Optisches Schalten mit Elektroabsorptionsmodulatoren

vorgelegt von
Diplom-Physiker
Enno Hilliger
Berlin

Von der Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:

Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. Peter Zimmermann
Berichter: Prof. Dr.-Ing. Hans Joachim Eichler
Berichter: Prof. Dr. rer. nat. Hans-Georg Weber

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 3. Juni 2003

Berlin 2003

D 83

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**
- 1.1 Schnelle optische Schalter für die optische Datenübertragung . . 1
- 1.2 Ziel der Arbeit 5
- 1.3 Aufbau der Arbeit 7

2 Absorptionseffekte in Halbleiterkomponenten **9**
- 2.1 Lineare Absorption 9
- 2.2 Elektroabsorption 10
- 2.3 Sättigbare Absorption 12
- 2.4 Kreuzabsorptionsmodulation 13
- 2.5 Photoinduzierte Elektroabsorption 15
- 2.6 Kreuzgewinnmodulation 15

3 Verwendete Elektroabsorptionsmodulatoren **19**

4 Der konventionelle EAM-Schalter **23**
- 4.1 Schaltprinzip 23
- 4.2 Simulation der EAM-Schaltfenster 27
- 4.3 Messung der EAM-Schaltfenster 31
  - 4.3.1 Meßaufbau 31
  - 4.3.2 Meßergebnisse 32
- 4.4 Charakterisierung von Schaltfenstern 36
- 4.5 EAM-Schaltfenster bei 40 GHz 41
- 4.6 Zusammenfassung zum konventionellen EAM-Schalter 43

5 Modifizierte EAM-Schalter **45**
- 5.1 Kaskadierung mit einem Halbleiterlaserverstärker 45
  - 5.1.1 Schaltprinzip 45
  - 5.1.2 Charakterisierung des Halbleiterlaserverstärkers 47
  - 5.1.3 Schaltfenstermessungen 48
- 5.2 Optische Ansteuerung und Kaskadierung mit einem Halbleiterlaserverstärker 51
  - 5.2.1 Schaltprinzip 51
  - 5.2.2 Charakterisierung des sättigbaren Absorbers 52
  - 5.2.3 Schaltfenstermessungen 53
- 5.3 Elektro-optisch angesteuerter EAM 57
  - 5.3.1 Schaltprinzip 57

5.3.2 Schaltfenstermessungen 58
5.4 Puls-modulierter EAM 60
5.4.1 Schaltprinzip 60
5.4.2 Schaltfenstermessungen 61
5.5 Selbstkaskadierter EAM 64
5.5.1 Schaltprinzip 64
5.5.2 Simulation der SCEAM-Schaltfenster 66
5.5.3 Schaltfenstermessungen 75

6 Anwendungen optischer Schalter **81**
6.1 Demultiplex-Experimente 81
6.1.1 Basisdatenrate 10 Gbit/s 83
6.1.2 Basisdatenrate 40 Gbit/s 88
6.2 Pulserzeugung 91

7 Vergleich der Schalterkonzepte und Ausblick **97**
7.1 Vergleich der untersuchten Schalterkonzepte 97
7.2 Vergleich mit anderen EAM-basierten Schalterkonzepten 101
7.3 Vergleich mit sonstigen Schalterkonzepten 102
7.4 Ausblick 103

8 Zusammenfassung **105**

A Anhang **107**
A.1 Dezibel 107
A.2 Zur Elektroabsorption 109
A.2.1 Breite b der Potentialbarriere 109
A.2.2 Effektive Breite b_{eff} der Potentialbarriere 109
A.3 Modengekoppelter Halbleiterlaser 111

B Verwendete Abkürzungen und Formelzeichen **113**

C Eigene Veröffentlichungen **117**

Literaturverzeichnis **121**

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Schnelle optische Schalter für die optische Datenübertragung

Die schnelle und weitreichende Verfügbarkeit von Information besitzt eine große technische und gesellschaftliche Bedeutung. Innerhalb der letzten Jahre führte besonders die rasche Verbreitung des Internets zu einem erheblichen Anstieg des weltweiten Datenverkehrs. Um den ständig wachsenden Bedarf an Informationsaustausch decken zu können, sind leistungsfähige Kommunikationssysteme nötig. Zur Übertragung großer Datenraten haben sich Glasfasern als bisher erfolgreichstes Übertragungsmedium bewährt. Die digitalen Informationen werden als Lichtpulse über weite Strecken übertragen und in Netzknoten weitervermittelt. Während die Bandbreite der Glasfaser auf über 100 Tbit/s geschätzt wird [1], besitzen die heute eingesetzten Netzknoten lediglich Bandbreiten bis etwa 10 Gbit/s und begrenzen somit die Übertragungskapazität des Gesamtsystems. Zur Steigerung der Gesamtübertragungsgeschwindigkeit eines Kommunikationssystems kommt also der Erhöhung der Verarbeitungsgeschwindigkeit in den Netzknoten eine zentrale Bedeutung zu.

Heutige Netzknoten verarbeiten die Daten elektrisch. Im Netzknoten werden dazu die Lichtpulse in elektrische Signale umgewandelt, elektronisch prozessiert und als neue Lichtpulse wieder ausgesendet. Es wird erwartet, daß diese elektronische Signalverarbeitung bei Datenraten über 40 Gbit/s sehr aufwendig und teuer wird. Daher wird eine optische Signalverarbeitung angestrebt, um die Nachteile der elektronischen Signalverarbeitung inklusive der Umwandlung optisch-elektrisch-optisch zu umgehen. Die höheren Geschwindigkeiten in der optischen Signalverarbeitung werden durch schnelle optische Schalter erreicht.

Zur Steigerung der Datenrate kann die Übertragungskapazität der einzelnen Glasfaser effizienter ausgenutzt werden, indem die Daten auf verschiedenen Kanälen gleichzeitig übertragen werden. Hierfür können verschiedene sogenannte Multiplex-Verfahren verwendet werden. Die zwei gebräuchlichsten Multiplex-Verfahren sind Wellenlängenmultiplex (wavelength division multiplexing - WDM) und optisches Zeitmultiplex (optical time division multiplexing - OTDM). Bei WDM werden die einzelnen Kanäle auf verschiedenen Wellenlängen übertragen und am Empfänger durch optische Filter voneinander

getrennt. Bei OTDM wird die Datenrate pro Wellenlänge gesteigert, indem die Datenpulse der einzelnen Kanäle zeitlich ineinander verschachtelt werden. Jedem Kanal steht ein periodischer Zeitschlitz zur Verfügung. Beide Verfahren, WDM und OTDM, können gleichzeitig angewendet werden und ergänzen sich somit.

Zur Einspeisung der verschiedenen Multiplex-Kanäle in eine Glasfaser müssen die einzelnen Datenströme koordiniert zusammengeführt werden. Diese Zusammenführung wird mit Hilfe eines sogenannten Multiplexers (MUX) erreicht. Auf der Empfängerseite werden die Daten der einzelnen Kanäle durch einen sogenannten Demultiplexer (DEMUX) wieder auf die entsprechenden Fasern der einzelnen Kanäle sortiert.

Die Datenrate eines einzelnen optischen Kanals, die Basisdatenrate, hängt von den verschiedenen verwendeten elektrischen und optischen Komponenten ab. Zunächst muß die Datenrate elektrisch erzeugt werden, bevor sie in optische Signale umgewandelt wird. Dazu wird im Elektrischen ebenfalls eine Zeitmultiplextechnik verwendet (electrical time division multiplexing - ETDM). Neben der elektro-optischen Wandlung ist die Datenrate durch die Bandbreite der Modulatoren, der opto-elektrischen Empfänger und der anschließenden elektronischen Signalverarbeitung begrenzt. Sie liegt derzeit üblicherweise bei 10 Gbit/s, wobei sich auch 40 Gbit/s mehr und mehr durchsetzen. Die Anzahl der verschiedenen Kanäle hängt davon ab, ob die einzelnen Datenströme im Demultiplexer wieder getrennt werden können. Bei WDM sind ausreichend schmale Wellenlängenspektren der Datensignale und entsprechend schmale Filter im Demultiplexer nötig. Bei OTDM sind ausreichend kurze Datenpulse und entsprechend schnelle Schalter im Demultiplexer nötig. Deswegen ist der OTDM-Demultiplexer eine Hauptanwendung von schnellen optischen Schaltern.

Je nach Anwendung lassen sich optische Schalter auf verschiedene Arten realisieren. Im Gegensatz zu mechanischen Schaltern, die den Weg des Lichtes beispielsweise mit Umlenkspiegeln ändern, werden in der optischen Signalverarbeitung Schalter verwendet, die die Intensität des Lichtes ändern.

Optische Schalter, die für optische Signalverarbeitung in hochratigen Übertragungssystemen eingesetzt werden können, müssen kurze Öffnungszeiten besitzen. Sie werden daher auch als schnelle optische Schalter bezeichnet. Neben der kurzen Öffnungszeit sind gleichzeitig eine hohe Schaltfrequenz und ein hohes Unterdrückungsverhältnis notwendig. Weitere wünschenswerte Eigenschaften sind ein kompakter Aufbau, eine einfache Handhabung und die Unempfindlichkeit gegenüber Änderungen der Betriebsbedingungen wie beispielsweise Polarisation und Leistung der zu schaltenden Datenpulse.

Schnelle optische Schalter sind Kernelemente der optischen Signalverarbeitung. Neben Anwendungen wie Datenmodulation, Wellenlängenumsetzung oder Regeneration verformter optischer Signale gehören OTDM-Demultiplexen und Pulserzeugung zu den Hauptanwendungen von schnellen optischen Schaltern. Auf letztere wird in Kapitel 6 näher eingegangen.

Zur Realisierung schneller optischer Schalter gibt es verschiedene Möglichkeiten. Die verschiedenen Schaltertypen unterscheiden sich im wesentlichen durch den Schalteffekt, welcher eine schnelle Transmissionsänderung verursacht, das Medium, in dem der Schalteffekt stattfindet, und die Ansteuerung, die den

Schalteffekt auslöst und somit den Schaltvorgang steuert:

Ansteuerung

Für die Ansteuerung schneller optischer Schalter werden üblicherweise entweder elektrische Signale verwendet (elektro-optische Schalter) oder optische Signale (optisch-optische oder rein-optische Schalter). Die Geschwindigkeit der elektrischen Ansteuerung ist durch die elektrische Bandbreite des Schalters und seiner Zuleitungen begrenzt, welche zur Zeit bei kommerziellen Komponenten im Bereich von etwa 40 GHz liegt. Die Geschwindigkeit der optischen Ansteuerung ist nicht durch die Zuleitungen begrenzt, so daß sehr kurze optische Pulse verwendet werden können. Ihre zeitliche Breite ist lediglich durch die Pulsquelle begrenzt. Die verwendeten Pulsquellen erzeugen üblicherweise optische Pulse mit zeitlichen Breiten von wenigen Pikosekunden und darunter. Das Konzept eines optisch-optischen Schalters kann es notwendig machen, daß die Steuerpulse hinter dem Schalter wieder von den zu schaltenden Pulsen getrennt werden müssen. Dazu kann beispielsweise die Verwendung unterschiedlicher Wellenlängen und eine anschließende Filterung nötig sein.

Je nach der Umgebung des Schalters kann eine elektrische oder optische Ansteuerung günstiger sein. In einer vorwiegend elektronischen Umgebung lassen sich elektro-optische Schalter direkt ansteuern, während optisch-optische Schalter eine zusätzliche Pulsquelle erfordern. Entsprechend kann ein elektro-optischer Schalter in einer vorwiegend optischen Umgebung eine opto-elektrische Wandlung erforderlich machen.

