenemittern, der entlang der Hauptachsen 60° und 19° beträgt.

Eine HCS-Glasfaser, die Standardwerte von 0,37 für die Numerischen Apertur besitzt, kann Licht bis zu einem Grenzwinkel von 21,7° aufnehmen. Dies bedeutet, daß ein Lichtkegel mit einem Winkel von 43,4° noch vollständig aufgenommen wird. Diese HCS-Faser kann das Laserlicht einer VCSEL-Diode, im Gegensatz zu dem Licht eines Kantenemitters, vollständig aufnehmen.

4.5.2 Lichteinkopplung in Abhängigkeit vom Faserabstand

Im folgenden werden Messungen vorgestellt, die zeigen, wieviel Licht in eine 200µm HCS-Faser eingekoppelt wird, wenn sich der Abstand zum Laser vergrößert. Diese Messungen werden anschließend mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf verglichen.

Abbildung 4.25 zeigt Messungen des Photostroms in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Faser und Laserkavität für drei verschiedene Laserströme. Ab einer Höhe von 500µm ergeben sich die Fehlerbalken aus der Genauigkeit des Amperemeters. Darunter treten zusätzliche Schwankungen des Photostroms auf, die Einfluß auf die Größe der Fehlerbalken nehmen. Dieser Effekt wird durch Lichtreflexionen aus der Faser in die Kavität verursacht und wird ausführlich in Abschnitt 4.5.4 beschrieben.

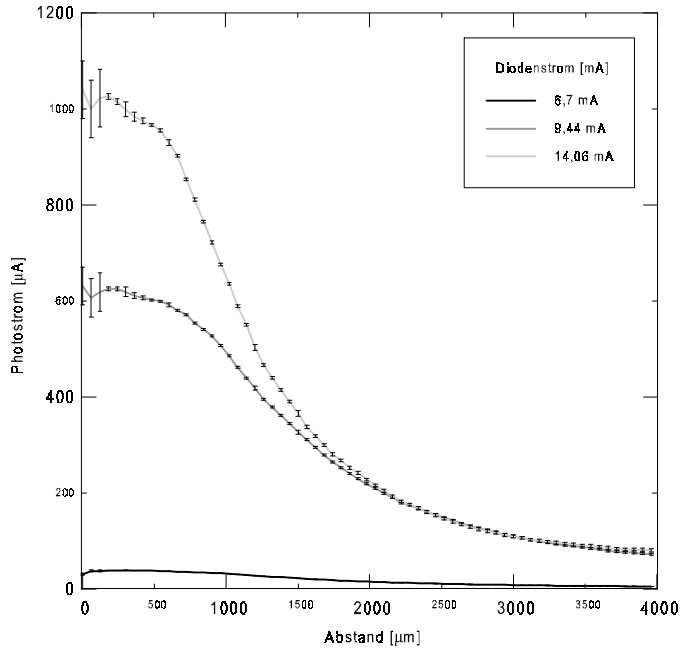

Abbildung 4.25: Lichteinkopplung längs der Faserachse.

Unterhalb von 500µm ist der Photostrom, bis auf die beobachteten Schwankungen, konstant und fällt oberhalb schnell ab. Dabei ist auffällig, daß ein Unterschied in den Meßkurven, die mit einem Laserstrom von 9,44mA und 14,06mA gemessen wurden, nur im Bereich unterhalb von 2mm besteht. Im oberen Bereich ist kein Unterschied mehr vorhanden. Dies ist ein Hinweis auf das unterschiedliche Abstrahlverhalten der Lasermoden. Mit 9,44mA liegt man im Einmodenbereich und mit 14,06mA im Zweimodenbereich. Da man um so genauer auf die Mitte des Lichtkegels schaut, je höher man über der Kavität mißt, bedeutet dies, daß die zweite Mode erst bei Abständen unterhalb von 2mm in die Faser eingekoppelt wird. Darüber schaut man nur auf die Hauptmode in der Kegelmitte.

Mit dem Divergenzwinkel des Laserstrahls kann der Abstand (h_0) der Faser über dem Laser berechnet werden, bei dem der Kegeldurchmesser gerade dem Kerndurchmesser der Faser entspricht. Bis zu dieser Höhe bleibt die eingekoppelte Lichtmenge konstant. Nimmt der Abstand weiter zu, dann verringert sich die Lichtmenge, da die Faser einen immer kleiner werdenden Teil des Kegels erfaßt. Unter der Annahme, daß die pro Raumwinkel abgestrahlte Energie $\frac{dE}{d\Omega} = \text{konstant}$ ist, die Numerische Apertur nicht über den Faserdurchmesser variiert und die Oberfläche der Faser ideal poliert ist, kann der zu erwartende Verlauf berechnet werden. Abbildung 4.26 zeigt die bei der Berechnung verwendeten Bezeichnungen.

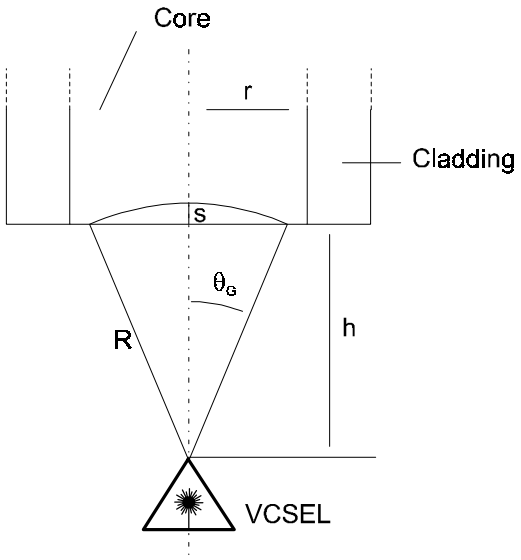

Abbildung 4.26: Benennung der Variablen, wie sie für die Berechnung der Lichteinkopplung längs der Faserachse benutzt werden. θ_G ist der Winkel unter dem Licht in die Faser einfällt. Solange $h<h_0$ ist, beträgt θ_G die Hälfte des Divergenzwinkels.

Aus $\tan(\Theta_G) = \frac{r}{h_0}$ erhält man einen Wert 500µm für h_0. Bis zu dieser Höhe bleibt der Raumwinkel konstant und ist nur durch den Divergenzwinkel bestimmt. Die Lichtenergie, die von der Faser aufgenommen wird, erhält man aus dem von ihr überdeckten Raumwinkel $\Omega(h) = \frac{A}{R^2}$. Dabei gibt $A = 2\pi \cdot R \cdot s$ die Oberfläche einer Kugelkappe an. Mit den in Abbildung 4.26 angegebenen Zusammenhängen erhält man für den überdeckten Raumwinkel, in Abhängigkeit von der Höhe, folgende Gleichung:

$$\Omega(h) = \frac{A}{R^2} = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}}\right). \tag{4.2}$$

Diese Funktion ist in Abbildung 4.27 im Vergleich zu einer Messung bei einem Laserstrom von 14,06mA aufgetragen.

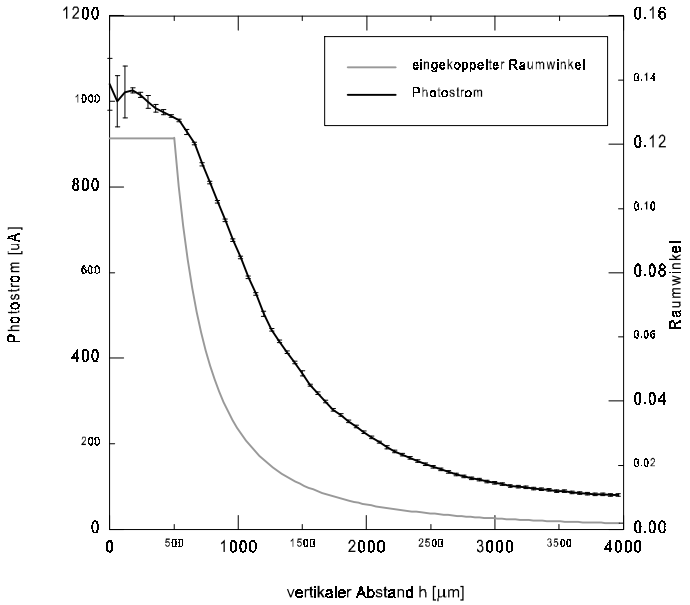

Abbildung 4.27: Vergleich zwischen theoretischem Verlauf des überdeckten Raumwinkels und einer Messung des Photodiodenstroms bei 14,06mA. Der berechnete Raumwinkel und der gemessene Photostrom entsprechen jeweils, bis auf einen konstanten Faktor, der abgestrahlten Lichtenergie.

Dieser Vergleich zeigt, daß in größeren Abstanden mehr Licht eingekoppelt wird, als man aus der Berechnung erwarten würde. Dieser Unterschied folgt aus der Annahme, daß die pro Raumwinkel abgestrahlte Lichtenergie konstant ist. Abbildung 4.24 zeigt aber gerade, daß diese Annahme eine starke Vereinfachung ist. Eine gute Übereinstimmung liefert die Berechnung für den Bereich, innerhalb dessen das gesamte Laserlicht von der Faser aufgenommen wird. Nach diesen Überlegungen sollte eine 200µm Faser einen Abstand von 500µm nicht überschreiten.

4.5.3 Übersprechen in benachbarte Übertragungskanäle

Bei der Bestimmung der optimalen Faserposition interessiert die Frage, wieviel Streulicht einer benachbarten Laserdiode eingefangen wird. Der Abstand der Faser vom Substrat darf höchstens so groß werden, daß der Anteil von Streulicht nur 0,39% beträgt. Damit liegt er unterhalb 1LSB, wenn ein Dynamischer Bereich von 8Bit zugrunde gelegt wird. Da der Abstand der gebondeten Laserdioden nur 125µm beträgt, kann ein Array nur mit Fasern, die einen Durchmesser von 100µm besitzen, aufgebaut werden. Abbildung 4.23 zeigt, daß der Rand einer 200µm Faser der Nachbardiode bis auf 25µm nahe kommt. Aus diesem Grund wurde das Übersprechen mit zwei verschiedenen Faserpositionen gemessen. Im ersten Fall ist die Faser direkt über der Kavität zentriert, im zweiten Fall wurde sie in x-Richtung soweit verschoben, bis die Faserkante zwischen beiden Dioden liegt. Die zweite Messung entspricht somit ungefähr der Position, die eine 100µm Faser einnehmen würde. Abbildung 4.28 zeigt Messungen beider Fälle. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Meßgenauigkeit des Amperemeters, mit dem der Photodiodenstrom gemessen wurde.

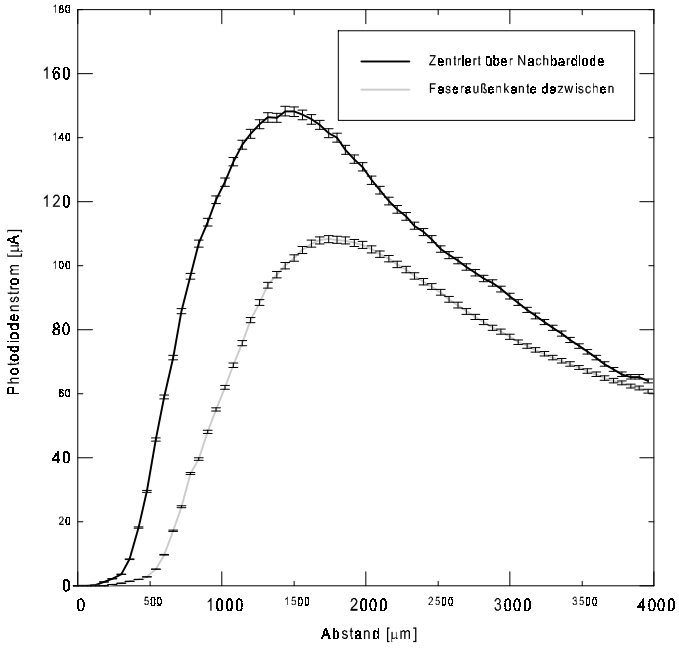

Abbildung 4.28: Übersprechen für zwei verschiedene Faserpositionen in Abhänigkeit vom Faserabstand.

Die Einkopplung von Streulicht nimmt erst langsam zu, steigt dann bei 500µm steil an und erreicht, je nach horizontalem Abstand, ein Maximum zwischen 1,4 bis 1,8mm. Von hier ab fällt das Streulicht, aufgrund des immer kleiner werdenden Raumwinkels, wieder ab. In der Prozentdarstellung, die Abbildung 4.29 zeigt, wird der Anteil an Streulicht relativ zu der in Abschnitt 4.5.2 gemessenen Lichtmenge berechnet.

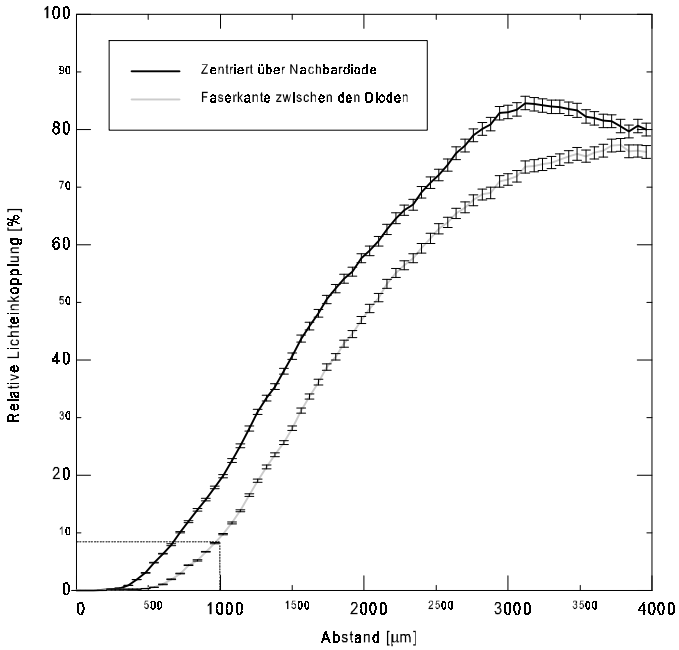

Abbildung 4.29: Relative Lichteinkopplung für zwei verschiedene horizontale Faserpositionen in Abhängigkeit von der Faserhöhe.

In dieser Darstellung steigt das Streulicht bis auf ca. 80% an. Nur bei kleinen Abständen wird der Anteil an Streulicht gering. Damit der Bereich, in dem der Anteil unter die 1LSB-Grenze von 0,39% fällt, besser zu erkennen ist, wird der punktierte Bereich aus Abbildung 4.29 in Abbildung 4.30 vergrößert dargestellt.

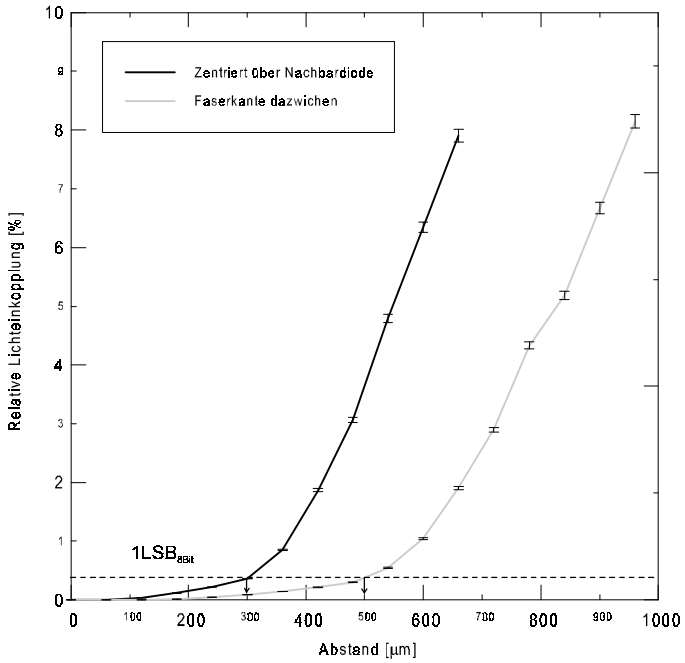

Abbildung 4.30: Darstellung der 1LSB-Grenze für einen Dynamischen Bereich von 8Bit.

Für eine $1LSB_{8Bit}$ Grenze darf der Faserabstand einer 200µm Faser nur bis zu 300µm betragen, wenn sie, wie im ersten Fall, über der Kavität zentriert wurde und nur bis zu 500µm, wenn sich die Faserkante zwischen den Dioden befindet. Es ist natürlich möglich, durch eine geeignete Faseraufnahme die VCSELs untereinander baulich zu trennen und dadurch ein Übersprechen in einen Nachbarkanal zu vermeiden.

4.5.4 Amplitudenschwankung durch Lichtrückkopplung

Die bisherigen Überlegungen ergaben nur einen maximalen Faserabstand. Es mag vielleicht etwas verwundern, daß es aber auch einen minimalen Abstand gibt. Bei der Benennung der Fehlerbalken in Abbildung 4.25 wurde bereits erwähnt, daß Schwankungen im Photodiodenstrom unterhalb von 500µm zusätzlich die Messungen verschlechtern. Diese Schwankungen werden auch bei der dynamischen Übertragung beobachtet. Dazu wird die Laserdiode mit der dynamischen Senderschaltung im Arbeitspunkt betrieben (siehe Abschnitt 4.1.2). Die Empfängerschaltung konvertiert den Photostrom in eine Ausgangsspannung. Mit einem Oszilloskop können diese Spannungsschwankungen des Empfängerausgangs beobachtet werden. Sie liegen im Frequenzbereich bis zu 500Hz und können Amplituden bis zu 200mV erreichen. In Abbildung 4.31 ist ein Oszilloskopbild gezeigt, bei dessen Aufnahme sich die Faser in einem Abstand von ca. 10µm über der Laserkavität befand.

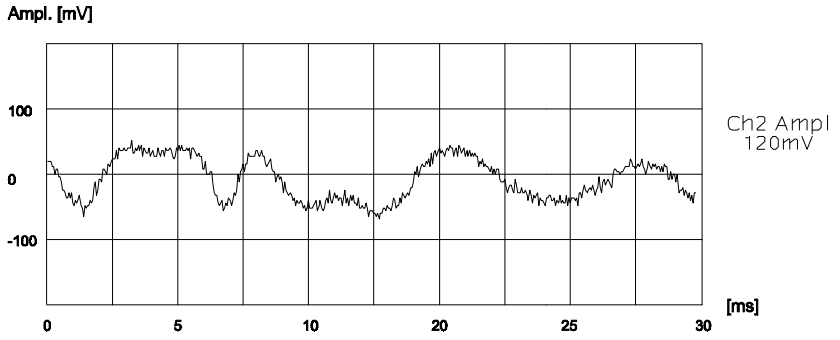

Abbildung 4.31: Oszilloskopbild der Spannungsschwankungen am Empfänger, wie sie bei einem Faserabstand von ca. 10µm über der Kavität auftreten.

Diese Schwankungen werden nicht durch niederfrequente Schwingungen verursacht, sie erscheinen vielmehr völlig zufällig. Bewegt man die Faser in horizontaler x-Richtung, so beobachtet man abwechselnd eine Zu- und Abnahme der Amplitude. Stellen, an denen die Schwankungen völlig verschwinden, treten aber erst bei größeren Abständen auf. Kann die Faser mit einer Genauigkeit von 1µm positioniert werden, dann findet man oberhalb von 300µm Stellen, bei denen keine Schwankungen mehr beobachtet werden. Erst wenn sich die Faser in einem ausreichend großen Abstand (oberhalb von 800µm) befindet, treten überhaupt keine Schwankungen mehr auf. Die Ursache für diesen Effekt ist Licht, welches von außen in die Laserkavität zurückreflektiert wird. Das Laserlicht wird entweder gleich an der Faseroberfläche reflektiert oder es koppelt zunächst in die Faser ein, wird am Empfängerende reflektiert und fällt schließlich wieder in die Kavität zurück. Da das Faserende nie völlig eben poliert sein kann, gibt es Stellen auf der Oberfläche, die einen unterschiedlichen Winkel zueinander besitzen. Ähnlich wie kleine Spiegel reflektieren sie, wenn sich die Faser über den Laser bewegt, das Licht in verschiedene Richtungen. Dadurch können Faserstellen gefunden werden, an denen der Anteil des reflektierten Lichts, welches in die im Durchmesser nur 6 bis 8µm große Kavität fällt, gering ist. Das rückgekoppelte Licht besitzt natürlich die gleiche Wellenlänge und stimuliert, infolge der Schwingungen des elektromagnetischen Feldes, weitere Elektronen zur Abstrahlung. Damit verändert sich die Verstärkungskurve des Lasers und die Lichtintensität erhöht sich.

Die Amplitudenschwankungen legen nicht nur den optimalen Faserabstand auf 500µm fest, sondern sie haben auch einen Einfluß auf den Dynamischen Bereich, da sie ca. 50 mal so groß sind wie die rms-Rauschspannung der Übertragungsstrecke (3,737mV). Deshalb müssen diese Schwankungen bei einer zuverlässig arbeitenden analog optischen Übertragung mit VCSEL-Laserdioden ausgeschlossen werden, es sei denn, man verzichtet auf die Möglichkeit, auch Gleichspannungen übertragen zu können. Eine AC-Kopplung könnte in diesem Fall niederfrequente Spannungsschwankungen durch einen Hochpaß herausfiltern.

Es gibt zwei Möglichkeiten, diese Schwankungen zu vermeiden. Erstens können Streulinsen am Faserende angebracht werden, die das in die Kavität reflektierte Licht stark verringern. Dies kann bei der Herstellung erreicht werden, indem das Faserende angeschmolzen wird. Zweitens kann dies durch eine exakte Faserpositionierung erreicht werden, indem eine Position mit geringem Einfluß aufgesucht wird. Dort muß die Faser fest justiert werden, da auch Schwingungen (z.B. Schall) wie von einem Mikrofon über diese Rückkopplung in Amplitudenschwankungen umgewandelt werden. Die Faser darf deshalb keine Bewegungsfreiheit besitzen und sollte am besten mit der Laserdiode verklebt werden. In diesem Fall könnte ein elektrischer Steckkontakt den optischen Kontakt ersetzen. Das Laserdioden-Array wäre im Stecker integriert und würde dann über die Kathoden- und Anodenanschlüsse auf die Senderelektronik gesteckt werden.

Abbildung 4.32 zeigt die Auswirkungen der niederfrequenten Spannungsschwankungen auf ein Rechtecksignal. Dazu wird eine Darstellung gewählt, die nur den jeweils maximalen und minimalen Meßwert aus einer Speicherstelle des Oszilloskops aufträgt (*envelope*).

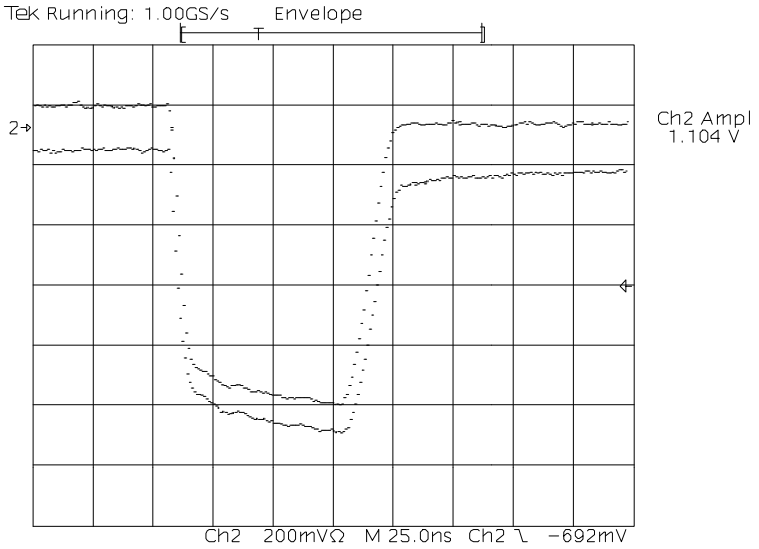

Abbildung 4.32: Hüllenkurve (*envelope*) eines Rechtecksignals. Aufgenommen mit einem Tektronix Oszilloskop.