Medium

Als Medien für schnelle optische Schalter bieten sich Fasern, Kristalle oder Halbleiterkomponenten an. Während sich Faserschalter nur für eine optische Ansteuerung eignen, können Kristalle und Halbleiter sowohl in optisch-optischen als auch in elektro-optischen Schaltern verwendet werden. Um mit Faserschaltern das geforderte hohe Unterdrückungsverhältnis zu erreichen, sind eine relativ hohe optische Schaltleistung und eine verhältnismäßig lange Strecke für die Wechselwirkung zwischen zu schaltendem Lichtsignal und Steuerpuls nötig. Durch die Länge der Faser wird einerseits der Schalter unhandlich. Andererseits ist eine genaue Phasenanpassung zwischen Lichtsignal und Steuerpuls nötig, damit die Wechselwirkungszeit nicht aufgrund von Laufzeitdifferenzen begrenzt wird. Bei der Verwendung von Kristallen ist neben der Phasenanpassung auch eine genaue Einstellung der Lichtpolarisation erforderlich. Bei Halbleiterkomponenten wird die Schaltzeit durch Ladungsträgereffekte begrenzt (Kapitel 2). Dafür ist die nötige Wechselwirkungslänge mit etwa einigen hundert Mikrometern so gering, daß auch bei optischer Ansteuerung eine Phasenanpassung nicht erforderlich ist. Halbleiterkomponenten lassen sich sehr kompakt aufbauen und eignen sich zu monolithischer Integration mit anderen Komponenten.

Schalteffekte

Zum schnellen optischen Schalten lassen sich verschiedene optische und elektro-optische Effekte ausnutzen. Bei den optischen Effekten kann das optische Steuersignal verschiedene Wirkungen haben:

- Die Erzeugung von Licht mit neuen Wellenlängenkomponenten kann durch Effekte wie Summenfrequenzbildung (sum-frequency generation - SFG) [2] oder Vierwellenmischung (four-wave mixing - FWM) [3, 4, 5] erreicht werden. Diese Effekte sind sehr schnell, die Öffnungszeiten entsprechen etwa der Pulsbreite der verwendeten Steuerpulse und können somit unterhalb von 1 ps liegen. Sie sind allerdings polarisations- und wellenlängenabhängig.

- Die Änderung der Brechzahl des Schaltmediums verursacht eine Phasenänderung im zu schaltenden Lichtsignal (Kreuzphasenmodulation, cross phase modulation - XPM). Um die Phasenänderung in die für das Schalten notwendige Amplitudenänderung umzuwandeln, sind interferometrische Aufbauten nötig. Da Interferometer sehr sensibel auf Phasenunterschiede reagieren, reichen bereits geringe Brechzahländerungen aus, um eine große Transmissionsänderung zu erzielen. Allerdings reagieren Interferometer auch entsprechend sensibel auf ungewollte Phasen- und Amplitudenänderungen, wie sie beispielsweise durch Temperaturschwankungen verursacht werden können. Interferometrische Schalter müssen daher entweder inhärent stabil sein (z. B. nonlinear optical loop mirror - NOLM [6], semiconductor laser amplifier in a loop mirror - SLALOM [7, 8] oder ultrafast nonlinear interferometer - UNI [9, 10]), sehr stabil aufgebaut sein (z. B. monolithisch integriert [11]) oder aktiv stabilisiert werden [12, 5]. Die minimalen Öffnungszeiten hängen neben der Pulsbreite der verwendeten Steuerpulse auch vom Interferometer und eventuellen Erholungszeiten des Mediums ab und liegen bei etwa 2 ps.

- Optische Effekte, welche die Transmission des Mediums direkt ändern, sind Kreuzabsorptionsmodulation (cross absorption modulation - XAM) und Kreuzgewinnmodulation (cross gain modulation - XGM), welche in Kapitel 2 näher behandelt werden. Sie basieren auf der optischen Sättigung des Mediums und sind sehr robust gegenüber Störungen, ihre Geschwindigkeit ist jedoch durch die Erholungszeit des Mediums begrenzt. Mit einem reinen XAM-Schalter wurde eine Öffnungszeit von 8 ps erreicht [13]. Durch zusätzliche Ausnutzung der Brechzahländerung in einer interferometrischen Anordnung konnten auch Öffnungszeiten unterhalb 1 ps erreicht werden [14].

Bei elektro-optischen Effekten werde die Eigenschaften des Mediums durch Anlegen einer Spannung verändert:

- Der Pockelseffekt bewirkt in einem geeigneten Medium, beispielsweise in einem Lithiumniobat-Kristall, eine Brechzahländerung ([15], Seite 275).

Wie bei der Kreuzphasenmodulation wird hierbei eine Interferometeranordnung benötigt, um die Phasenänderung des Lichtes in eine Amplitudenänderung umzuwandeln [16].

- Der Elektroabsorptionseffekt oder Franz-Keldysh-Effekt bewirkt in Halbleitern eine direkte Änderung der Transmission. Dieser Effekt ist unkritisch gegenüber Änderungen in den Betriebsbedingungen. Er wird in Abschnitt 2.2 genauer beschrieben.

Elektroabsorptionsmodulatoren (EAM) werden in verschiedenen Konfigurationen zum Schalten verwendet. Erste EAM sind kommerziell erhältlich und können ohne Modifikationen als Schalter eingesetzt werden [17] (Kapitel 4). Zur Erhöhung des Schalteffektes können zwei EAM kaskadiert werden (Twin-EAM - TEAM) [17]. Zur Verbesserung der elektrischen Bandbreite werden EAM mit Wanderwellenelektroden entwickelt (travelling-wave EAM - TW-EAM) [18, 19, 20]. Weiterhin werden EAM gemeinsam mit schnellen Photodioden (PD) auf einem Chip monolithisch integriert (PD-EAM) [21, 22]. Dadurch kann ein kurzer optischer Puls in ein kurzes elektrisches Steuersignal umgewandelt werden. Da die opto-elektrische Wandlung innerhalb des EAM-Chips stattfindet, erscheint der PD-EAM äußerlich als optisch-optischer Schalter, obwohl er auf einem elektro-optischen Effekt basiert.

Tabelle 1.1 faßt den Stand der Schalter auf der Basis von Elektroabsorption zusammen.

Tabelle 1.1: Schnelle optische Schalter auf der Basis von Elektroabsorption (Alcatel: Alcatel SEL AG, Deutschland; UCSB: University of California, Santa Barbara, USA; NTT: Nippon Telegraph and Telephone Corporation, Japan).

Schalter	Anwendung	Autor	Jahr	Referenz
EAM	DEMUX $160 \rightarrow 40\,\mathrm{Gbit/s}$	Schuh (Alcatel)	2002	[17]
TEAM	Pulse $40\,\mathrm{GHz}, < 3\,\mathrm{ps}$			
TW-EAM	DEMUX $80 \rightarrow 10\,\mathrm{Gbit/s}$	Rau (UCSB)	2002	[18, 19]
	Pulse $40\,\mathrm{GHz}, 4\,\mathrm{ps}$	Chou (UCSB)	2002	[20]
PD-EAM	DEMUX $160 \rightarrow 10\,\mathrm{Gbit/s}$	Kodama (NTT)	2002	[21, 22]

1.2 Ziel der Arbeit

In dieser Arbeit soll der Elektroabsorptionsmodulator als schneller optischer Schalter untersucht werden. Mit dem Schalter sollen eine kurze Öffnungszeit, eine hohe Schaltfrequenz und ein hoher Schaltkontrast erreicht werden. Weiterhin sollen der Aufbau und der Betrieb des Schalters mit begrenztem Aufwand möglich sein. Für einen stabilen Betrieb soll das Verhalten des Schalters gegenüber kleinen Änderungen der Betriebsbedingungen unkritisch sein.

Aufgrund ihrer Eigenschaften sind Elektroabsorptionsmodulatoren (EAM) vielversprechende Komponenten für schnelles optisches Schalten. Die für das

Schalten benötigte Spannung beträgt wenige Volt, so daß für die Ansteuerung der EAM handelsübliche Komponenten verwendet werden können. Als Halbleiterkomponenten lassen sie sich kompakt und in großer Stückzahl herstellen. Da der Effekt der Elektroabsorption prinzipiell polarisationsunabhängig ist, hängt die Polarisationsempfindlichkeit der EA-Komponenten lediglich von den Fertigungsbedingungen ab.

Elektroabsorptionsmodulatoren werden zum optischen Schalten üblicherweise elektrisch angesteuert und arbeiten somit als elektro-optische Schalter. EAM können aber außerdem optisch angesteuert werden. Sie funktionieren dann als sättigbare Absorber und lassen sich also auch als optisch-optische Schalter verwenden.

Insgesamt sind EAM verhältnismäßig unkomplizierte und flexible Komponenten, die sich vielseitig einsetzen lassen. Es ist daher recht wahrscheinlich, daß EAM in den nächsten Jahren in verschiedenen Anwendungen Verbreitung finden werden.

Aus diesen Gründen sollen die in dieser Arbeit untersuchten optischen Schalter auf Elektroabsorptionsmodulatoren basieren. Dabei sollen, ausgehend vom konventionellen Betrieb, erweiterte Schalterkonzepte entwickelt, getestet und verglichen werden, welche die Grenzen des konventionellen Konzeptes überwinden. Zur Überprüfung der Einsetzbarkeit sollen diese Schalter beispielhaft in Anwendungen zum OTDM-Demultiplexen und zur Erzeugung kurzer optischer Pulse verwendet werden.

Zur Modifikation des konventionellen EAM-Schaltkonzeptes werden weitere schnelle optische Absorptionseffekte in Halbleiterkomponenten ausgenutzt wie Kreuzabsorptionsmodulation (XAM) in einem sättigbaren Absorber (SA) und Kreuzgewinnmodulation (XGM) in einem Halbleiterlaserverstärker (SOA). Abbildung 1.1 gibt einen schematischen Überblick über die verwendeten Effekte. Sie werden in Abschnitt 2 genauer behandelt.

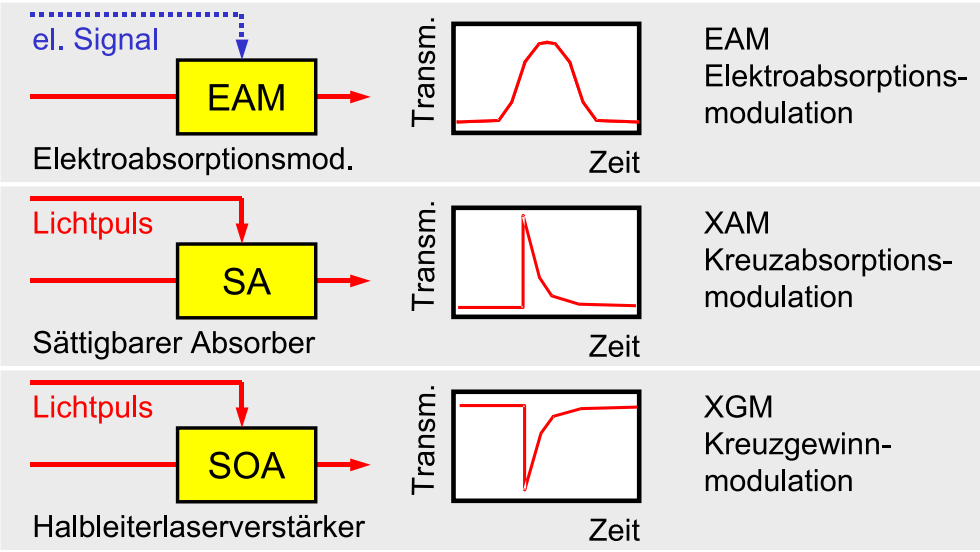

Abbildung 1.1: *Übersicht über die verwendeten Absorptionseffekte.*

1.3 Aufbau der Arbeit

In den beiden folgenden Kapiteln werden die Grundlagen zum optischen Schalten mit Elektroabsorptionsmodulatoren behandelt. In Kapitel 2 wird dabei auf die physikalischen Effekte eingegangen, welche für die in dieser Arbeit untersuchten Schaltvorgänge ausgenutzt werden. Die verschiedenen verwendeten Elektroabsorptionsmodulatoren werden in Kapitel 3 beschrieben.