Die Amplitudenschwankungen bei diesem Faserabstand betragen auf der Nullinie (*base line*) ca. 80mV. Auf dem Puls wird die Hüllenkurve kleiner und beträgt nur noch ca. 50mV. Am Pulsende, wo das Signal erst langsam wieder zur Nullinie zurückkehrt, sind es ca. 100mV. Damit zeigt die Darstellung als Hüllenkurve, daß der Laser bei höheren Stromstärken unempfindlicher gegen rückgestreutes Licht wird. Bei einem Laserstrom von 10.8mA, dies entspricht einer Ausgangsspannung von 1.1V, nehmen die Amplitudenschwankungen um ca. 35% gegenüber dem Arbeitspunkt ab.

5 Strahlungstests mit Gammastrahlung

Am LHC gibt es hauptsächlich drei Strahlenquellen: Erstens die Teilchenproduktion im Wechselwirkungspunkt, zweitens Verluste aus dem Protonenstrahl, die in der Wand des strahlführenden Vakuumrohres wechselwierken, und drittens Strahl-Restgas Wechselwirkungen. Dabei dominiert der Beitrag aus Proton-Proton Stößen im Wechselwirkungspunkt. Wenn hochenergetische Teilchen aus dem Wechselwirkungspunkt in Materie eindringen, entsteht ein Schauer aus Sekundärteilchen. Ist das Material dick genug, setzt sich der Schauer solange fort, bis die meisten geladenen Teilchen absorbiert sind. Die übriggeblieben Teilchen sind überwiegend Neutronen und Photonen sowie Elektronen aus elektromagnetischen Schauern. Diese Neutronen, und zu einem kleineren Teil auch Photonen, werden vielfach gestreut, bis sie von Kernen eingefangen werden.

Mit einem Programm, das pp-Wechselwirkungen und die Bewegung sowie das Schauern von Sekundärteilchen simulieren kann, sind Strahlungsfeldverteilungen erstellt worden, die stabile und gut verstandene Ergebnisse liefern [Ref.1]. Aus diesen Simulationen ergibt sich eine maximale jährliche Energiedosis von 25Gy/Jahr im Bereich zwischen den hadronischen Kalorimetern (*barrel und extended barrel tile calorimeter*; siehe Abbildung 1.4) In diesem Bereich soll die Senderelektronik untergebracht werden. Diese Energiedosis entspricht einer equivalenten 1MeV Neutronenstrahlung von $1{,}0 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} pro Jahr. Diese Strahlenbelastung ist im Vergleich zu der am inneren Spurdetektor herrschenden gering, aber noch stark genug, um empfindliche Elektronik massiv zu beschädigen.

Strahlenschäden im Halbleitermaterial verringern die Lichtintensität sowohl bei einer LED als auch bei Halbleiterlasern. Wie stark die Schäden im Halbleitermaterial sind, hängt nicht nur von der Bestrahlungsstärke, sondern vor allem von der Strahlenart ab. Neutronen verursachen aufgrund ihrer Masse und Größe mehr Defekte in der Kristallstruktur (z.B. Leerstellen oder Zwichengitteratome) als Photonen, indem sie Atome aus dem geordneten Gitterverband herausschlagen. Die Bandstruktur des Halbleiters wird dadurch verändert und somit die Emission von Licht reduziert. Durch thermische Bewegung ist es möglich, daß diese Defekte durch den Festkörper wandern und somit Strahlenschäden „ausheilen“ können. Betreibt man Leuchtdioden nach der Bestrahlung, können Defekte aufgrund der erhöhten Temperatur schneller ausheilen als im ausgeschalteten Zustand.

Strahlenmessungen mit 1MeV Neutonen an Honeywell LEDs (HFE 4050) und an VCSELs haben gezeigt, daß bei 10^{15} Neutronen pro cm^2 die Lichtintensität von LEDs auf 20% zurückgeht, bei VCSELs nur auf 90% [Ref. 2]. Dieser Effekt ist aber nicht ohne weiteres zu verstehen, denn VCSELs bestehen ja prinzipiell ebenfalls aus einer LED und zusätzlich noch aus einem Resonator. Schäden, die sich bei LEDs bemerkbar machen, sollten deshalb ebenso bei VCSELs auftreten. Denkbar wäre allerdings, daß die stimulierte Emission unempfindlicher auf Gitterdefekte reagiert als die spontane Emission.

Im folgenden sollen Messungen mit Gammastrahlen einer Cäsium-137 Quelle vorgestellt werden, die zeigen sollen, ob das Strahlungsniveau, das am Ort des Senders vorliegt, die Lichtintensität von LED und VCSEL beeinträchtigen kann.

5.1 Intensitätsabnahme bei LED und VCSEL

Für die Messung der Intensitätsabnahme dient Cäsium-137, das als Gammastrahlenquelle in einer Bestrahlungsanlage (OB29/4) der Kopfklinik Heidelberg eingesetzt wird. Das Bestrahlungsgerät wird zur Bestrahlung von Blutkomponenten verwendet. Es arbeitet mit einem oszillierenden radioaktiven Strahler, damit eine optimierte Homogenität über das Bestrahlungsvolumen erreicht wird. Insgesamt wurden sechs Meßwerte mit einer Energiedosis von je 500Gy aufgenommen. Dies entspricht einer Gesamtdosis von 3000Gy oder 300000Rad (1Gy=100Rad).

Während der Bestrahlung mit Photonen ist die untersuchte LED mit einem konstanten Biasstrom von 16,6mA und die VCSEL mit 7,5mA betrieben worden. Dies entspricht dem Strom im Arbeitspunkt, den die entsprechende Senderelektronik einstellen würde. Die Elektronik selbst wurde bei den Tests nicht mitbestrahlt, damit Schäden an der Elektronik die Messung nicht beeinflussen können.

Die Abnahme der Intensität durch die Bestrahlung könnte prinzipiell bei jeder beliebigen Stromstärke gemessen werden. Dazu müßte der Diodenstrom für jede neue Messung exakt auf denselben Wert wie vor der Bestrahlung eingestellt werden. Gerade bei einer Laserdiode müßte diese Einstellung aufgrund der kleinen Stromskala besonders genau erfolgen. Deshalb erzielt man ein genaueres Ergebnis, wenn nach jeder Bestrahlung die vollständige Übertragungskennlinie gemessen wird. Die relative Abnahme der Steigung ist dann ein Maß für die Intensitätsabnahme.

Für die LED ist die vollständige dynamische, für die VCSEL-Diode nur die statische Kennlinie aufgenommen worden. Für eine dynamische Kennlinie der VCSEL-Diode besteht kein reproduzierbarer Versuchsaufbau, da es mit einer Wafer-Probe-Station nicht möglich ist, nach jeder Bestrahlung die gleiche Faserposition anzufahren. Der statische Versuchsaufbau mit einer großflächigen Photodiode (Hamamtsu S5226-8BQ 3B), die direkt über dem Laser justiert wird und das gesamte Laserlicht auffängt, ist dafür besser geeignet.

Abbildung 5.1 zeigt die Abnahme der Steigung bei der LED-Übertragungskennlinie. Für die Berechnung der Steigung wurde eine Ausgleichsrechnung im Eingangsspannungsbereich von 96mV bis 2,102V durchgeführt. In diesem Bereich liegen 72 Meßwerte. Die angegebenen Fehlerbalken geben die durch die ST-Steckverbindung verursachten relativen Intensitätsschwankungen aus Abschnitt 3.5.1 wieder.

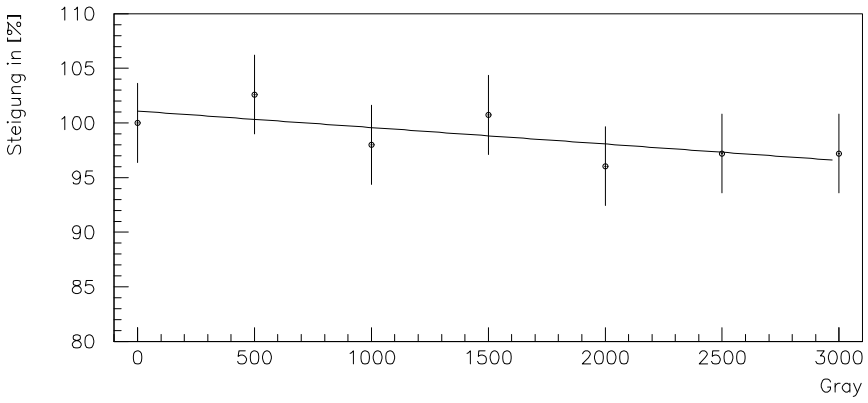

Abbildung 5.1: Veränderung der Steigung der dynamischen LED-Übertragungskennlinie (siehe Abbildung 3.9) durch Bestrahlung mit Gammastrahlen einer Cäsium-137 Quelle in Schritten von 500Gy. Geeicht wurde mit der ersten unbestrahlten Messung.

Eine Ausgleichsrechnung durch die Meßpunkte ergibt eine Intensitätsabnahme von -1,51% pro 1000Gy. Mit einem Strahlungsniveau von 25/Gy errechnet sich bei einer Betriebszeit von 10 Jahren eine Intensitätsabnahme von 0,378%. Dieser Wert ist kleiner als 1LSB (0,39%) bei einem Dynamischen Bereich von 8Bit.

Abbildung 5.2 zeigt die Steigung der VCSEL-Übertragungskennlinie. Für die Steigung wurde eine Ausgleichsrechnung im VCSEL-Strombereich von 7,1mA bis 9,9mA durchgeführt, in welchem 10 Meßwerte liegen.

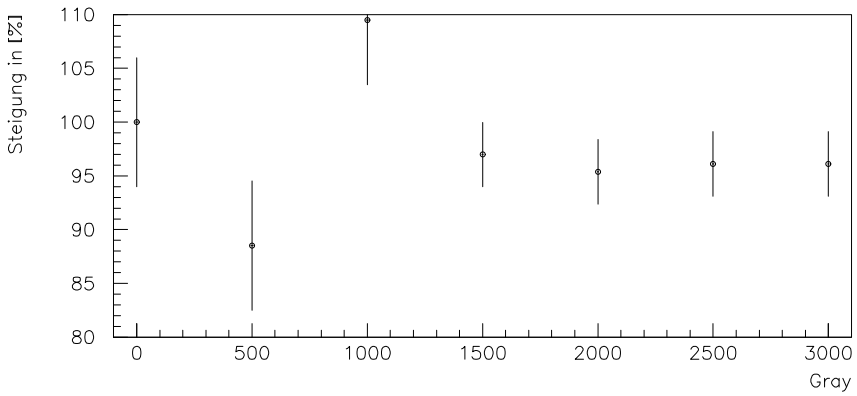

Abbildung 5.2: Veränderung der Steigung der statischen VCSEL-Übertragungskennlinie (siehe Abbildung 4.9) durch Bestrahlung mit Gammastrahlen einer Cäsium-137 Quelle in Schritten von 500Gy. Geeicht wurde mit der ersten unbestrahlten Messung.

Bei den ersten drei Messungen wurde die Photodiode von Hand über dem Laser zentriert. Bei den nachfolgenden vier Messungen erfolgte die Justierung auf einer optischen Bank mit einer Mikrometerschraube. Aus der Genauigkeit der Zentrierung ergibt sich eine Abschätzung für die Fehlerbalken. Sie betragen ±6% bei den ersten drei, und ±3% bei den letzten vier Messungen. Aufgrund der Größe der Fehlerbalken und der Lage der Meßwerte kann mit einer Ausgleichsgeraden keine zuverlässige Aussage über eine Intensitätsabnahme gemacht werden. Anhand der letzten drei Meßwerte, die beinahe denselben Wert besitzen, kann aber angenommen werden, daß die Intensität nicht stärker als die der LED-Übertragung abgenommen hat.

Beträgt die maximale jährliche Energiedosis im Bereich zwischen dem mittleren und dem erweiterten hadronischen Kalorimeter nur 25Gy/Jahr, dann kann sowohl mit einer LED-Übertragung als auch mit einer VCSEL-Übertragung von einem Intensitätsverlust von weniger als $1LSB_{8Bit}$ ausgegangen werden.

6 Messungen im Teststrahl

Mit Testmessungen im Labor, wie sie in Kapitel 3 beschrieben wurden, hat man ideale Voraussetzungen, um elektronische Schaltungen zu entwickeln, zu optimieren und zu betreiben. Im Labor stehen exakte Meßgeräte zur Verfügung, und die Umgebungseinflüsse, zum Beispiel elektromagnetische Störfelder, sind gering und beeinflussen die Messungen nur wenig. Damit ein Vergleich mit anderen Übertragungsstrecken geführt werden kann, sind diese exakten Meßmethoden unumgänglich. Will man zeigen, daß eine analog optische Übertragung auch als ein Teil des Experimentes seine Aufgabe erfüllt, sind ergänzende Messungen im Teststrahl notwendig. Dort herrschen die gleichen Bedingungen wie im Experiment, z.B. echte Liquid-Argon Kalorimetersignale und ähnliche elektromagnetische Störfelder.

Im folgenden wird die Übertragung von echten Liquid-Argon Kalorimetersignalen untersucht. Die Signale werden einmal analog optisch mit einem LED-System und einmal analog elektrisch mit BNC-Kabel (RG58) übertragen. Im Anschluß daran wird das von einem 8Bit FADC digitalisierte Rauschen der Nullinie analysiert.

6.1 Teststrahl Konfiguration

Abbildung 6.1 zeigt den schematischen Meßaufbau wie er im Teststrahl verwendet wurde. Ein Prototyp des elektromagnetischen Liquid-Argon Kalorimeters wird mit auf 200GeV beschleunigten Elektronen beschossen. Die Shapersignale werden im Trigger-Tower-Builder summiert und anschließend mit einem Fanout in vier identische Signale aufgesplittet. Der erste Kanal wird optisch über eine 80m lange und 100µ dicke Gradientenfaser übertragen. Als Sender und Empfänger wird dabei das in Kapitel 3 beschriebene LED-System verwendet. Als Vergleich dienen drei identische elektrische BNC-Kabel (RG58), die das Signal aber nur über 20m zum FADC übertragen. Ein 8Bit FADC (AD 9012) mit 40MHz Takt digitalisiert alle vier Kanäle. Die digitalen Daten wurden über einen VME-Bus ausgelesen und gespeichert. Damit das Pulsmaximum der optischen Übertragung eine ähnliche Höhe wie die elektrische Übertragung besitzt, ist zusätzlich ein 2dB Dämpfungsglied dem optischen FADC-Kanal vorgeschaltet.

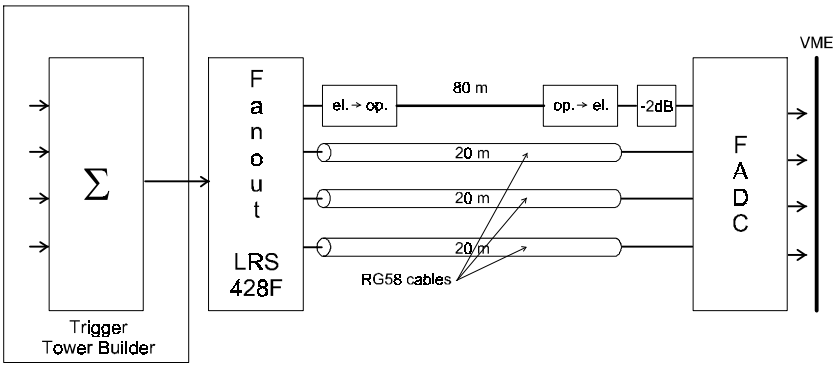

Abbildung 6.1: Testbeam Konfiguration für einen Vergleich zwischen elektrischer (20m) und optischer (80m) Übertragung.

Für Auswertearbeiten stehen lediglich die vier digitalisierten FADC-Signale zur Verfügung, das tatsächlich übertragene Signal wird nicht vermessen. Ein direkter Vergleich zwischen Eingangssignal und Ausgangssignal, wie er bisher bei Linearitätsmessungen möglich war, kann nicht als Kriterium herangezogen werden. Es kann nur ein Vergleich der vier FADC-Kanäle untereinander stattfinden.

Die Abbildung 6.2 zeigt a) einen elektrisch übertragenen Puls und b) das gleiche Ereignis analog optisch übertragen. Gut zu sehen sind fünf Digitalisierungsstufen (*samples*) auf dem Puls und ein Offset von 30 FADC-Kanälen (DAC[26]). Der DAC-Offset ermöglicht die Übertragung des bipolaren Unterschwingers. Die Zeitverschiebung zwischen optischer und elektrischer Übertragung wird, aufgrund der unterschiedlichen Kabellänge, durch die Auslesesoftware in 25ns Schritten korrigiert. Unterschiedlich lange Anschlußkabel für den FADC ermöglichen einen Feinabgleich von bis zu 3ns, so daß die Digitalisierungsstufen am elektrischen Puls nahezu die gleichen sind wie am optischen.

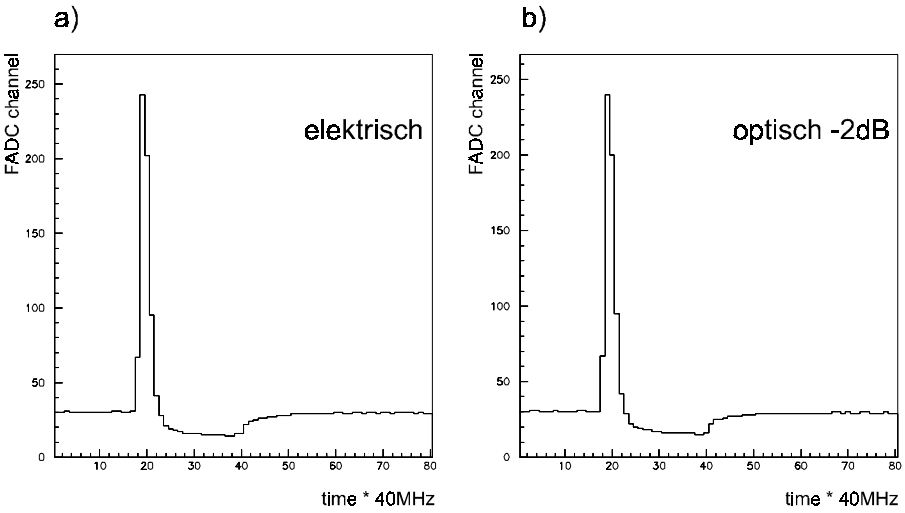

Abbildung 6.2: Digitalisierte Shaperpulse des mit 40MHz getakteten 8Bit FADCs. a) zeigt einen elektrischen und b) den um 2dB gedämpften optischen Kanal für 200GeV Elektronen.

Abbildung 6.3 zeigt das Energiespektrum der registrierten Teilchen. In dieser Abbildung ist das optische Pulsmaximum in ein Histogramm eingetragen. Der 200GeV Elektronenpeak liegt bei einem FADC-Wert von 200. Bei kleineren Energien (170GeV) liegt ein weiterer Elektronenpeak, den man aus einem anderen Kalorimeterbereich erhält. Seine Energie erscheint kleiner, da bei den Vorverstärkern eine geringere Verstärkung gewählt wurde. Dies hat den Vorteil, daß die Kennlinie der optischen Übertragung nicht nur an einer Stelle im Bereich von 200GeV, sondern auch bis zu 150GeV mit der elektrischen verglichen werden kann. Der Untergrund unterhalb von 150GeV, der aus $\pi^{\pm}$ und Rauschen besteht, wird beim Vergleich nicht mitberücksichtigt.

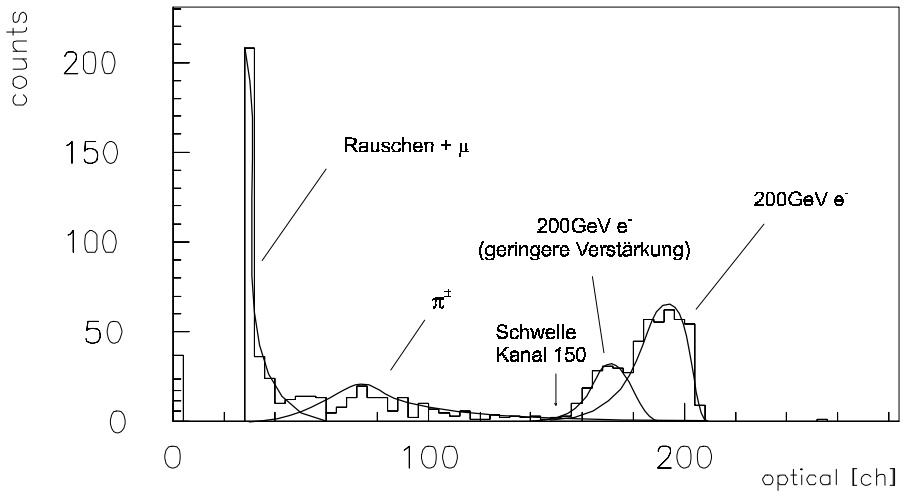

Abbildung 6.3: Energiespektrum der im Kalorimeter registrierten Teilchen.

[26] **D**igital-to-**A**nalog-**C**onverter ermöglicht eine Nullinienverschiebung

6.2 Vergleich zwischen optischer und elektrischer Übertragung

Ein Vergleich zwischen optischer und elektrischer Übertragung muß mit dem Pulsmaximum durchgeführt werden, da lediglich die Höhe des Pulses an den Level-1-Trigger weitergeleitet wird. Ein Vergleichskriterium ist die Differenz der Maxima. Sie gibt an, wie stark sich die Kanäle unterscheiden. Da die optische Strecke einen Verstärkungsfaktor größer als eins besitzt, wird die Differenz bei hohen Pulsen größer sein als bei kleinen Pulsen. Die 2dB Dämpfung ist zu ungenau, um die Verstärkung der elektrischen Übertragung anzupassen. Deshalb muß vor der Differenzbildung die genaue Verstärkung bestimmt werden, indem man jedes optische Maximum durch das entsprechende elektrische dividiert. Abbildung 6.4 zeigt die Berechnung der optischen Verstärkung, aus der man eine mittlere Verstärkung von 1,057 erhält.

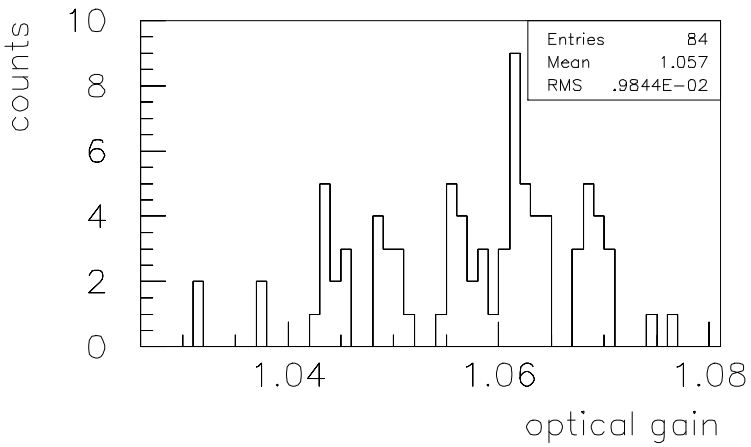

Abbildung 6.4: Berechnung des optischen Verstärkungsfaktors.