Wie ein kommerziell erhältlicher Elektroabsorptionsmodulator üblicherweise zum schnellen optischen Schalten eingesetzt wird, wird in Kapitel 4 behandelt. Ein solcher Schalter wird in dieser Arbeit als konventioneller EAM-Schalter bezeichnet. Neben dem Schaltprinzip werden eigene experimentelle und theoretische Untersuchungen dargestellt und die wesentlichen Schalteigenschaften in Bezug auf die Betriebsparameter charakterisiert. Eine zentrale Rolle kommt dabei der Messung des sogenannten Schaltfensters zu, welches das zeitliche Öffnungsverhalten des Schalters beschreibt. Neben den Möglichkeiten des konventionellen Einsatzes wird insbesondere auch auf die Grenzen dieses Schaltkonzeptes eingegangen.

Auf der Grundlage der Ergebnisse mit dem konventionellen EAM-Schalter werden in Kapitel 5 modifizierte Schalterkonzepte entwickelt, um den Einsatzbereich von EAM-Schaltern zu erweitern. Die untersuchten Schalter basieren ebenfalls auf Elektroabsorptions-Komponenten, nutzen jedoch teilweise auch andere Effekte aus oder werden mit weiteren Komponenten kombiniert. Sie werden ebenfalls mit Hilfe von Schaltfenstermessungen charakterisiert.

In Kapitel 6 werden die in den beiden vorangegangenen Kapiteln 4 und 5 untersuchten Schalter in der optischen Signalverarbeitung eingesetzt. Dazu werden OTDM-Demultiplex-Experimente bei verschiedenen Datenraten bis zu 160 Gbit/s durchgeführt und die Erzeugung kurzer optischer Pulse mit einer Repetitionsrate von 40 Gbit/s experimentell untersucht.

Ausgehend von den experimentellen Ergebnissen werden die verschiedenen untersuchten Schalterkonzepte schließlich in Kapitel 7 miteinander verglichen und beurteilt. Darüber hinaus werden sie im Zusammenhang mit weiteren schnellen optischen Schaltern betrachtet, welche in anderen Gruppen entwickelt worden sind. Weiterhin wird ein Ausblick gegeben, mit welchen Mitteln zusätzliche Verbesserungen der Schalteigenschaften erreicht werden können.

In Kapitel 8 werden abschließend die wesentlichen Ergebnisse zusammengefaßt.

Kapitel 2

Absorptionseffekte in Halbleiterkomponenten

Ein Elektroabsorptionsmodulator (EAM) ist eine optoelektrische Halbleiterkomponente. Er besitzt prinzipiell die gleiche Struktur und die gleichen physikalischen Eigenschaften wie beispielsweise eine Halbleiterlaserdiode (LD), eine Photodiode (PD) oder ein Halbleiterlaserverstärker (semiconductor optical amplifier - SOA). Natürlich ist jedes dieser Bauelemente auf seinen jeweiligen Einsatzzweck hin optimiert, so daß die verschiedenen Eigenschaften jeweils auch verschieden stark ausgeprägt sind.

Der EAM arbeitet mit der kontrollierten Änderung seiner Absorptionseigenschaften. Neben dem Haupteffekt, der Elektroabsorption, können allerdings auch andere Effekte wie beispielsweise die sättigbare Absorption oder die photoinduzierte Elektroabsorption eine Rolle spielen. Im folgenden sollen die wesentlichen Absorptionseffekte beschrieben werden, die beim schnellen optischen Schalten in Halbleiterkomponenten vorkommen.

2.1 Lineare Absorption

Ein Lichtquant kann in einem Halbleiter absorbiert werden, indem es seine Photonenenergie $E = h\nu$ an einen Ladungsträger im Valenzband abgibt. Dadurch wird der Ladungsträger in das Leitungsband gehoben, und das Lichtquant verschwindet (Abbildung 2.1). Die Voraussetzung für die Absorption ist, daß die Photonenenergie $h\nu$ mindestens der Energiedifferenz zwischen der Oberkante des Valenzbandes E_V und der Unterkante des Leitungsbandes E_L entspricht, also der Bandlückenenergie $E_G = E_L - E_V$ (G für gap - Lücke). Ist die Photonenenergie $h\nu$ kleiner als die Bandlückenenergie E_G, findet keine Absorption statt, und der Halbleiter erscheint für das Photon transparent. Auf die Lichtwellenlänge $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{ch}{E}$ (mit c: Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, ν: Frequenz, h: Plancksches Wirkungsquantum, E: Photonenenergie) bezogen bedeutet das also, daß Licht mit kürzeren Wellenlängen absorbiert wird, während längerwelliges Licht transmittiert wird. Der Übergang liegt im ungestörten Fall bei $\lambda_G = \frac{ch}{E_G}$ und wird als Absorptionskante bezeichnet.

Das Lambertsche Gesetz [23] beschreibt die Abnahme der Lichtintensität I

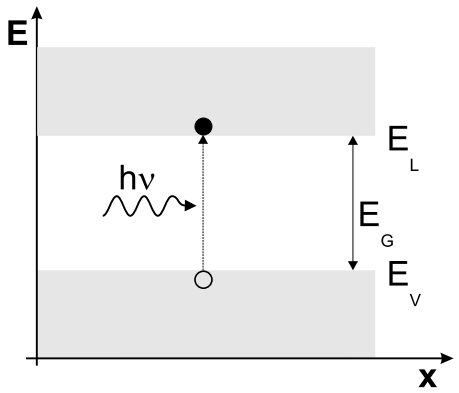

Abbildung 2.1: *Schematische Darstellung der linearen Absorption im Bändermodell. Aufgetragen ist die Energie E über dem Ort x.*

in einem Medium bei konstanter Absorption:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}. \tag{2.1}$$

Dabei ist I_0 die Eingangsintensität, x die durchlaufene Strecke und α der Absorptionskoeffizient. Daraus ergibt sich die Transmission T für einen Körper der Länge d mit

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-\alpha d}. \tag{2.2}$$

In diesem Fall wird davon ausgegangen, daß ein Ladungsträger im Leitungsband eine kurze Verweildauer τ besitzt, bevor er durch spontane Emission wieder in das Valenzband zurückfällt. Ist die Verweildauer somit kürzer als die Zeit bis zum Eintreffen des nächsten Photons, so sieht jedes Photon den gleichen Ausgangszustand, und die Absorption ist unabhängig von der eingestrahlten Intensität. Da die Ausgangsintensität I proportional zur Eingangsintensität I_0 ist, spricht man auch von linearer Absorption.

2.2 Elektroabsorption

Elektroabsorption ist ein Effekt, bei dem der Absorptionskoeffizient α eines Halbleiters durch Anlegen eines elektrischen Feldes geändert wird. Es handelt sich also um einen elektro-optischen Effekt, bei dem Licht direkt durch elektrische Spannung gesteuert wird. Dieser Effekt wurde erstmals von W. Franz und L. V. Keldysh untersucht [24, 25] und wird daher auch Franz-Keldysh-Effekt genannt.

Elektroabsorption basiert auf der Verschiebung der Absorptionskante hin zu höheren Wellenlängen durch Anlegen eines elektrischen Feldes in Sperrichtung. Das bedeutet, daß auch Licht absorbiert werden kann, dessen Photonenenergie $h\nu$ geringer als die Bandlückenenergie E_G ist.

Durch Anlegen einer elektrischen Spannung an den Halbleiter entsteht ein elektrisches Feld in x-Richtung, und das Leitungs- und das Valenzband werden in x-Richtung, also räumlich, verkippt (Abbildung 2.2). Dadurch stellt die

Bandlücke in x-Richtung für die Ladungsträger eine Potentialbarriere der Breite b dar, die im klassischen Bild nicht überwunden werden kann. Betrachtet man jedoch die Ladungsträger im Wellenmodell, so besitzen ihre Wellenfunktionen einen exponentiell abklingenden Anteil, der in die Potentialbarriere hineinragt. Der Überlapp der Wellenfunktionen eines Ladungsträgers im Valenzband und eines Ladungsträgers im Leitungsband ergibt eine geringe Tunnelwahrscheinlichkeit (Abbildung 2.2 a). Durch Erhöhung der elektrischen Feldstärke verkippen die Bänder stärker, die Breite b der Potentialbarriere verringert sich, und die Tunnelwahrscheinlichkeit nimmt zu (Abbildung 2.2 b).

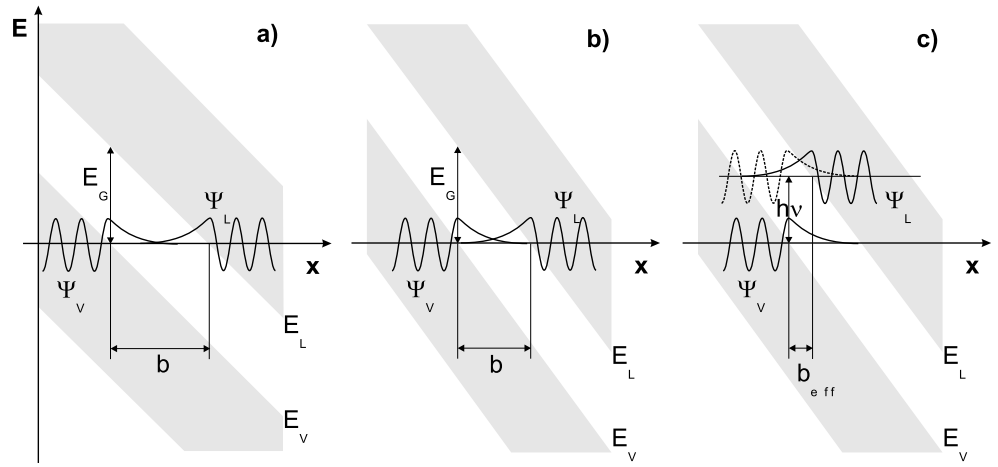

Abbildung 2.2: *Prinzip der Elektroabsorption (nach [26]): a) Bandverkippung durch eine elektrische Spannung. b) Stärkere Bandverkippung durch eine höhere Spannung. c) Höhere Spannung und Licht der Photonenenergie $h\nu$ führen zu einem großen Überlapp und somit zu höherer Absorption. (E: Energie-Achse, x: Ortsachse, E_G: Bandlückenenergie, E_V: obere Kante des Valenzbandes, E_L: untere Kante des Leitungsbandes, Ψ_V: Wellenfunktion eines Ladungsträgers im Valenzbandes, Ψ_L: Wellenfunktion eines Ladungsträgers im Leitungsbandes, b: Breite der Potentialbarriere, b_{eff}: effektive Breite der Potentialbarriere)*

Wird Licht in den Halbleiter eingestrahlt, kann die Energie eines Ladungsträgers im Valenzband angehoben werden. Dadurch reduziert sich die Breite b der Potentialbarriere auf die effektive Breite b_{eff} (Abbildung 2.2 c). Der Überlapp der Wellenfunktionen wird größer, die Tunnelwahrscheinlichkeit steigt, und die Absorption nimmt zu. Dieses gilt nun auch für den Fall, daß die Photonenenergie $h\nu$ des eingestrahlten Lichtes geringer als die Bandlückenenergie E_G ist. Da also eine starke Absorption auch schon bei größeren Wellenlängen möglich wird, spricht man von einer Verschiebung der Absorptionskante.

Anders ausgedrückt wird die fehlende Energie $\Delta E = E_G - h\nu$ aus der Energie eU des elektrischen Feldes aufgebracht. Aus dem Bild der verkippten Energiebänder ergibt sich für eine konstante Absorption die Beziehung $U \propto \Delta E$ (Herleitung im Anhang A.2). Hierbei ist zu beachten, daß die Diffusionsspannung U_D in der aktiven Zone des Halbleiters die Bänder bereits verkippt, auch wenn noch keine externe elektrische Spannung U_{ext} angelegt ist. Die zur Elek-

troabsorption beitragende Gesamtspannung ist also $U = U_{ext} + U_D$.

Bei schrumpfendem b_{eff} (durch Erhöhung der Spannung U oder der Photonenenergie $h\nu$) überlappen nicht nur die monoton abklingenden Anteile der Wellenfunktionen, sondern zunehmend auch die oszillierenden Anteile. Das hat zur Folge, daß auch die Tunnelwahrscheinlichkeit oszilliert und somit auch die Absorption. Bei hohen Spannungen oder Wellenlängen nahe oder unterhalb der Absorptionskante kann die Absorption also wieder abnehmen. Dieser Effekt wird auch als exzitonische Resonanz bezeichnet [27, 28].