Bei der Differenzbildung ist ein weiterer Punkt zu beachten: Der Takt der FADC-Clock läuft völlig unabhängig vom Ereigniszeitpunkt, weshalb beim Digitalisieren nicht immer genau das Maximum getroffen wird. Es existiert eine Phasenverschiebung zwischen den Digitalisierungsstufen und dem Pulsmaximum von bis zu 25ns. Innerhalb dieser 25ns, die der FADC-Kanalbreite entspricht, kann der höchste FADC-Wert genau auf dem tatsächlichen Pulsmaximum, vor ihm oder dahinter liegen. Der Ereigniszeitpunkt wird mit einem Strahl-Trigger (Szintillator) bestimmt. Er registriert, zu welchen Zeitpunkt ein Teilchen in das Kalorimeter eintritt mit einer Genauigkeit von 250ps.

Abbildung 6.5 zeigt die Abhängigkeit der Pulshöhe von der Phasenlage (*timeslice*). Aus diesem Diagramm ist zu erkennen, daß das exakte Maximum nur getroffen werden kann, wenn man Werte um 75 bis 90 für die Timeslice auswählt. In den anderen Bereichen ist das Maximum geringer. Die maximale Energie von 200GeV tritt im Bereich von 90 bis 175 nicht auf.

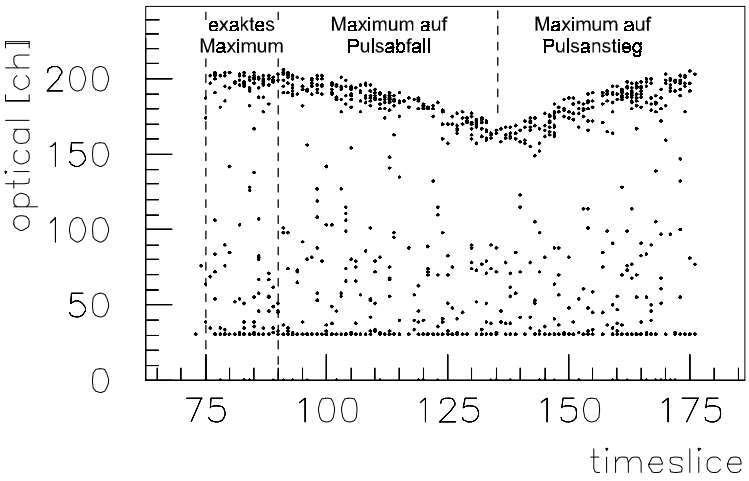

Abbildung 6.5: Einfluß der Phasenlage (zwischen FADC-Clock und dem Ereigniszeitpunkt) auf das digitalisierte Maximum für den optischen Kanal.

Dieses Diagramm kann auch so verstanden werden, daß von kleinen Timeslice-Werten zu großen der Samplepunkt vom tatsächlichen Pulsmaximum aus nach rechts wandert und dadurch kleiner wird. Gleichzeitig wandert die Samplestelle die 25ns vorher, auf der Anstiegsflanke des Pulses liegt, hinauf. Bei einem Wert von 135 für die Timeslice hat der Samplepunkt auf der Pulsflanke die gleiche Höhe erreicht. Ab 135 gibt er das Maximum an, bis er es bei Werten von 175 (bzw. 75) bis 90 ebenfalls genau trifft. Dadurch wird der Pulsverlauf um das Maximum mit einer Breite von 25ns abgetastet.

Wählt man eine feste Phasenlage zwischen Ereigniszeitpunkt und FADC-Clock aus, ist man in der Lage, nur Ereignisse zur Berechnung auszuwählen, die genau das Maximum digitalisiert haben. In diesem Bereich muß für die elektrische und für die optische Übertragung das Maximum liegen, sonst vergrößert sich die Differenz der Maxima je nach Timeslice-Wert.

Die Daten, die einen Vergleich zwischen elektrischer und optischer Übertragung zulassen, sind in Abbildung 6.6 in Form einer Korrelation aufgetragen.

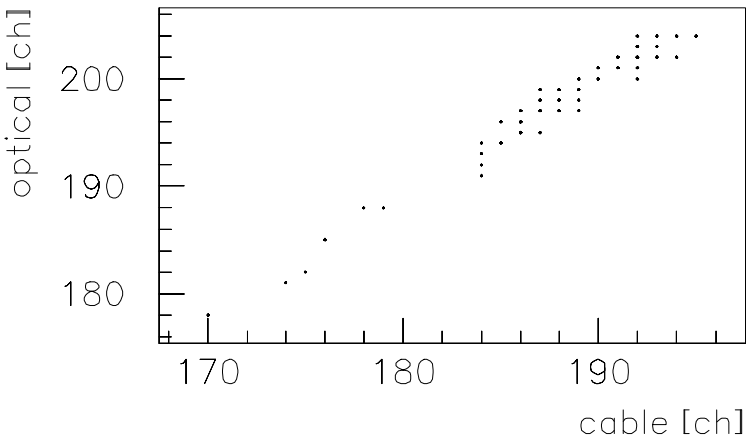

Abbildung 6.6: Korrelation zwischen elektrischer und optischer Übertragung. Die verwendeten Elektronenenergien wurden auf den Bereich von 150 bis 250GeV eingeschränkt und ein Timeslice-Bereich von 75 bis 90 (Δt = 3,75 ns) ausgewählt.

Aus den in Abbildung 6.6 dargestellten Daten errechnet sich für die Differenz, unter Berücksichtigung der optischen Steigung von 1.057, ein rms-Wert von 1,087 FADC-Werten. Dies entspricht einem Unterschied von 10,87 mV und 1,087GeV. Abbildung 6.7 zeigt das Histogramm, welches die berechneten Differenzen enthält.

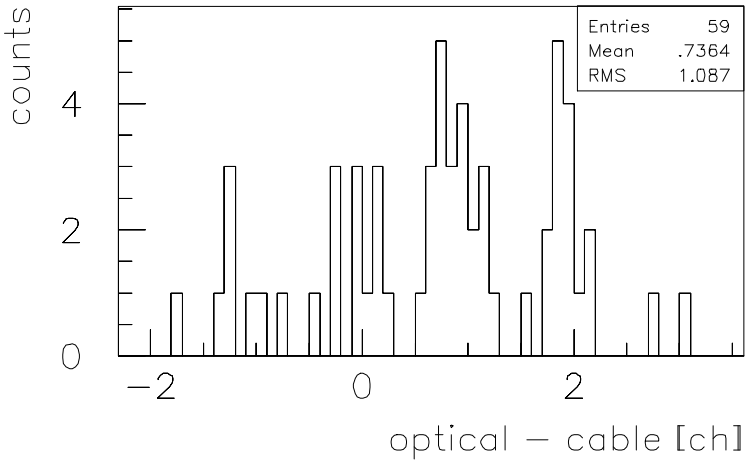

Abbildung 6.7: Histogrammdarstellung der Differenz von elektrischer zu optischer Übertragung. Der Unterschied beträgt bei einer Standardabweichung 1,087GeV.

Durch die Beschränkung der Timeslice-Werte auf den Bereich zwischen 75 und 90 wird die Datenmenge für die Analyse stark reduziert. Bei weiteren Analysen könnte die Anzahl der Ereignisse vergrößert werden, indem der Abbildung 6.5 gezeigte Verlauf der maximalen Energie bestimmt wird. Mit diesem Verlauf können die Meßwerte korrigiert und so kann die Statistik verbessert werden.

6.3 Rauschmessungen

Der Effektivwert der Rauschspannung (rms-Wert) wurde in Abschnitt 3.3.1 für die optische Übertragungsstrecke gemessen. Ziel dieser Messungen war es, die Rauschspannung möglichst exakt unter Laborbedingungen zu bestimmen. Es ergab sich eine rms-Rauschspannung von 2,287mV ±0,016mV für die gesamte optische DC-Übertragungsstrecke. Im Gegensatz dazu haben Rauschmessungen im Teststrahl eine andere Aufgabe. Im Teststrahl soll gezeigt werden, in welchem Umfang sich das Rauschen der Übertragung in den digitalisierten Daten bemerkbar macht.

Für die Rauschanalyse kann derselbe Testaufbau, wie er in Abbildung 6.1 gezeigt ist, verwendet werden. Die Rauschdaten können aus demselben Datensatz gewonnen werden, der bereits in Abschnitt 6.2 beim Vergleich zwischen optischer und elektrischer Übertragung analysiert worden ist. Dazu liest man aus jedem digitalisierten Ereignis einen FADC-Kanal aus, der 500ns vor dem Pulsmaximum liegt, und trägt seinen Wert in ein Histogramm ein. Dieses Vorgehen hat zwei Vorteile: Erstens liegt in diesem Zeitbereich (500ns entspricht 20 FADC-Kanälen vor dem Pulsmaximum) mit Sicherheit kein Shaperpuls, da der 200GeV Elektronenstrahl nur Teilchen mit einer Wiederholungsrate von einigen Sekunden in das Kalorimeter schießt. Es werden deshalb nur Digitalisierungsdaten von der Nullinie genommen, die einen künstlichen DAC-Offset von 300mV besitzen. Zweitens vermeidet das Auslesen von nur einem Meßwert pro Ereignis Korrelationen in den Rauschdaten. Beim Auslesen von z.B. 10 aufeinanderfolgenden FADC-Kanälen können die Meßwerte aus den FADC-Speicher korreliert sein. Korrelationen dieser Art wurden bei einem Tektronix Speicheroszilloskop (TDS 640) beobachtet und in Abschnitt 2.5.2 beschrieben.

Das vom FADC digitalisierte Rauschen der 20m langen elektrischen Übertragung ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Da die Meßwerte des FADCs nur ganze Zahlen sind, treten Meßwerte nur bei ganzzahligen Kanalnummern auf. Der DAC-Offset, der die Übertragung des vollständigen bipolaren Signals ermöglicht, liegt bei 30. Sein Wert wird mit einem im FADC integrierten Digital-Analog Konverter eingestellt. Dieser Konverter wandelt den digitalen DAC-Offset in ein analoges Signal um und addiert diese konstante Spannung auf das Eingangssignal. Die Genauigkeit, mit der dies geschieht, kann sich von FADC zu FADC leicht unterscheiden, so daß die Nullinie nicht immer exakt bei 300mV, sondern auch leicht darüber oder darunter liegen kann.

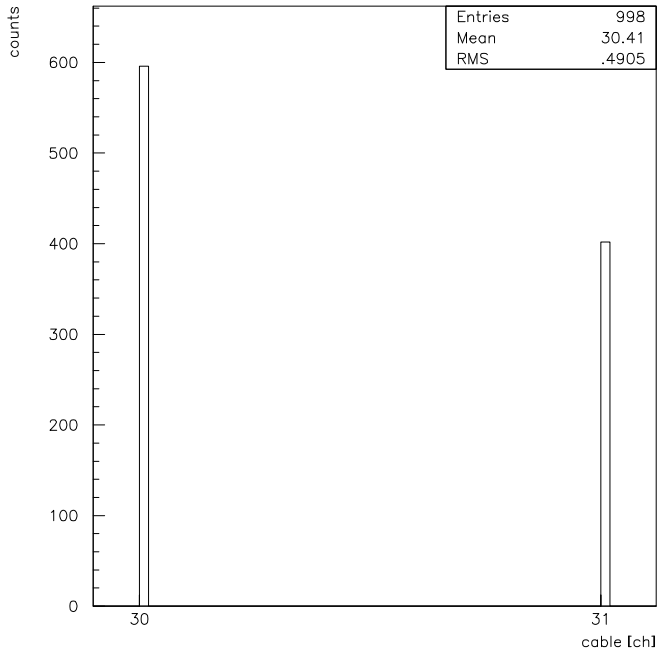

Abbildung 6.8: Digitalisiertes Rauschen der elektrischen Übertragung (20m). Bei einem DAC-Offset von 30 FADC-Werten (300mV).

Der Statistik in Abbildung 6.8 ist zu entnehmen, daß der DAC-Offset 304,1 mV beträgt, weshalb ein hoher Anteil in Kanal 31 liegt. Die Angabe des rms-Werts ist deshalb nicht sehr aussagekräftig, da schon kleine positive Rauschspannungen von einigen mV in den 10mV höheren Kanal einsortiert werden. Der FADC besitzt eine zu geringe Auflösung, um genaue Aussagen zu treffen. Es kann aber gesagt werden, daß der FADC bei der elektrischen Übertragung, aufgrund der Rauschspannung, in ca. 40% der Fälle eine um 1LSB (1GeV) höhere Spannung der Nullinie digitalisiert.

Abbildung 6.9 zeigt das vom FADC digitalisierte Rauschen der 80m langen optischen Übertragung. Die Statistik in dieser Abbildung ergibt einen DAC-Offset von 300,1V. Dieser Wert liegt in der Mitte von Kanal 30, weshalb oberhalb (Kanal 31) und unterhalb (Kanal 29) nahezu gleichviele Meßwerte liegen.

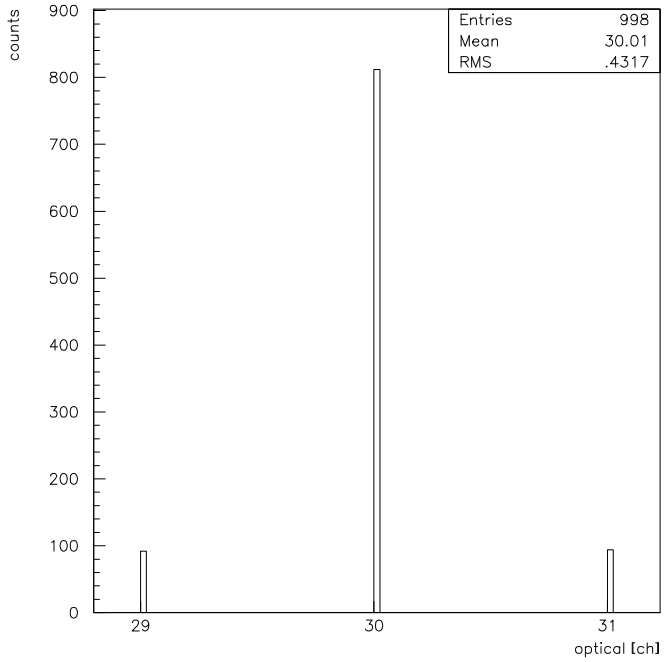

Abbildung 6.9: Digitalisiertes Rauschen der optischen Übertragung (80m). Bei einem DAC-Offset von 30 FADC-Werten (300mV).

Um die Rauschspannungen vergleichen zu können, müßte die optische Rauschspannung noch durch den optischen Verstärkungsfaktor (1,057) dividiert werden. Dadurch würde die Anzahl der Meßwerte in Kanal 31 und Kanal 29 noch etwas abnehmen. Aber die Aussage, daß bei der optischen Übertragung ca. 10% der Meßwerte eines 8Bit FADCs um 1LSB höher bzw. tiefer liegen, wird dadurch nur wenig beeinflußt.

7 Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse

Ziel der vorliegenden Diplomarbeit war es, eine Datenübertragung zu entwickeln, die Liquid-Argon-Kalorimetersignale analog optisch zum ATLAS-Level-1-Trigger überträgt. Ein Übertragungssystem, das diese Aufgabe übernimmt, muß die experimentellen Anforderungen erfüllen können, die in Abschnitt 1.4.2 zusammengefaßt sind.

Damit der Level-1-Trigger zuverlässig arbeiten kann, müssen ihm Teilchenenergien mit einem Maximalwert von 256GeV und einem Dynamischen Bereich von 8Bit zugeführt werden. Das LED-Übertragungssystem, das in Kapitel 3 beschrieben wurde, kann einen Dynamischen Bereich von etwas mehr als 10Bit übertragen, bei einem durch das rms-Rauschen bestimmten LSB von 2,287mV. Für den ATLAS-Trigger bietet dieser Wert zusätzliche Reserven, die es ermöglichen, Intensitätsverluste durch Strahlenschäden und durch Alterung der LED auszugleichen. Messungen in Kapitel 5 haben gezeigt, daß Intensitätsverluste durch Strahlenschäden, aufgrund des geringen Strahlungsniveaus am Installationsort der Senderelektronik, sowohl bei der LED- als auch bei der VCSEL-Übertragung kaum einen Einfluß haben (-1LSB_{8Bit} in 10 LHC-Jahren). Abweichungen von der idealen Linearität liegen innerhalb von ±1LSB_{8Bit} und die Bandbreite der LED-Übertragung ist mit 46,0MHz ausreichend groß, um den Signalverlauf möglichst identisch (1:1) übertragen zu können. Ergänzende Messungen im Teststrahl (Kapitel 6) zeigten, daß sich die mit einem 8Bit FADC gemessene Energie von 200GeV Elektronen, bei einem Vergleich mit einer 20m langen elektrischen Übertragung, nur um ±1,087GeV unterscheiden. Diese Eigenschaften zeigen, daß sich eine analog optische LED-Übertragung für die Übermittlung von Teilchenenergien zum ATLAS-Level-1-Trigger eignet.

Das VCSEL-Übertragungssystem aus Kapitel 4 besitzt einen Dynamischen Bereich von etwas mehr als 9Bit, bei einem LSB von 3,737mV. Damit wäre es in der Lage, Energien mit der geforderten Auflösung zu übertragen, aber es besitzt keine über den gesamten Energiebereich lineare Kennlinie. Das Auftreten zusätzlicher Laser-Moden verursacht Kennliniensprünge, die die Linearität auf einen Bereich von ±5LSB_{8Bit} beschränken. Außerdem wurden Effekte beobachtet, die sich bei einer analogen Übertragung negativ auswirken. Zum einen bewirkt Laserlicht, wenn es von einem Lichtwellenleiter zurück in die Laserkavität reflektiert wird, Störungen im Lasereffekt und führt so zu niederfrequenten Schwankungen der Nullinie von bis zu 500Hz. Zum anderen verändert sich der Wirkungsgrad der VCSEL-Diode, wenn der Laser nach der analogen Modulation wieder zum Arbeitspunkt zurückkehrt. Erst nach einer Zeitkonstante von ca. 1µs leuchtet der Laser mit der gleichen Helligkeit im Arbeitspunkt wie vor der Ansteuerung. Ein weiterer Effekt ist das starke Rauschen der VCSEL-Diode. Das Rauschen ist vom Laserstrom abhängig und besitzt im Bereich des Schwellenstroms einen starke Rauschüberhöhung.

Diese Effekte zeigen, daß sich die untersuchte VCSEL-Diode nicht für die Übermittlung von Teilchenenergien zum ATLAS-Level-1-Trigger eignet. Die prinzipiellen Probleme, die mit dem untersuchten VCSEL-Typ erkannt wurden, machen deutlich, daß im Bereich der VCSEL-Forschung noch Entwicklungsarbeit geleistet werden muß, um VCSEL-Laserdioden für eine analoge Modulation zu optimieren. Möglicherweise bietet die Entwicklung von VCSELs mit extrem geringen Schwellenströmen bessere Eigenschaften für eine analoge Modulation. Aber auch bei diesen VCSEL-Dioden ist das primäre Ziel der VCSEL-Forschung die digitale Datenübertragung, so daß abzuwarten bleibt, ob sich mit diesen Laserdioden auch tatsächlich eine analoge Übertragung mit den erwünschten Eigenschaften aufbauen läßt.

Die Tabelle 3 faßt nochmals einige wichtige Anforderungen für das ATLAS-Experiment zusammen und zeigt eine Gegenüberstellung des bisherigen Entwicklungsstands.

Tabelle 3: Zusammenfassung der Anforderungen mit einer Gegenüberstellung des Entwicklungsstands.

Labormessungen	***Anforderung***	***Entwicklungsstand LED***	***Entwicklungsstand VCSEL***
Abweichung von der idealen Linearität	± 1 LSB_{8Bit} (≤ 1 %)	± 1 LSB_{8Bit} (± 1 %)	± 5 LSB_{8Bit} (± 5 %)
Übertragungszeit unabhängig von Pulshöhe:	<< 25 ns	$\pm$ ½ ns	—
Dynamischer Bereich:			
1σ (rms)	8 Bit	1400 (>10 Bit)	696 (>9 Bit)
3σ		466 (>8 Bit)	233 (>7 Bit)
elektronisches Rauschen:	< ½ LSB_{8Bit} (< 5 mV)	2,287 mV $\pm$0,016 mV	3,737 mV $\pm$0,029 mV
Leistungsaufnahme[27]:	< 1 W / Kanal	354 mW / Kanal	1W / Kanal oder[28] 0,5 W / Kanal
Schwankung bei Steckverbindungen[29]:	<0,2 % ($\pm$½ LSB_{8Bit})	$\pm$3,6 % von Ampl.	—
Strahlungsresistenter Sender:	25 Gy / Jahr	< 1LSB in 10 LHC Jahren (-1,51 % pro 1000 Gy)	$\leq$ 1LSB in 10 LHC Jahren ($\leq$ -1,51 % pro 1000 Gy)
Bandbreite:	40,0 MHz	46,0 MHz	47,8 MHz
Übertragungszeit 80m (+Elektronik):		411 ns	—
Beobachtete Effekte:			
Unterschiedliche Kennlinienbereiche:		kontinuierliche Kennlinie	Einmoden- und Zweimodenbereich
Niederfrequente Schwankungen der Nullinie durch Lichtrückkopplung:		—	bis 500Hz und max. 200mV Amplitude
Optimaler Faserabstand:		Linsensystem!	500µm bei 200µm HCS-Faser
„Speichereffekt“ beim Zurückkehren zum Arbeitspunkt:		—	1µs Zeitkonstante ab ca. ¼ Pulshöhe
Rauschen:		—	abhängig vom Diodenstrom

[27] Die Angabe bezieht sich auf eine Eingangsspannung von 0V. Eine Aufschlüsselung in Anteile des Senders und Empfängers ist den technischen Daten (siehe Anhang Kapitel 8) zu entnehmen. Dort sind ebenfalls Maximalwerte für eine Eingangsspannung von -2,5V angegeben.

[28] Bei Verwendung des Operationsverstärker CLC 440 anstelle von CLC 449 im VCSEL-Sender.

[29] ST-Stecker zur Lichteinkopplung sind problematisch, fest verschraubbare Stecker eignen sich besser.