Die in das Leitungsband gehobenen Ladungsträger fallen nun durch spontane Emission in das Valenzband zurück oder werden durch die angelegte Spannung aus der aktiven Zone abgesaugt.

2.3 Sättigbare Absorption

Sättigbare Absorption ist ein nichtlinearer optischer Effekt, bei dem der Absorptionskoeffizient α eines Mediums von der Lichtintensität I abhängt. Mit steigender Intensität nimmt die Absorption kontinuierlich ab, bis das Medium praktisch transparent wird.

Im Gegensatz zur linearen Absorption wird bei der sättigbaren Absorption davon ausgegangen, daß die Verweildauer τ eines Ladungsträgers im Leitungsband nicht beliebig kurz ist. Steigt nun die Anzahl der Photonen, die in einen Halbleiter eingestrahlt werden, so werden auch mehr und mehr Ladungsträger aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben. Diese Ladungsträger stehen für die Absorption nicht mehr zur Verfügung. Nachfolgende Photonen werden mit geringerer Wahrscheinlichkeit absorbiert. Die Gesamtabsorption nimmt also ab, sie wird gesättigt.

Mit der Sättigung steigt gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ladungsträger, der bereits in das Leitungsband gehoben worden ist, durch ein Photon zu stimulierter Emission angeregt wird. Der Ladungsträger fällt in das Valenzband zurück und sendet ein neues Photon aus. Mit steigender Intensität gleichen sich also die Anzahl der Ladungsträger im Valenzband und die Anzahl der Ladungsträger im Leitungsband an. Im Gleichgewichtsfall ist die Wahrscheinlichkeit für Absorption genauso groß wie für stimulierte Emission. Da nun gleich viele Photonen absorbiert werden wie neu entstehen, ändert sich nichts an der Gesamtzahl der Photonen. Die Intensität I am Ende des Halbleiters ist gleich der Anfangsintensität I_0, und das Medium ist transparent ($T = 1$) (Abbildung 2.3).

Die Änderung der Absorption durch die Intensität läßt sich phänomenologisch gut beschreiben durch

$$\alpha(I) \quad = \quad \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_S}}, \tag{2.3}$$

wobei α_0 die Anfangsabsorption für $I = 0$ ist und I_S die sogenannte Sättigungsintensität [29]. Entspricht also die eingestrahlte Intensität I der Sättigungsintensität I_S, so fällt der Absorptionskoeffizient α auf den halben Anfangswert. Für $I \gg I_S$ geht α gegen null.

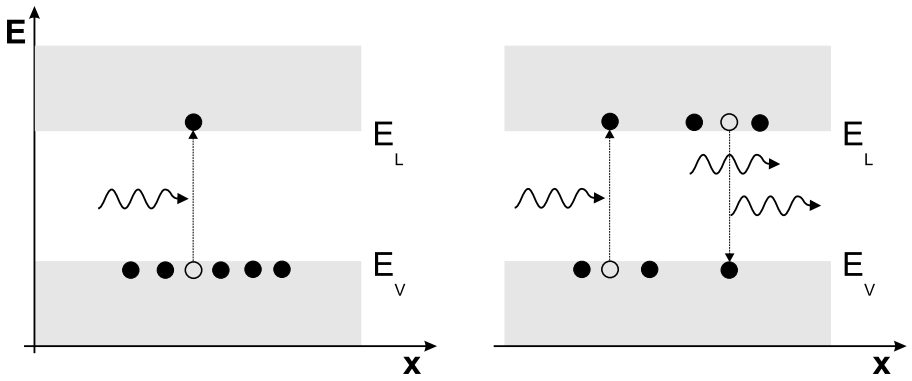

Abbildung 2.3: *Extremfälle der sättigbaren Absorption: Links: Bei unbesetztem Leitungsband findet nur Absorption statt. Rechts: Sind das Leitungsband und das Valenzband gleich stark besetzt, finden Absorption und stimulierte Emission in gleichem Maße statt. Die Photonenanzahl bleibt konstant, und das Medium ist transparent.*

2.4 Kreuzabsorptionsmodulation

Der Effekt der Kreuzabsorptionsmodulation (XAM) ist eine spezielle Form der sättigbaren Absorption. Da sich die Sättigung eines Absorbers nicht nur auf die Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes bezieht, kann die Absorptionsänderung auch durch Licht anderer Wellenlängen ausgenutzt werden. XAM ist also ein nichtlinearer Effekt, bei dem Licht durch Licht beeinflußt (moduliert) wird [30].

Für schnelles optisches Schalten ist XAM mit kurzen Lichtpulsen besonders interessant. Nach der Sättigung geht die Transmission des Absorbers jedoch nicht sofort auf den Ausgangswert zurück, sondern benötigt eine gewisse Erholungszeit. Wird innerhalb dieser Erholungszeit ein zweiter Lichtpuls durch den Absorber geschickt, so wird dieser Puls auch noch durch die Sättigung beeinflußt. Die damit verbundenen Effekte beruhen auf den dynamischen Prozessen der Ladungsträger im Leitungsband des sättigbaren Absorbers. Es wird zwischen zwei verschiedenen Arten von dynamischen Prozessen unterschieden:

Intrabandprozesse beschreiben eine Änderung der Ladungsträgerverteilung im selben Energieband, wobei die Ladungsträgerdichte des Bandes konstant bleibt.

Interbandprozesse beschreiben Ladungsträgerübergänge zwischen zwei Bändern, wodurch sich die Ladungsträgerdichte in beiden Bändern ändert.

In Abbildung 2.4 werden die dynamischen Ladungsträgerprozesse schematisch dargestellt. Im Ausgangszustand (Abbildung 2.4 links oben) befinden sich die Ladungsträger im Leitungsband im Gleichgewicht. Die Verteilung der Ladungsträger ergibt sich aus der Fermiverteilung ihrer Temperatur. Durch Einstrahlen eines kurzen Lichtpulses finden nacheinander folgende Prozesse statt, welche sich auf die Transmission von Licht bei einer Wellenlänge nahe der Sättigungswellenlänge auswirken (Abbildung 2.4 rechts):

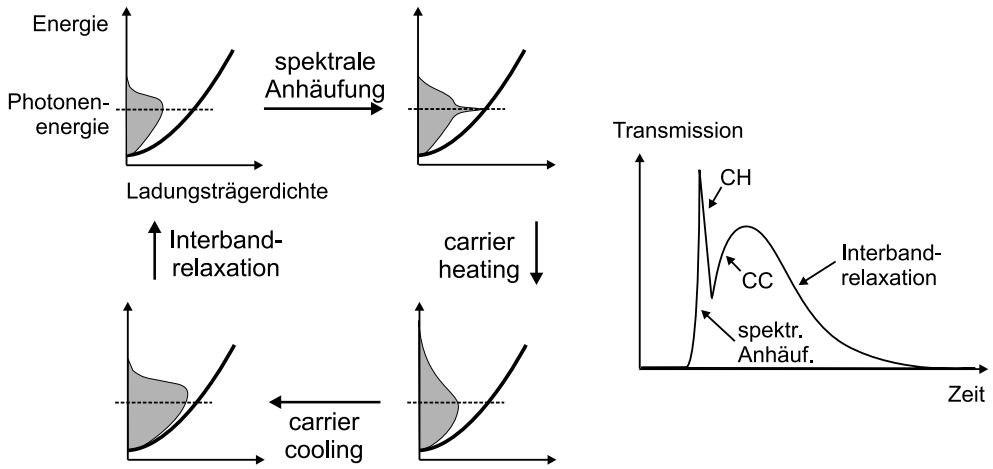

Abbildung 2.4: *Links: Durch Kreuzabsorptionsmodulation mit kurzen Pulsen verursachte Ladungsträgereffekte im Leitungsband eines sättigbaren Absorbers (nach [30]). Rechts: Einfluß der Ladungsträgereffekte auf das zeitliche Transmissionsverhalten eines SA.*

Spektrale Anhäufung, Interbandprozeß:

Durch Absorption des eingestrahlten Lichtpulses werden Ladungsträger im Leitungsband an der Stelle angehäuft, deren Energie der Photonenenergie entspricht. Dieser Effekt wird als instantaner Effekt betrachtet. Der zeitliche Anstieg der Ladungsträgerdichte hängt also direkt von der Form des Lichtpulses ab. Dieser Effekt führt zu einem entsprechend schnellen Anstieg der Transmission. Bei hoher Pulsleistung kann zusätzlich Zwei-Photonen-Absorption (two-photon absorption - TPA) auftreten. Dieser Effekt ist allerdings verhältnismäßig schwach und wird deshalb hier nicht weiter behandelt [31].

Ladungsträgererwärmung (carrier heating - CH), Intrabandprozeß:

Die spektrale Anhäufung wird durch Streuung an benachbarten Ladungsträgern abgebaut, bis die Verteilung einer Fermiverteilung bei jedoch höherer Temperatur entspricht. Dieser Effekt findet in einer Zeit von etwa 50 fs statt. Er führt zu einem schnellen Abfall der Transmission. Bei längeren Pulsen hängt das zeitliche Verhalten also wieder direkt von der Pulsform ab.

Ladungsträgerkühlung (carrier cooling - CC), Intrabandprozeß:

Durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung wird die Ladungsträgerverteilung wieder abgekühlt, bis die Ausgangstemperatur erreicht ist. Dabei werden die unteren Energiezustände mit Ladungsträgern angefüllt. Für Licht mit entsprechender Photonenenergie erhöht sich dadurch die Transmission wieder. Die Zeitkonstante dieses Prozesses liegt bei wenigen Pikosekunden.

Interbandrelaxation, Interbandprozeß:

> Die überzähligen Ladungsträger gehen schließlich wieder in das Valenzband über, bis das Ausgangsgleichgewicht wieder erreicht ist. Die Transmission fällt exponentiell auf ihren Ausgangswert. Die Dauer dieses Vorganges hängt von den Materialeigenschaften und den Betriebsbedingungen ab und kann einige zehn Pikosekunden dauern.

2.5 Photoinduzierte Elektroabsorption

Die photoinduzierte Elektroabsorption ist ein kombinierter Effekt aus sättigbarer Absorption und Elektroabsorption. Er tritt dann auf, wenn die Verweildauer τ eines Ladungsträgers im Leitungsband nicht beliebig kurz ist und die Ladungsträger auch nicht schnell durch die angelegte Spannung abgesaugt werden.

Die durch Absorption in das Leitungsband gehobenen Ladungsträger sind beweglich. Durch die Diffusionsspannung U_D und die in Sperrichtung angelegte externe Spannung U_{ext} werden sie beschleunigt. Wie in einer Photodiode erzeugen diese Ladungsträger eine Photospannung U_P. Sie ist der Diffusionsspannung U_D und der externen Spannung U_{ext} entgegengesetzt, wodurch sie, U_P, das elektrische Feld in der aktiven Zone vermindert. Da man auch davon spricht, daß die photogenerierten Ladungsträger die aktive Zone gegen ein elektrisches Feld abschirmen, wird dieser Effekt auch als *Screening* bezeichnet.

Durch die Photospannung U_P wird folglich die Bandverkippung vermindert, und die Absorption sinkt. Durch photoinduzierte Elektroabsorption wird also der Effekt der sättigbaren Absorption weiter verstärkt und die Transmission somit weiter erhöht.

Die Erholungszeit der Kreuzabsorptionsmodulation kann durch photoinduzierte Elektroabsorption erheblich verlängert werden.

2.6 Kreuzgewinnmodulation

Kreuzgewinnmodulation (XGM) findet in verstärkenden Medien wie in einem Halbleiterlaserverstärker (SOA) statt ([15], Seite 34; [32]). Genau wie der EAM ist auch der SOA eine Halbleiterdiode. Im Gegensatz zum EAM, an den zum Betrieb eine Gegenspannung angelegt wird ($U < 0\,\mathrm{V}$), wird der SOA jedoch in Durchlaßrichtung betrieben ($U > 0\,\mathrm{V}$). Der daraus resultierende Injektionsstrom verursacht im SOA die Ladungsträgerinversion, die durch stimulierte Emission zur optischen Verstärkung ausgenutzt wird. Durch Einstrahlen von Licht wird die Inversion abgebaut und damit die Verstärkung (der Gewinn) gesättigt, also verändert (moduliert). Analog zur Kreuzabsorptionsmodulation (XAM) wird also auch bei XGM die Transmission eines Halbleiters durch Einstrahlen von Licht geändert. Während allerdings durch XAM die Transmission zunimmt, nimmt sie durch XGM ab.

Wird ein kurzer Lichtpuls in einen SOA geschickt, so ändert sich die Transmission nicht nur für die Dauer des Lichtpulses, sondern auch darüber hinaus. Die verschiedenen Effekte, die also bei Kreuzgewinnmodulation mit kurzen Pul-

sen auftreten, beruhen auf dem Verhalten der Ladungsträger im Leitungsband des SOA.

Durch Injektion von Ladungsträgern (elektrisches Pumpen) liegt im SOA Ladungsträgerinversion vor. Durch Einstrahlen von Licht in einen SOA, das eine Wellenlänge im Verstärkungsbereich des SOA besitzt, wird stimulierte Emission bewirkt. Das bedeutet, daß die Inversion der Ladungsträger zugunsten der Lichtverstärkung reduziert wird und die Verstärkung abnimmt. Nach Abschalten des eingestrahlten Lichtes erholt sich der SOA wieder, bis der Ausgangszustand erreicht ist und sich die Ladungsträgerverteilung wieder im Gleichgewicht befindet.

Bei der Kreuzgewinnmodulation treten analog zur Kreuzabsorptionsmodulation nacheinander folgende Effekte auf (Abbildung 2.5):

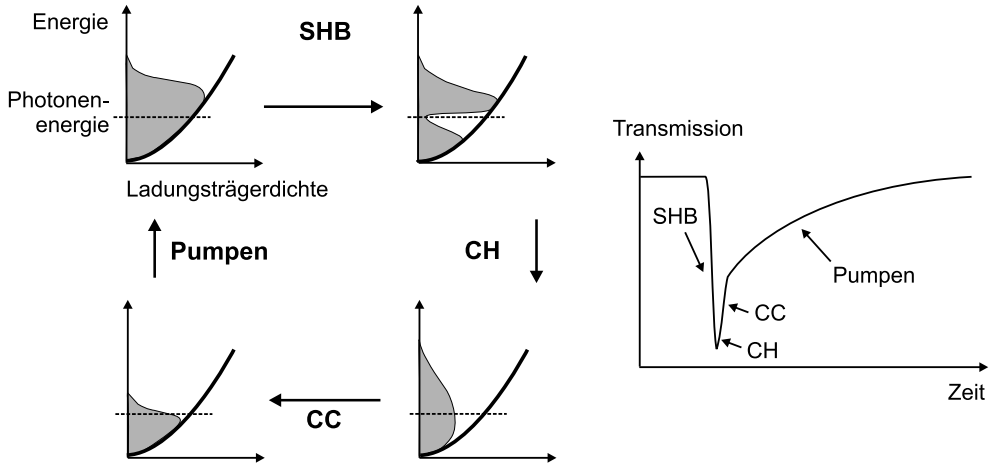

Abbildung 2.5: *Links: Durch Kreuzgewinnmodulation mit kurzen Pulsen verursachte Ladungsträgereffekte im Leitungsband eines SOA. Rechts: Einfluß der Ladungsträgereffekte auf das zeitliche Transmissionsverhalten eines SOA.*

Spektrales Lochbrennen (spectral hole burning - SHB), Interbandprozeß:

> Durch stimulierte Emission werden die Elektronen des Leitungsbandes abgebaut, deren Energie der Energie der eingestrahlten Photonen entspricht. Anschaulich betrachtet wird ein „spektrales Loch“ in das Leitungsband „gebrannt“. SHB wird als instantaner Effekt behandelt. Der zeitliche Abfall der Ladungsträgerdichte und damit auch der Transmission hängt also direkt von der Form des Lichtpulses ab.

Ladungsträgererwärmung (carrier heating - CH), Intrabandprozeß:

> Das spektrale Loch wird durch Streuung an benachbarten Ladungsträgern wieder aufgefüllt, bis die Verteilung einer Fermiverteilung bei jedoch höherer Temperatur entspricht. Dieser Effekt findet in einer Zeit von etwa 50 fs statt. Er führt zu einem schnellen Anstieg der Transmission. Bei längeren Pulsen hängt das zeitliche Verhalten also wieder direkt von der Pulsform ab.

Ladungsträgerkühlung (carrier cooling - CC), Intrabandprozeß:

> Durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung wird die Ladungsträgerverteilung wieder abgekühlt, bis die Ausgangstemperatur erreicht ist. Dabei werden die unteren Energiezustände mit Ladungsträgern angefüllt. Für Licht mit entsprechender Photonenenergie erhöht sich die Transmission weiter. Die Zeitkonstante dieses Prozesses liegt bei etwa $0,5\,\mathrm{ps}$.

Elektrisches Pumpen, Interbandprozeß:

> Durch elektrisches Pumpen werden schließlich wieder Ladungsträger in das Leitungsband injiziert, bis das Ausgangsgleichgewicht nach einigen hundert Pikosekunden wieder erreicht ist.

Wie bei Kreuzabsorptionsmodulation schließt sich also auch hier an eine schnelle Transmissionsänderung eine langsame an.

Kapitel 3

Verwendete Elektroabsorptionsmodulatoren

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden verschiedene EAM-Komponenten verwendet. Dabei handelt es sich einerseits um kommerziell erhältliche EAM-Module der Firma Oki in Japan und andererseits um Experimentalkomponenten der Firma GiGA in Dänemark, welche im Rahmen des dänischen SCOOP-Projektes in Zusammenarbeit mit dem COM Center entwickelt worden sind ([33], Seiten 2 und 57).

Die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Komponenten werden in Tabelle 3.1 aufgeführt. Der Übersicht wegen werden diese Komponenten im folgenden nur mit der in der Tabelle angegebenen Bezeichnung (EAM-A bis EAM-F) benannt.

Tabelle 3.1: Übersicht über die verwendeten EAM-Komponenten.

Bezeichnung	EAM-A	EAM-B	EAM-C	EAM-D	EAM-E	EAM-F
Hersteller	Oki		GiGA			
Typ	OM5642W-30B		G286		G219	
Seriennummer	269-6	298-6	230-6-h	220-7ar-h	170-15ar	170-12ar
Material	?		InGaAsP			
Länge (μm)	?		230	220	170	
Entspiegelung	?		-	zweifach TiO_2 SiO_2		
Aufbau	Modul		Rohrschlitzfeder			
el. Anschluß	V		SMA		Banane	
el. Bandbreite (GHz)	31	30	> 10		$\ll 10$	
$P_{in,max,optisch}$ (dBm)	13		10		15	
U_{min} (V)	-5		-7		-7	
U_{max} (V)	+1		+2		+2	

Da es sich bei den Oki-Komponenten um kommerzielle Module handelt, sind sie genau spezifiziert. Die hier angegebenen Werte sind aus dem jeweiligen Datenblatt entnommen. Entsprechend sind allerdings keine genauen Angaben über die technologische Struktur der EAM-Chips möglich. Es ist aber davon auszugehen, daß ihre Struktur im wesentlichen mit der der GiGA-Chips vergleichbar

ist.

Im Gegensatz dazu sind bei den GiGA-Komponenten genauere Angaben über die Struktur möglich. Diese experimentellen Komponenten sind dafür in ihren Eigenschaften nicht genau spezifiziert. Die in der Tabelle 3.1 aufgeführten Werte für die zulässigen Betriebsbereiche sind daher lediglich Schätzungen von den Herstellern bei GiGA [34], welche sich allerdings im Laborbetrieb bestätigt haben. Die angegebene elektrische Bandbreite der GiGA-Komponenten beruht weniger auf den Eigenschaften des Chips als auf der Bandbreite des elektrischen Anschlusses.

Das EAM-Modul von Oki (EAM-A und -B) wird in Abbildung 3.1 gezeigt. Der Modulator befindet sich in einem Metallgehäuse mit zwei optischen Faseranschlüssen, einem elektrischen Hochfrequenz-Eingang mit V-Stecker und vier Pins für die Temperaturregelung. Im Gehäuse wird die Faser-Chip-Kopplung durch eine Linsen-Optik realisiert.

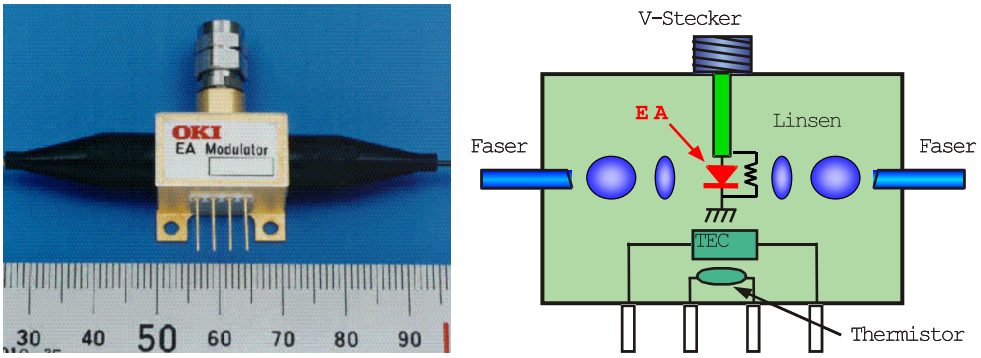

Abbildung 3.1: *Photographie und schematischer Aufbau des EAM-Moduls von Oki (aus [35]).*

In Abbildung 3.2 wird die Struktur der EAM von GiGA schematisch dargestellt (EAM-C bis -F). Es handelt sich um eine Rippen-Wellenleiter-Struktur (ridge wave guide - RW) mit zehn Multi-Quantum-Well (MQW)-Schichten in der aktiven Zone, welche aus InGaAsP-Schichten verschiedener Zusammensetzungen bestehen. Die Länge der einzelnen Chips wird durch entsprechendes Spalten des Wafers bestimmt. Da die Spaltungen entlang einer Kristallachse erfolgen, entstehen glatte Facettenoberflächen.

Die Faser-Chip-Kopplung der EAM-Chips von GiGA wurde mit eigenen Mitteln durchgeführt. In Abbildung 3.3 ist beispielhaft der Aufbau für Gleichspannungsanwendungen dargestellt (EAM-E und -F). Um die Fasertaper vor dem Wellenleiter zu positionieren, werden Rohrschlitzfedern verwendet, welche sich durch Schrauben ausreichend genau einstellen lassen. Der gesamte Koppelblock wird mit einem Peltier-Element temperaturstabilisiert und ist über Monate stabil.