Fortsetzung Tabelle 3:

Teststrahl Ergebnisse mit 200GeV Elektronen:	***Vergleich zwischen einer 20m langen elektrischen und einer 80m langen optischen LED Übertragung***
1σ Unterschied (Differenz)	$\pm 1LSB_{8Bit}$ (±1,087GeV ±10,87mV)
Rauschen der Nullinie elektrisch: optisch:	 ca. 40% der Meßwerte bei +1LSB ca. 10% der Meßwerte bei +1LSB und ca. 10% bei -1LSB

8 Anhang

8.1 Technische Daten der LED-Übertragungsstrecke

In diesem Abschnitt sind technischen Daten der LED-Übertragung nach Baugruppen zusammengefaßt. Sie gliedern sich in Daten des optischen Senders, des Empfängers und in allgemeine Daten der Übertragungsstrecke. Da zwei verschiedene Empfänger entwickelt wurden

8.1.1 Übertragung mit Acapella Empfänger

Tabelle 4: **SENDER: (Op: CLC440, ABB Hafo LED: 1A277A;siehe Abbildung 3.3)**

PARAMETER	CONDITIONS		UNITS
POWER SUPPLY			
Voltage	$-V_{cc}$ / $+V_{cc}$	-9 / +3	VDC
			VDC
Current, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	-13 / +10	mA
Current, MAX	U_{IN} = -2,5 VDC	-24 / +12	mA
Power, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	147	mW
Power, Max	U_{IN} = -2,5 VDC	252	mW
INPUT IMPEDANCE			
		50	Ohm
INPUT VOLTAGE RANGE			
	$-V_{IN}$	-2,5	V
	$+V_{IN}$	+0,5	V
LED Current I_D			
Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	16,6	mA
Max	U_{IN} = -2,5 VDC	100	mA
RISE / FALL TIME			
Rise Time, 2,5% Overshoot	U_{IN} = -1,25 V	25	ns
Rise Time, 5% Overshoot	U_{IN} = -1,25 V	19	ns
Rise Time, Min	U_{IN} = -1,25 V	5,5	ns
Fall Time, 2,5% Overshoot	U_{IN} = -1,25 V	35	ns
Fall Time, 5% Overshoot	U_{IN} = -1,25 V	30	ns
Fall Time, Min	U_{IN} = -1,25 V	5,5	ns
FIBER COUPLED POWER	Core/Cladding		
MAX	50/125 µm	6,7	µW
MAX	62,5/125 µm	19,5	µW
MAX	100/140 µm	33,7	µW
PEAK WAVELENGTH			
Typ		880*	nm

Fortsetzung Tabelle 4:

LED BANDWIDTH			
Within 3 dB		250*	MHz
OUTPUT NOISE			
Voltage rms[30]	1σ	1,339	mV_{rms}
Spectral Noise Density[31]	30 MHz - 50 MHz	0,12	$\mu V_{rms}/\sqrt{Hz}$
Spectral Noise Density	0 MHz - 100 MHz	0,20	$\mu V_{rms}/\sqrt{Hz}$

* Angabe des Herstellers

Tabelle 5: **EMPFÄNGER: (Op: CLC440, Acapella Photo-Receiver: ACS201TO; siehe Abbildung 3.4)**

PARAMETER	CONDITIONS		UNITS
POWER SUPPLY			
Voltage	$-V_{cc}$ / $+V_{cc}$	-7 / +5	VDC
Current, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	-21 / +12	mA
Current, MAX	U_{IN} = -2,5 VDC	-76 / +27	mA
Power, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	207	mW
Power, MAX	U_{IN} = -2,5 VDC	667	mW
OUTPUT IMPEDANCE			
		50	Ohm
OUTPUT VOLTAGE RANGE			
AC	$-V_{OUT}$	-3,2	VAC
AC	$+V_{OUT}$	+0,4	VAC
DC	V_{OUT}	3,6	VDC
PEAK WAVELENGTH			
Typ		850*	nm
ACAPELLA BANDWIDTH			
Within 3 dB		100*	MHz
RISE / FALL TIME			
Rise Time, 2,5% Overshoot	U_{OUT} = -1,5 V	43	ns
Rise Time, 5% Overshoot	U_{OUT} = -1,5 V	30	ns
Rise Time, MAX	U_{OUT} = -1,5 V	12	ns
Fall Time, 2,5% Overshoot	U_{OUT} = -1,5 V	34	ns
Fall Time, 5% Overshoot	U_{OUT} = -1,5 V	26	ns
Fall Time, MAX	U_{OUT} = -1,5 V	11	ns
OUTPUT NOISE			
Voltage rms	1σ	1,854	mV_{rms}
Spectral Noise Density	30 MHz - 50 MHz	0,23	$\mu V_{rms}/\sqrt{Hz}$
Spectral Noise Density	0 MHz - 100 MHz	0,22	$\mu V_{rms}/\sqrt{Hz}$

* Angabe des Herstellers

[30] rms-Anteil am Empfängerrauschen

[31] Mittelwert des Rauschspektrums im angegebenen Frequenzbereich

Tabelle 6: **TRANSMISSION CHARACTERISTIC: (distance: 80m)**

DELAY		**TYP**	**UNITS**
Glass Fibre, multimode graded index	80m/100μm	-	ns
Glass Fibre, multimode graded index	80m/62,5 μm	399 (389)	ns
Glass Fibre, multimode graded index	80m/50 μm	395 (390)	ns
Optic + Electronic, over 80m/100μm	U_{IN} = -1,5V	425	ns
Optic + Electronic, over 80m/62,5μm	U_{IN} = -1,5V	427	ns
Optic + Electronic, over 80m/50μm	U_{IN} = -1,5V	417,5	ns
Transmitter		2	ns
Receiver		-	ns
BANDWIDTH			
Within 3 dB		46	MHz
DYNAMIC RANGE			
refer to noise rms	(1σ)	10 (1400)	bit
refer to noise	(3σ)	8 (466)	bit

8.1.2 Übertragung mit Transimpedanzempfänger

Tabelle 7: **EMPFÄNGER: (SIEMENS Silicon PIN Photodiode: SRD00111Z; Op: CLC425; Op: CLC440; siehe Abbildung 3.5)**

PARAMETER	CONDITIONS	TYP	UNITS
POWER SUPPLY			
Voltage	$-V_{cc}$ / $+V_{cc}$	-6 / +6	VDC
Current, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	-23 /+26	mA
Current, MAX	U_{IN} = -2,5 VDC	-71 / +28	mA
Power, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	294	mW
Power, MAX	U_{IN} = -2,5 VDC	582	mW
OUTPUT IMPEDANCE			
		50	Ohm
OUTPUT VOLTAGE RANGE			
AC	$-V_{OUT}$	-2,5	VAC
AC	$+V_{OUT}$	+0,5	VAC
DC	V_{OUT}	3,0	VDC
PEAK WAVELENGTH			
PIN Photodiode		850*	nm
RISE / FALL TIME			
Rise Time, MAX	U_{OUT} = -1,5 V	30	ns
Fall Time, MAX	U_{OUT} = -1,5 V	25	ns
OPTICAL SENSITIVNESS			
received over 80m		60	mV/ µW
OUTPUT NOISE			
Spectral Noise Density	30 MHz - 50 MHz	0,067	$\mu V_{rms}/\sqrt{Hz}$
Spectral Noise Density	0 MHz - 100 MHz	0,10	$\mu V_{rms}/\sqrt{Hz}$

* Angabe des Herstellers

Tabelle 8: **TRANSMISSION CHARACTERISTIC: (distance: 80m)**

DYNAMIC RANGE			
refer to Spectral Noise Density	30 MHz - 50 MHz	13 (8100)	bit
refer to Spectral Noise Density	0 MHz - 100 MHz	11 (2290)	bit
BANDWIDTH			
Within 3 dB		18	MHz

8.2 Technische Daten der VCSEL-Übertragungsstrecke

Tabelle 9: **SENDER: (Op: CLC449, ABB Hafo VCSEL: LA-S-850-1x2-2T; siehe Abbildung 4.6)**

PARAMETER	CONDITIONS		UNITS
POWER SUPPLY			
Voltage	$-V_{cc}$ / $+V_{cc}$	-9 / +3	VDC
Current, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	-61 / +62	mA
Current, MAX	U_{IN} = -2,5 VDC	—	mA
Power, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	735	mW
Power, Max	U_{IN} = -2,5 VDC	—	mW
INPUT IMPEDANCE			
		50	Ohm
INPUT VOLTAGE RANGE			
	$-V_{IN}$	-2,5	V
	$+V_{IN}$	+0,5	V
VCSEL Current I_D			
Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	7,5	mA
Max	U_{IN} = -2,5 VDC	15	mA
RISE / FALL TIME			
Rise Time, Min	U_{IN} = -1,25 V	2,5	ns
Fall Time, Min	U_{IN} = -1,25 V	2,5	ns
PEAK WAVELENGTH			
Typ		850*	nm
VCSEL BANDWIDTH			
Within 3 dB		2,5*	GHz
VCSEL beam divergence angel[32]			
		22,6	°
VCSEL operating voltage			
MAX		4*	V
VCSEL light output power			
MAX	singlemode	1,2*	mW
VCSEL rise and fall time			
TYP		0,1*	ns
VCSEL threshhold current			
		6,5	mA
VCSEL reverse Voltage			
		2*	V
OUTPUT NOISE			
Voltage rms[33]	1σ	3,661	mV_{rms}

*Angabe des Herstellers

[32] Eigene Messung

[33] rms-Anteil am Empfängerrauschen

Tabelle 10: **EMPFÄNGER: (SIEMENS Silicon PIN Photodiode: SRD00111Z; Op: CLC425; siehe Abbildung 4.7)**

PARAMETER	CONDITIONS	TYP	UNITS
POWER SUPPLY			
Voltage	$-V_{cc}$ / $+V_{cc}$	-6 / +6	VDC
Current, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	-30 /+28	mA
Current, MAX	U_{IN} = -2,5 VDC	—	mA
Power, Quiescence	U_{IN} = 0 VDC	350	mW
Power, MAX	U_{IN} = -2,5 VDC	—	mW
OUTPUT IMPEDANCE			
		50	Ohm
OUTPUT VOLTAGE RANGE			
AC	$-V_{OUT}$	-2,5	VAC
AC	$+V_{OUT}$	+0,5	VAC
DC	V_{OUT}	2,6	VDC
PEAK WAVELENGTH			
PIN Photodiode		850*	nm
OUTPUT NOISE			
Voltage rms[34]	1σ	0,749	mV_{rms}

* Angabe des Herstellers

Tabelle 11: **TRANSMISSION CHARACTERISTIC: (distance: 50m; 200µm HCS FIBER)**

BANDWIDTH			
Within 3 dB		47,8	MHz
DYNAMIC RANGE			
refer to noise rms	(1σ)	9 (696)	bit
refer to noise	(3σ)	7 (233)	bit

[34] rms-Anteil am Empfängerrauschen

Abbildungsverzeichnis

1 Einleitung

Abbildung 1.1: Beschleuniger Anordnung des LHC. 4
Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der vier Hauptdetektoren am LHC. 6
Abbildung 1.3: Der ATLAS-Detektor mit seinen drei Komponenten. 7
Abbildung 1.4: Querschnitt des ATLAS-Kalorimetersystem. 8
Abbildung 1.5: Schematische Darstellung des ATLAS-Level-1-Triggers 12
Abbildung 1.6: Driftstrom eines Ionisationskalorimeters und ein bipolarer Shaperimpuls. 13

2 Grundlagen und Funktionsprinzipien optischer Bauelemente

Abbildung 2.1: Darstellung von Absorption, stimulierter und spontaner Emission 17
Abbildung 2.2: Veranschaulichung der Rekombination der Majoritätsladungsträger 19
Abbildung 2.3: Dispersionskurve E(k) bei direkten Halbleitern. 20
Abbildung 2.4: Dispersionskurve E(k) bei indirekten Halbleitern. 21
Abbildung 2.5: Prinzipieller Aufbau einer oberflächenemittierenden LED. 22
Abbildung 2.6: Ideale Lichtleistung einer LED 22
Abbildung 2.7: In die Luft abgegebene optische Energie, als typisches Beispiel für gute LEDs. 23
Abbildung 2.8: Spektrale Intensitätsverteilung bei Oberflächenemittern. 24
Abbildung 2.9: Prinzipielle Gleichstrom-Spannungskennlinie einer Diode. 24
Abbildung 2.10: Die drei prinzipiellen Baugruppen eines Lasers 26
Abbildung 2.11: Prinzipielle Energieniveaus bei Lasertätigkeit 27
Abbildung 2.12: Aufbau einer typischen oberflächenemittierenden Laserdiode. 27
Abbildung 2.13: Ideale Lichtleistungs-Strom-Kennlinie 28
Abbildung 2.14: Anschwingen bestimmter Longitudinalmoden im Laserresonator 29
Abbildung 2.15: PIN-Struktur einer Photodiode. 30
Abbildung 2.16: Typisches Energiebandschema einer PIN-Photodiode. 30
Abbildung 2.17: Prinzipieller Aufbau einer PIN-Photodiode. 31
Abbildung 2.18: Photodiodenstrom einer Siemens Diode SFH 2030 laut Datenblatt 33
Abbildung 2.19: Oszilloskopbild eines rauschenden Verstärkerausgangs. 35
Abbildung 2.20: Rauschspannung A(t) als Funktion der Zeit 37
Abbildung 2.21: Korrelation bei der Rauschmessung mit einem Speicheroszilloskop 38

3 Übertragungssystem mit Leuchtdioden

Abbildung 3.1: Meßaufbau für ein analog optisches Übertragungssystem mit LEDs 40
Abbildung 3.2: Tektronix Oszilloskopbild der nachgebildeten Shaperpulse 41
Abbildung 3.3: Senderschaltbild. 44
Abbildung 3.4: Empfängerschaltbild. 46
Abbildung 3.5: Empfängerschaltung mit einem rauscharmen Transimpedanzverstärker 47
Abbildung 3.6: Linearität der Übertragung über eine 80m lange und 100μm dicke Multimode-Faser. 49
Abbildung 3.7: Prozentuale Abweichung von der idealen Linearität. 50
Abbildung 3.8: Direkter Vergleich von drei 1A277A LEDs von ABB Hafo. 51
Abbildung 3.9: Linearität der Übertragung für verschiedene Faserdurchmesser. 52
Abbildung 3.10: Prozentuale Abnahme der Lichtintensität 52
Abbildung 3.11: Verteilung der Rauschamplitude am Empfänger 53
Abbildung 3.12: Verteilung der Rauschamplitude der gesamten LED-Übertragungsstrecke 54
Abbildung 3.13: Rauschspektrum der LED-Übertragungsstrecke. 55
Abbildung 3.14: Bandbreitenspektrum der LED-Übertragungsstrecke. 56
Abbildung 3.15: Häufigkeitsverteilung der Schwankungen an einem ST-Stecker 57
Abbildung 3.16: Übertragungszeit in Abhängigkeit von der Eingangsamplitude. 57
Abbildung 3.17: Gruppenbrechzahl als Funktion der Wellenlänge. 59

4 Übertragungssystem mit oberflächenemittierenden Laserdioden

Abbildung 4.1: Mikroskopbild des untersuchten VCSEL vom Typ LA-S-850-1x2-2T 60
Abbildung 4.2: Schematische Darstellung eines in einem TO-Gehäuse angeschlossenen VCSEL. 61
Abbildung 4.3: Vorrichtung zur Aufnahme einer 200µm HCS-Faser für Meßzwecke 62
Abbildung 4.4: Meßaufbau für ein analog optisches Übertragungssystem mit VCSELs. 62
Abbildung 4.5: Meßaufbau für den statischen Betrieb einer VCSEL-Diode. 63
Abbildung 4.6: Senderschaltplan für die VCSEL-Übertragungsstrecke. 64
Abbildung 4.7: Testschaltung für die Messung der statischen Übertragungskennlinie. 67
Abbildung 4.8: Empfängerschaltplan für die VCSEL-Übertragung. 66
Abbildung 4.9: Statische VCSEL-Kennlinie (DC). 68
Abbildung 4.10: Optisches Spektrum im Einmodenbereich bei einem VCSEL-Strom von 11mA. 69
Abbildung 4.11: Optisches Spektrum im Übergangsbereich. 69
Abbildung 4.12: Optisches Spektrum im Zweimodenbereich bei einem VCSEL-Strom von 15mA 70
Abbildung 4.13: Zusammenhang zwischen statischer Kennlinie und Rauschen 71
Abbildung 4.14: Dynamische Linearität der VCSEL-Übertragungsstrecke 72
Abbildung 4.15: Abweichung von der idealen Linearität 73
Abbildung 4.16: Verteilung der Rauschamplitude des VCSEL-Empfängers. 74
Abbildung 4.17: Verteilung der Rauschamplitude der gesamten VCSEL-Übertragungsstrecke 75
Abbildung 4.18: Rauschspektrum der gesamten Übertragungsstrecke 76
Abbildung 4.19: Bandbreitenspektrum der Übertragungsstrecke. 77
Abbildung 4.20: Oszilloskopbild eines Rechtecksignals nach der Übertragung 77
Abbildung 4.21: Oszilloskopbild, daß den Spannungsabfall über dem Stromsensierwiderstand zeigt. 78
Abbildung 4.22: Oszilloskopbild, daß keinen Pile-Up bei Verringerung der Pulsrate zeigt. 78
Abbildung 4.23: Direkte Positionierung einer 200µm HCS-Glasfaser. 80
Abbildung 4.24: Prozentuale Lichteinkopplung in horizontaler x-Richtung. 81
Abbildung 4.25: Lichteinkopplung längs der Faserachse 82
Abbildung 4.26: Benennung der Variablen für die Berechnung der Lichteinkopplung 83
Abbildung 4.27: Vergleich mit dem theoretischen Verlauf des überdeckten Raumwinkels 84
Abbildung 4.28: Übersprechen für zwei verschiedene Faserpositionen 85
Abbildung 4.29: Relative Lichteinkopplung für zwei verschiedene horizontale Faserpositionen 85
Abbildung 4.30: Darstellung der 1LSB-Grenze für einen Dynamischen Bereich von 8Bit. 86
Abbildung 4.31: Oszilloskopbild der Nullinienschwankungen am Empfänger 87
Abbildung 4.32: Hüllenkurve (*envelope*) eines Rechtecksignals bei Nullinienschwankung. 88

5 Strahlungstests mit Gammastrahlung

Abbildung 5.1: Steigung der LED-Übertragungskennlinie nach Bestrahlung mit Gammastrahlen 90
Abbildung 5.2: Steigung der VCSEL-Übertragungskennlinie nach Bestrahlung mit Gammastrahlen 91

6 Messungen im Teststrahl

Abbildung 6.1: Testbeam Konfiguration. 92
Abbildung 6.2: Digitalisierte Shaperpulse des mit 40MHz getakteten 8Bit FADCs 93
Abbildung 6.3: Energiespektrum der im Kalorimeter registrierten Teilchen 93
Abbildung 6.4: Berechnung des optischen Verstärkungsfaktors. 94
Abbildung 6.5: Einfluß der Phasenlage auf das Sample-Maximum für den optischen Kanal. 95
Abbildung 6.6: Korrelation zwischen elektrischer und optischer Übertragung 95
Abbildung 6.7: Histogrammdarstellung der Differenz von elektrischer zu optischer Übertragung. 96
Abbildung 6.8: Digitalisiertes Rauschen der elektrischen Übertragung (20m) 97
Abbildung 6.9: Digitalisiertes Rauschen der optischen Übertragung (80m) 98

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Charakteristische Eigenschaften des Shapersignals 14
Tabelle 2: Beispiel einer Interpreter-Textdatei zur Messung der Linearität über einen GPIB-Gerätebus. 42
Tabelle 3: Zusammenfassung der Anforderungen mit einer Gegenüberstellung des Entwicklungsstands.. 100
Tabelle 4: Technische Daten: LED-Sender: (Op: CLC440, ABB Hafo LED: 1A277A) 102
Tabelle 5: Technische Daten: LED-Empfänger1: (Op: CLC440, Acapella Photo-Receiver: ACS201TO) . 103
Tabelle 6: Technische Daten: LED-Übertragung1: (Entfernung: 80m)..... 103
Tabelle 7: Technische Daten: LED-Empfänger2: (SIEMENS Silicon PIN-Photodiode: SRD00111Z)..... 105
Tabelle 8: Technische Daten: LED-Übertragung2: (Entfernung: 80m)..... 105
Tabelle 9: Technische Daten: VCSEL-Sender: (Op: CLC449, ABB Hafo VCSEL: LA-S-850-1x2-2T) 106
Tabelle 10: Technische Daten: VCSEL-Empfänger: (SIEMENS Silicon PIN-Photodiode: SRD00111Z).... 106
Tabelle 11: Technische Daten: VCSEL-Übertragung: (Entfernung: 50m; 200µm HCS-Faser)..... 107

Literaturverzeichnis

[Ref.1] Technical Proposal for a general purpose pp experiment at the LHC at CERN.
CERN / LHCC / 94-43; 15 December 1994.

[Ref.2] First workshop on elektronics for LHC experiments.
Monnier, E.: analog optical links for the liquid argon calorimeters.
CERN / LHCC / 95-56; 1 October 1995.

[Ref.3] Ebeling, K. J.: Integrierte Optoelektronik.
Berlin: Springer 1992.

[Ref.4] Lauterborn, W.: Kurz, Th.: Wiesenfeld, M.: Kohärente Optik.
Berlin: Springer 1993.

[Ref.5] Hunklinger, S.: Festkörperphysik, Notizen zur Vorlesung.
Universität Heidelberg WS 1994/95.

[Ref.6] Hinsch, H.: Elektronik.
Universität Heidelberg WS 1993/94.

[Ref.7] Senior, J. M.: Optical Fiber Communications, Principles and Practice.
New York: Prentice Hall 1992.

[Ref.8] Jones, K. A.: Optoelektronik.
Weinheim: VCH 1992.

[Ref.9] Rudden, M.N./Wilson, J.: Elementare Festkörperphysik und Halbleiterelektronik.
Heidelberg: Spektrum 1995.

[Ref.10] Ame Horton Norway: Principles, construction and important parameters.
Silicon Photodetectors Product Guide: Katalog 1995.

[Ref.11] Fouckhardt, H.: Photonik.
Stutgart: Teubner 1994.

[Ref.12] Geckeler, S.: Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtenübertragung.
Berlin: Springer 1990.

[Ref.13] Müller, R.: Rauschen.
Berlin: Springer 1990.

[Ref.14] Povh Rith Scholz Zetsche: Teilchen und Kerne.
Berlin: Springer 1993.

Danke

Die Entstehung meiner Diplomarbeit – vom Forschen über die Niederschrift bis zum Druck – wäre nicht möglich gewesen ohne die großzügige Unterstützung und Betreuung durch zahlreiche Kollegen und Freunde.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. Meier, der meine Arbeit mit ständigem Interesse begleitete und mich in allen Belangen unterstützte.
Herrn Prof. Dr. U. Straumann danke ich für seine Bereitschaft die Zweitkorrektur zu übernehmen.

Aufrichtigen Dank schulde ich auch Herrn Dr. P. Hanke, er war jederzeit für mich ansprechbar und lieferte in vielen Gesprächen wertvolle Anregungen. Seine umfangreichen Erfahrungen waren von entscheidender Bedeutung. Dieser Dank gilt auch für Herrn Dr. A. Mass. Seine Anregungen bei physikalischen Fragen waren für mich sehr hilfreich.

Beim Versuchsaufbau, bei der Entwicklung elektronischer Schaltungen und im Umgang mit Glasfasern waren die Kenntnisse und die Erfahrungen von Herrn K. Schmitt von entscheidender Bedeutung. Ihm und der gesamten Elektronikwerkstatt sei für die gute Zusammenarbeit gedankt.

Für das hervorragende Betriebsklima möchte ich mich bei allen hier nicht speziell genannten Mitgliedern des Instituts bedanken. Stellvertretend für sie seien hier Dipl. Phys. A. Stellberger und Dipl. Ing. M. Keller genannt, die mir mit Rat und Tat beiseite standen.

Herzlichen Dank schulde ich allen denen, die sich die Zeit nahmen, mein Manuskript einmal oder mehrfach zu lesen, zu kritisieren und zu kommentieren. Vor allem sei hier meinem Patenonkel Herrn StD Rudolf Schäfer sehr herzlich für eine gründliche Durchsicht gedankt.

Schließlich möchte ich meiner Familie danken, ganz besonders meinen Eltern Gisela und Richard Pfeiffer, meiner Schwester Anja, meiner Freundin Petra Hörr, meiner Oma Lydia Bieber und Reinhold Haller, die mir durch ihre Liebe und ihr Verständnis geholfen haben, die Studienzeit zu bestehen. Ihnen widme ich diese Arbeit.