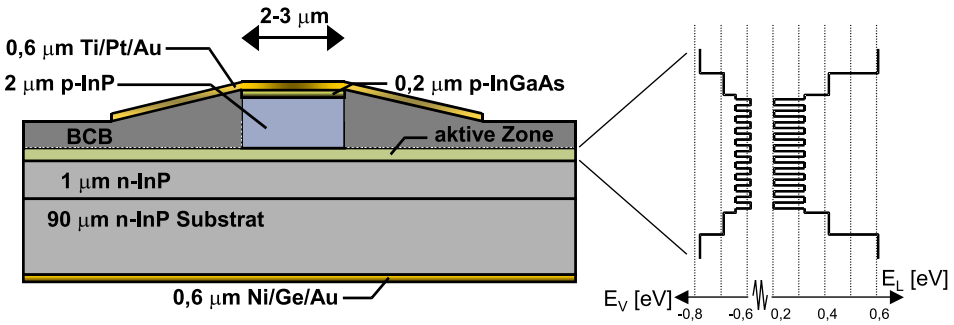

Abbildung 3.2: *Struktur der EAM von GiGA. In der Vergrößerung wird das Energieschema der MQW-Struktur der aktiven Zone gezeigt, welche aus InGaAsP-Schichten verschiedener Zusammensetzungen besteht. Das Polymer Benzozyklobuten (BCB) dient als Isolator (aus [33], Seite 57).*

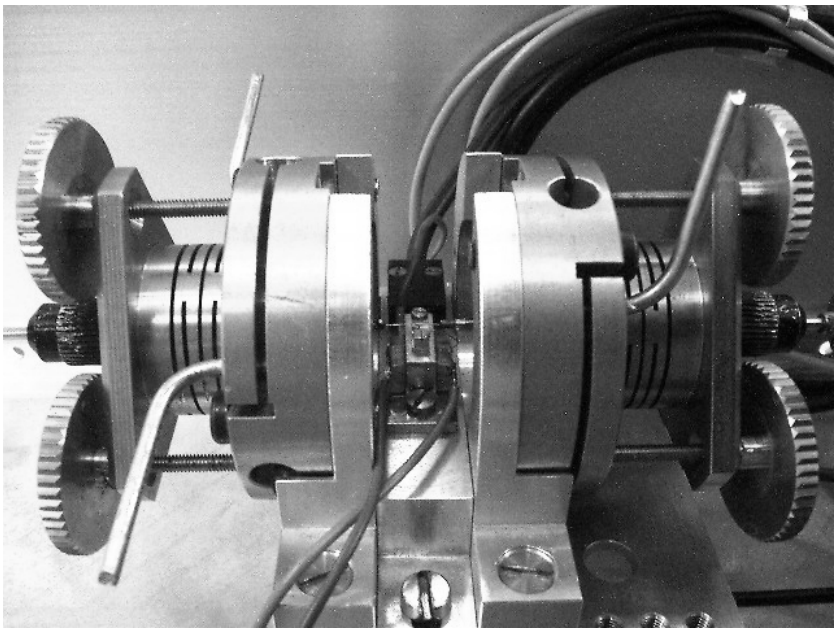

Abbildung 3.3: *Faser-Chip-Kopplung der EAM-Chips von GiGA mit Rohrschlitzfedern. Gezeigt ist der Aufbau mit Gleichspannungsanschlüssen (EAM-E und -F).*

Kapitel 4

Der konventionelle EAM-Schalter

Dieses Kapitel beschreibt das Verfahren, welches am häufigsten zum schnellen optischen Schalten mit einem Elektroabsorptionsmodulator verwendet wird. Von diesem Schaltkonzept ausgehend werden im nächsten Kapitel entsprechend erweiterte Schaltkonzepte auf der Basis des EAM behandelt.

Zur Beschreibung des Schaltverhaltens eines Schalters wird das sogenannte Schaltfenster verwendet. Es beschreibt das zeitliche Verhalten der Transmission eines Schalters. Das Schaltfenster soll schmal sein und einen hohen Kontrast zwischen geschalteter und unterdrückter Lichtleistung besitzen. In Abschnitt 4.4 wird näher auf die Charakterisierung des Schaltfensters eingegangen.

4.1 Schaltprinzip

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie der Effekt der Elektroabsorption zum schnellen optischen Schalten verwendet werden kann. Zunächst verursacht das Anlegen einer Spannung an den EAM eine Verschiebung der Absorptionskante (Abschnitt 2.2). Abbildung 4.1 zeigt die experimentell bestimmte Transmission T des EAM in Abhängigkeit der Wellenlänge λ für verschiedene angelegte Gleichspannungen U.

Die Transmission ist zu verstehen als das Verhältnis der optischen Ausgangsleistung P_{out} in der Faser am Ausgang des EAM zur optischen Eingangsleistung P_{in} in der Faser am Eingang des EAM. Für die Angabe von Verhältnissen und Leistungen wird zum Teil die logarithmische Schreibweise in dB beziehungsweise dBm verwendet, welche in Anhang A.1 erläutert wird.

Bei einer Spannung von 0 V ist die Transmission verhältnismäßig konstant, da der dargestellte Wellenlängenbereich von 1530 nm bis 1560 nm oberhalb der Absorptionskante liegt. In diesem Bereich gilt der EAM folglich als transparent. Die dennoch nicht unerhebliche Dämpfung von etwa 14 dB ergibt sich einerseits aus den Koppelverlusten zwischen der Faser und dem EAM-Wellenleiter und andererseits aus der sonstigen linearen Absorption des Modulators. Durch Anlegen einer Gegenspannung, also einer negativen Spannung U, nimmt die Transmission bei kürzeren Wellenlängen stärker ab als bei längeren. Die Ab-

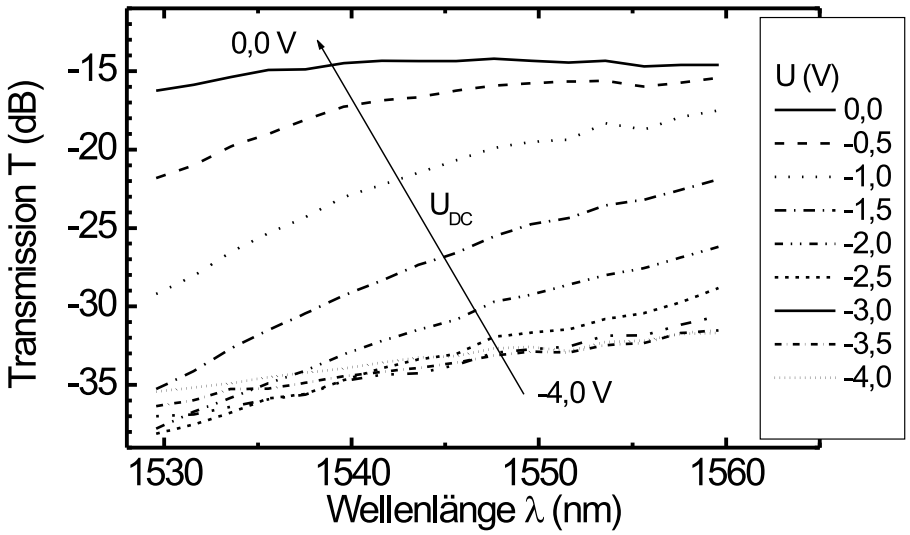

Abbildung 4.1: *Die gemessene wellenlängenabhängige Transmission eines EAM bei verschiedenen Gleichspannungen U veranschaulicht die Verschiebung der Absorptionskante (EAM-A,*$P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$*).*

sorptionskante verschiebt sich also zu längeren Wellenlängen hin. Unterhalb von etwa $-2,5\,\mathrm{V}$ fällt die Transmission langsamer und steigt schließlich sogar bei kürzeren Wellenlängen. Dieses entspricht dem in Abschnitt 2.2 beschriebenen Effekt der exzitonischen Resonanz.

Für Anwendungen des EAM, bei denen die Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes konstant bleibt, ist die Spannungsabhängigkeit von größerem Interesse als die Wellenlängenabhängigkeit. In Abbildung 4.2 sind daher die gleichen

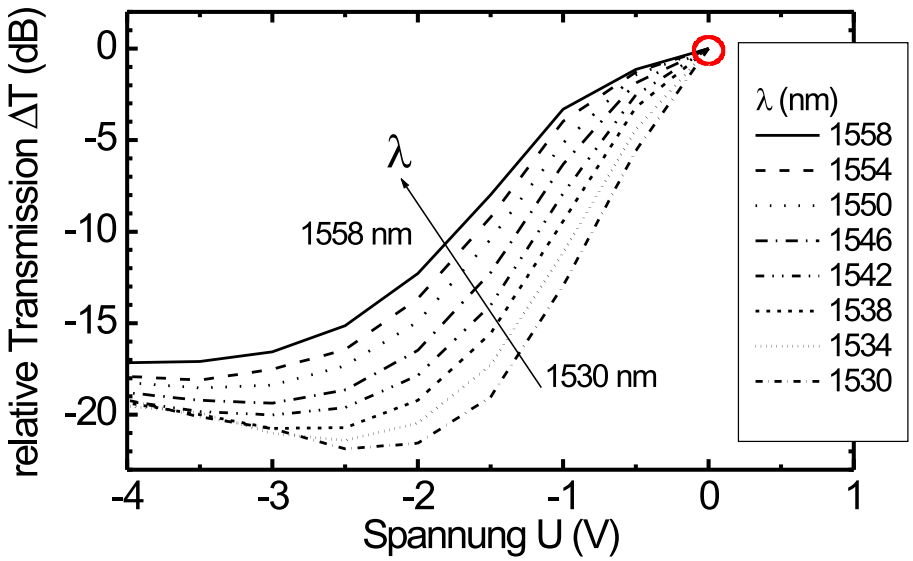

Abbildung 4.2: *Normierte spannungsabhängige Transmissionskurven des EAM (*$T(U)$*-Kurven) für verschiedene Wellenlängen* λ *(EAM-A,* $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$*).*

Meßwerte wie in Abbildung 4.1 dargestellt, dieses Mal allerdings als Transmissionsänderung ΔT über der angelegten Spannung U. Dabei sind alle Kurven bei der Spannung 0 V auf den Wert 0 dB normiert. Die Kurven besitzen eine deutliche S-Form, die bei kürzeren Wellenlängen ausgeprägter ist. Unterhalb von etwa -3 V und zu 0 V hin flachen die Kurven ab. Dazwischen liegt der Bereich des größten Anstiegs. In dieser Darstellung machen sich die exzitonischen Resonanzen bei kürzeren Wellenlängen bemerkbar durch einen Anstieg zu höheren Gegenspannungen hin.

Wie sich die S-Form der EAM-Transmissionskurven zum schnellen optischen Schalten ausnutzen läßt, wird in Abbildung 4.3 schematisch gezeigt. Dazu wird eine der Kurven aus Abbildung 4.2 vereinfacht als eine eckige Kurve auf einer linearen Skala dargestellt. Wird nun die Spannung im Bereich des linearen Anstiegs moduliert, so wird auch die optische Transmission entsprechend gleich moduliert. Wie im Bild dargestellt, bewirkt beispielsweise eine sinusförmige elektrische Modulation auch eine sinusförmige Modulation der optischen Transmission. Diese modulierte Transmission läßt sich nun bereits prinzipiell zum optischen Schalten verwenden. Die Schaltfensterbreite wird in diesem Fall nur durch die Modulationsfrequenz bestimmt. Sie entspricht einer halben Periodenlänge und ist damit allerdings sehr breit.

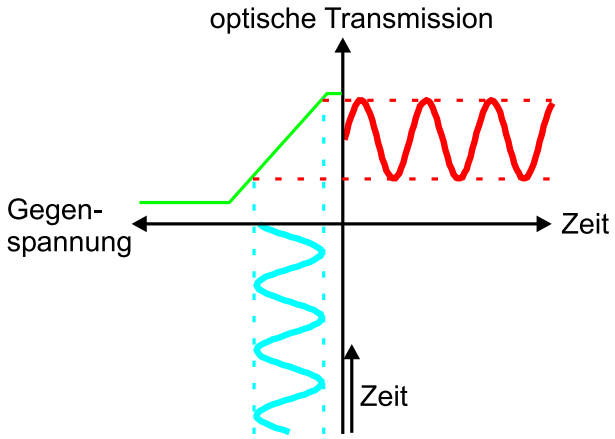

Abbildung 4.3: *Schematische Darstellung der elektro-optischen Modulation eines EAM unter Ausnutzung der S-förmigen Transmissionskurve.*

Um kürzere Schaltfenster zu erzeugen, ändert man die elektrische Modulation so, daß sie auch in den unteren flachen Bereich der S-Kurve hineinragt. Dadurch wird bei der Modulation der optischen Transmission der untere Teil der Sinus-Kurve abgeschnitten, und nur die Spitzen bleiben übrig (Abbildung 4.4). Das Schaltfenster wird entsprechend schmaler.

Um einen EAM zum optischen Schalten zu verwenden, benötigt man also eine geeignete elektrische Ansteuerung, mit der die gewünschte Modulation erzeugt werden kann. In Abbildung 4.5 wird eine solche Ansteuerung skizziert. Der Oszillator erzeugt eine sinusförmige Wechselspannung mit der Frequenz f. Mit dem nachgeschalteten Hochfrequenzverstärker läßt sich die Amplitude dieser Sinus-Modulation einstellen. Die Amplitude wird üblicherweise als ma-

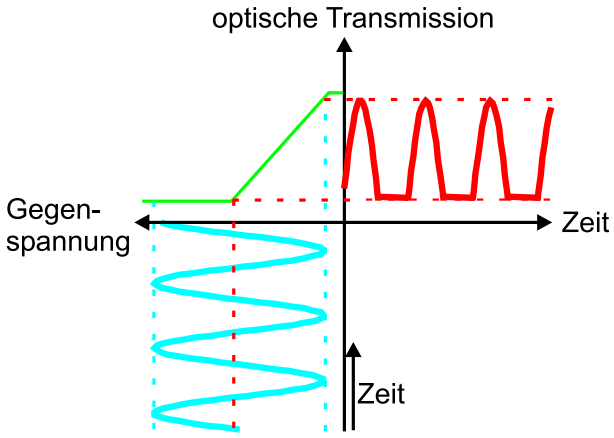

Abbildung 4.4: *Schematische Darstellung zur Erzeugung kurzer Schaltfenster mit einem EAM durch Ausnutzen der S-förmigen Transmissionskurve.*

ximaler Spannungshub U_{mod} angegeben, also als Spannungsdifferenz zwischen Minimum und Maximum (englisch "peak-to-peak"). Über ein sogenanntes Bias-T wird die Gleichspannungsquelle angeschlossen, mit der die Sinus-Modulation um die Gleichspannung U_{DC} verschoben werden kann. Über diese Gleichspannung läßt sich also der Arbeitspunkt der Modulation auf der S-Kurve einstellen.

Da ein EAM stets in Sperrichtung, also mit einer Gegenspannung, betrieben wird, ist auch die angelegte Gleichspannung U_{DC} stets negativ. Eine positive Gegenspannung ist eine negative Gleichspannung U_{DC}. In dieser Arbeit wird aufgrund des negativen Vorzeichens eine hohe Gegenspannung stets als eine geringe Gleichspannung U_{DC} bezeichnet. Eine sinkende Gleichspannung U_{DC} entspricht in diesem Fall ($U_{DC} < 0$) also einer steigenden absoluten Spannung.

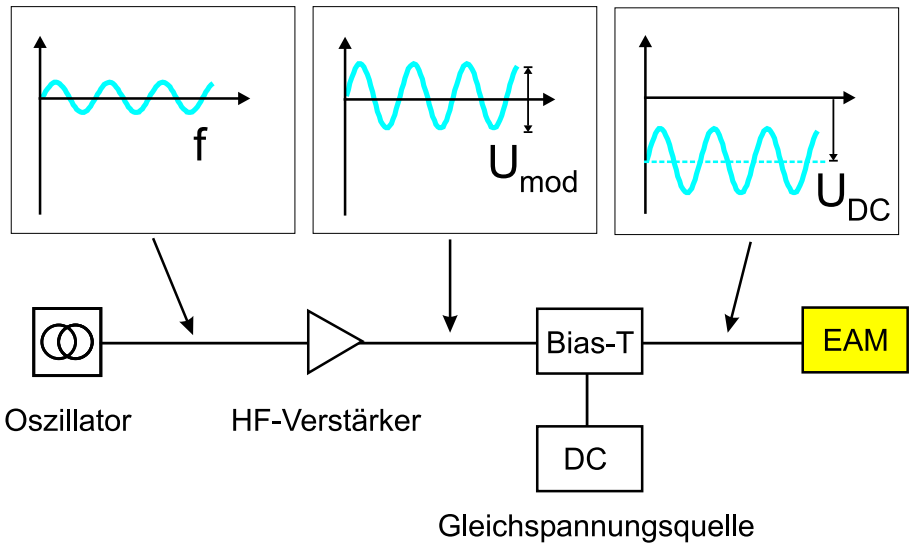

Abbildung 4.5: *Elektrische Ansteuerung des EAM.*

4.2 Simulation der EAM-Schaltfenster

Im vorherigen Abschnitt wurde das Prinzip erklärt, mit dem ein EAM zum schnellen optischen Schalten verwendet werden kann. In diesem Abschnitt soll nun das Schaltverhalten eines EAM quantitativ bestimmt werden. Dazu wird das Schaltfenster auf Grundlage der spannungsabhängigen Transmissionskurve des EAM (Abbildung 4.2) simuliert.

Das Schaltfenster stellt die Transmission T eines Schalters als Funktion der Zeit t dar:

$$T = T(t). \tag{4.1}$$

Diese Funktion erhält man, wenn man die spannungsabhängige Transmissionskurve $T(U)$ mit der elektrischen Modulation, also der zeitabhängigen Spannung $U(t)$, verbindet:

$$T(t) = T(U(t)). \tag{4.2}$$

Wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben, ist die elektrische Modulation $U(t)$ eine sinusförmige Wechselspannung $U_{AC}(t)$ mit der Frequenz f und der Phase ϕ, die um die Gleichspannung U_{DC} verschoben ist:

$$\begin{aligned} U(t) &= U_{DC} + U_{AC}(t) \\ &= U_{DC} + \frac{U_{mod}}{2}\sin(2\pi f t + \phi). \end{aligned} \tag{4.3}$$

Die spannungsabhängige Transmissionskurve $T(U)$ erhält man durch Messung (Abbildung 4.2). Da jedoch diskrete Meßwerte für eine Simulation unhandlich sind, sollen die Meßkurven analytisch beschrieben werden. Dazu werden die Meßwerte durch eine geeignete analytische Funktion angenähert. Eine S-förmige Kurve läßt sich durch eine verhältnismäßig einfache exponentielle Funktion der Form

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}} \tag{4.4}$$

beschreiben. Um eine solche Funktion an reale Meßwerte anpassen zu können, werden nun noch zusätzliche Parameter benötigt, die eine Verschiebung und Streckung bewirken. Dadurch ergibt sich schließlich als phänomenologische Beschreibung der spannungsabhängigen Transmissionskurve $T(U)$ die Funktion

$$T(U) = \frac{T_{max}}{1 + e^{\frac{U_0 - U}{m}}}. \tag{4.5}$$

Diese Funktion beschreibt also eine streng monoton steigende S-Kurve, deren Transmissionswerte von null bis T_{max} gehen. Der Wendepunkt liegt an der Stelle $U = U_0$ mit $T = \frac{T_{max}}{2}$. Der Parameter m ist ein Maß dafür, wie steil die S-Form ist. Der Anstieg der Kurve im Wendepunkt beträgt $\frac{T_{max}}{4m}$. Ein großes m bewirkt also eine flache S-Form. In Abbildung 4.6 werden Meßwerte und die dazugehörige analytische Kurve dargestellt, die nach Gleichung (4.5) angenähert wurde. Sie stimmen gut miteinander überein.

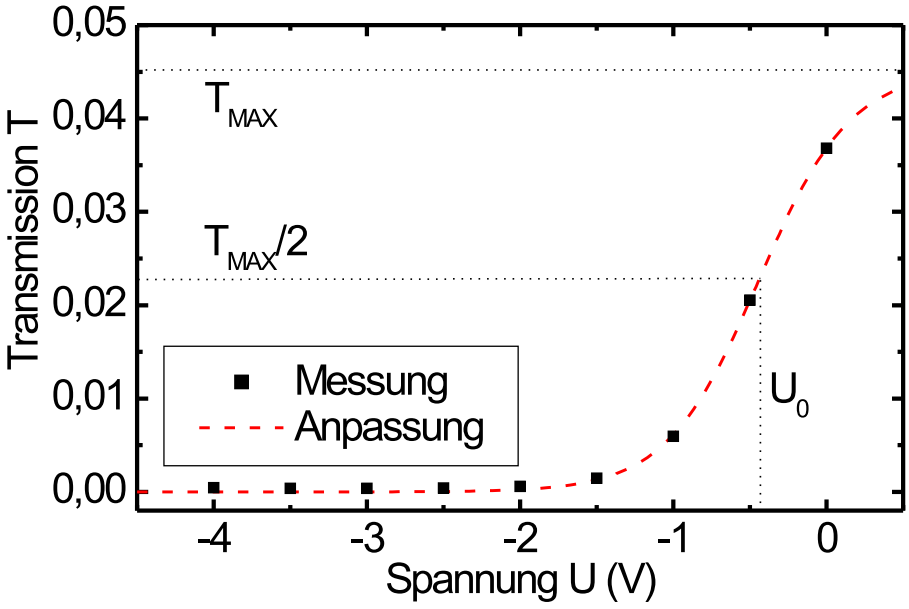

Abbildung 4.6: *Analytische Beschreibung der $T(U)$-Kurve. Die Meßwerte wurden mit der Komponente EAM-A bei einer Wellenlänge von* 1550 nm *und einer optischen Eingangsleistung P_{in} von* 0 dBm *aufgenommen. Die analytische Kurve wird durch Anpassung der Funktion (4.5) an die Meßwerte erreicht. Als Anpassungs-Parameter ergeben sich: $T_{max} = 0,045$, $U_0 = -0,44\,\mathrm{V}$, $m = 0,30\,\mathrm{V}$.*

Das Schaltfenster $T(t)$ erhält man nun, indem man in die Funktion $T(U)$ (4.5) für die Spannung U die elektrische Modulation $U(t)$ (4.3) einsetzt:

$$\begin{aligned} T(t) &= T(U(t)) \\ &= \frac{T_{max}}{1 + e^{\frac{U_0 - U(t)}{m}}} \\ &= \frac{T_{max}}{1 + e^{\frac{U_0 - \left(U_{DC} + \frac{U_{mod}}{2}\sin(2\pi f t + \phi)\right)}{m}}}. \end{aligned} \tag{4.6}$$

Abbildung 4.7 zeigt diesen Zusammenhang zwischen Zeit t, Transmission T und Spannung U graphisch, welcher bereits in Abbildung 4.4 schematisch umrissen wurde. Die gekrümmte Fläche stellt die zeitunabhängige $T(U)$-Kurve dar. Alle Transmissionszustände, die mit einem EAM erreicht werden können, müssen in dieser gekrümmten Fläche liegen. Die Kurve in dieser gekrümmten Fläche zeigt die Transmission T als Funktion der Zeit t und der Spannung U. Sie ergibt sich dadurch, daß die sinusförmige elektrische Modulation $U(t)$, die in der oberen Fläche dargestellt ist, auf die gekrümmte Fläche projiziert wird. Abschließend erzeugt die Projektion der gekrümmten Kurve auf die linke Fläche das Schaltfenster $T(t)$.

In Abbildung 4.8 werden simulierte Schaltfenster dargestellt. Während die Modulationsspannung U_{mod} konstant bleibt, wird die Gleichspannung U_{DC} va-

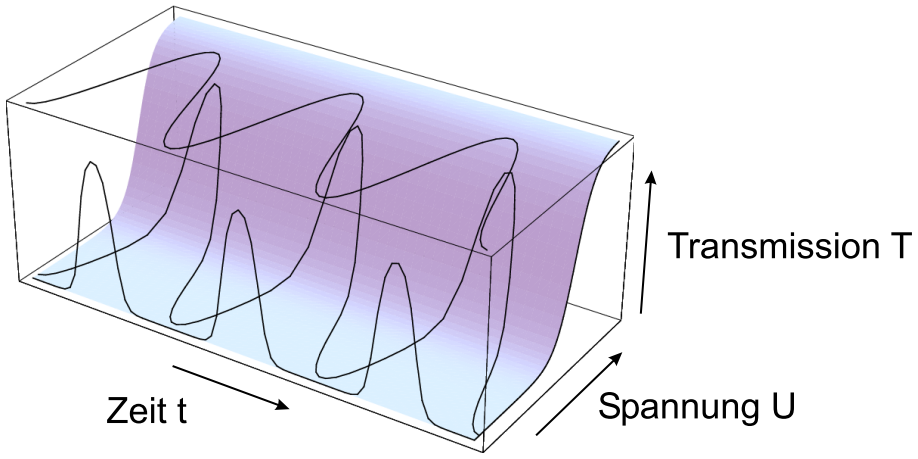

Abbildung 4.7: *Prinzip der Simulation von EAM-Schaltfenstern. Das Schaltfenster $T(t)$ ist eine Funktion der spannungsabhängigen Transmission $T(U)$, wobei U durch die elektrische Modulation $U(t)$ gegeben ist. Die Kurve in der oberen Fläche stellt die sinus-förmige elektrische Modulation $U(t)$ dar, die Kurve auf der rechten Fläche entspricht der zeitunabhängigen $T(U)$-Kurve. Auf der linken Fläche ergibt sich das Schaltfenster $T(t)$.*

riiert. Bezogen auf die Darstellung in Abbildung 4.4 wird also das Modulationsintervall entlang der $T(U)$-Kurve verschoben. Bei hohen Gegenspannungen findet die Modulation fast ausschließlich im unteren flachen Bereich der

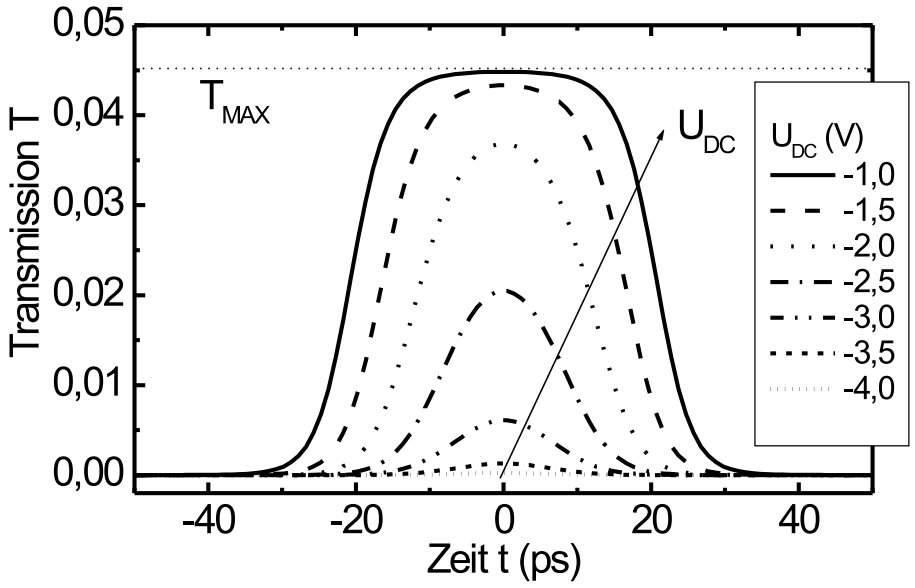

Abbildung 4.8: *Simulierte EAM-Schaltfenster. Grundlage ist die $T(U)$-Kurve aus Abbildung 4.6. Die Modulationsfrequenz beträgt* 10 GHz*, die Modulationsperiode hat also eine Länge von* 100 ps*. Die Modulationsspannung U_{mod} beträgt* 4 V*, die Gleichspannung U_{DC} variiert von $-4,0$ V bis $-1,0$ V (EAM-A).*

$T(U)$-Kurve statt. Das Schaltfenster ist entsprechend flach, und das Maximum besitzt eine geringe Transmission. Es eignet sich also nicht zum Schalten. Wird die Gegenspannung jedoch reduziert, steigt der Kontrast. Allerdings werden die Schaltfenster auch breiter. Bei noch geringerer Gegenspannung nähert sich das Schaltfenstermaximum der maximalen Transmission T_{max}. Der Kontrast bleibt praktisch konstant auf seinem höchsten Wert, während die Schaltfensterbreite weiter zunimmt. Dadurch flacht die Schaltfensterspitze ab und bildet ein Plateau. In diesem Fall ragt also das Modulationsintervall bereits in den oberen flachen Bereich der $T(U)$-Kurve hinein.

Je nach Anwendung sind die Anforderungen an die Schaltfensterform, und somit an Kontrast und Breite, verschieden. Mit dem Parameter U_{DC} ist es also möglich, einen geeigneten Kompromiß zwischen Kontrast und Breite einzustellen.

4.3 Messung der EAM-Schaltfenster

Im letzten Abschnitt wurde die Simulation von EAM-Schaltfenstern beschrieben. Nun folgt die experimentelle Bestimmung der Schaltfenster mit Schaltfrequenzen von 10 GHz und 40 GHz. Für diese hohen Frequenzen ist eine spezielle Meßtechnik nötig, bei der die Schaltfenster mit kurzen Laserpulsen abgetastet werden.

4.3.1 Meßaufbau

Die Schaltfenstermessungen, die in dieser Arbeit beschrieben werden, funktionieren alle nach dem gleichen Prinzip. Je nach Schalterkonzept kann es allerdings nötig sein, den Aufbau jeweils an das entsprechende Konzept anzupassen. Abbildung 4.9 zeigt ein Blockschaltbild des grundsätzlichen Aufbaus für Schaltfenstermessungen.

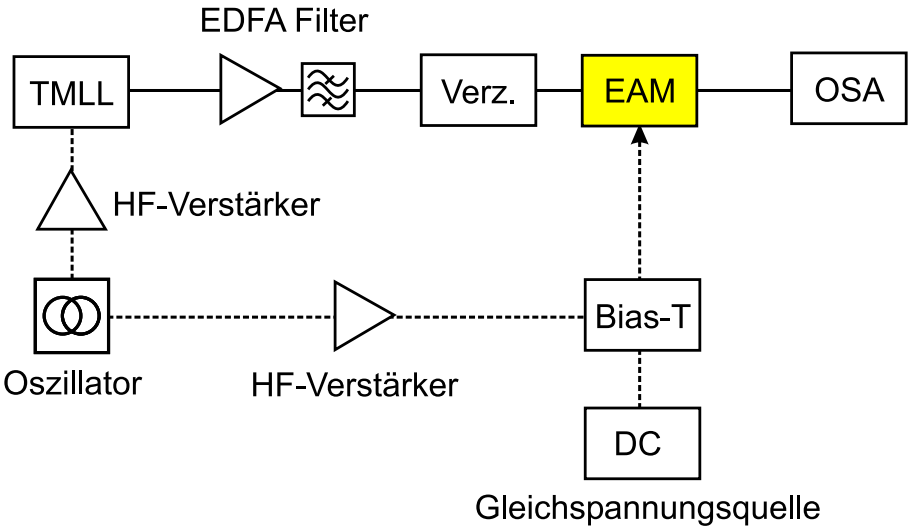

Abbildung 4.9: *Aufbau für Schaltfenstermessungen am EAM.*

Für die Messung des Schaltfensters wird der EAM elektrisch angesteuert und sein Schaltfenster mit optischen Pulsen abgetastet. Die elektrische Ansteuerung ist so realisiert, wie sie bereits in Abbildung 4.5 dargestellt ist. Als Oszillator wird ein Synthesizer verwendet, der bei einer Frequenz f von 10 GHz betrieben wird. Das verstärkte Signal wird mittels des Bias-T um die Gleichspannung U_{DC} verschoben, welche an der Gleichspannungsquelle eingestellt werden kann, und schließlich auf den EAM gegeben. Auf der optischen Seite wird als Pulslaser ein abstimmbarer modengekoppelter Halbleiterlaser (tunable mode locked laser - TMLL, A.3 [36]) verwendet. Er wird durch denselben Synthesizer angesteuert, der auch das elektrische Signal für den EAM liefert. Somit sind die optischen Pulse mit dem Schaltfenster des EAM synchronisiert. Die Pulse besitzen eine zeitliche Breite von etwa einer Pikosekunde. Mittels eines Erbium-dotierten Faserverstärkers (EDFA) werden die Pulse auf die gewünschte Leistung verstärkt. Der nachgeschaltete Bandpaßfilter unterdrückt das vom

EDFA verursachte Rauschen der verstärkten spontanen Emission (amplified spontaneous emission - ASE). Der Durchlaßbereich des Filters (3 dB-Breite) beträgt etwa 5 nm. Ein schmalerer Filter würde zwar mehr Rauschen unterdrücken, aber auch zu einer zeitlichen Verbreiterung der Pulse führen. Bevor nun die optischen Pulse durch den EAM geführt werden, werden sie mit Hilfe einer verstellbaren optischen Verzögerungsleitung kontrolliert verzögert. Hinter dem EAM wird die mittlere optische Leistung der Pulse mit einem optischen Spektrumanalysator (OSA) gemessen.

In Abhängigkeit von der zeitlichen Lage des Pulses im Schaltfenster ist die gemessene optische Leistung hinter dem EAM mehr oder weniger gedämpft. Durch schrittweise Änderung der optischen Verzögerung kann nun das Schaltfenster entsprechend schrittweise abgetastet werden. Die zeitliche Auflösung dieses Meßverfahrens ergibt sich aus der verwendeten Schrittweite und der zeitlichen Breite der optischen Pulse. Das gemessene Schaltfenster zeigt die Faltung des eigentlichen Schaltfensters mit der Form der Abtastpulse. Je kürzer das Schaltfenster im Verhältnis zur Pulsbreite ist, um so flacher erscheint das gemessene Schaltfenster. Weiterhin sind die Schwankungen der zeitlichen Lage der Pulse, der sogenannte Jitter, zu berücksichtigen. Der Jitter des verwendeten Lasers liegt in der Größenordnung von etwa 300 fs und ist damit allerdings deutlich geringer als die Pulsbreite. Die zeitliche Auflösung liegt bei diesen Messungen also etwa im Bereich einer Pikosekunde.

4.3.2 Meßergebnisse

In Abbildung 4.10 sind die bei 10 GHz gemessenen Schaltfenster eines EAM dargestellt. Die Kurven wurden für verschiedene Gleichspannungen U_{DC} aufgenommen. Man erkennt, daß die Form der Schaltfenster im wesentlichen den

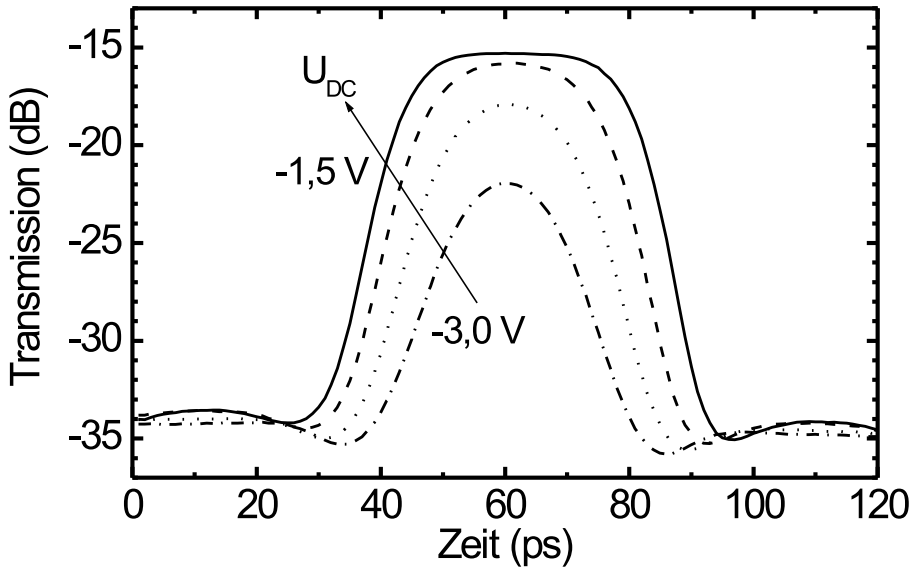

Abbildung 4.10: *Gemessene Schaltfenster für verschiedene Gleichspannungen U_{DC} (EAM-A, $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1541\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$).*

Erwartungen entspricht, die sich aus den Simulationen in Abschnitt 4.2 ergeben. Außerhalb des Schaltfensters bleibt der Untergrund jedoch nicht völlig flach, sondern steigt um bis zu etwa 1 dB an. Dieser Anstieg der Transmission ist bei höheren Gegenspannungen stärker ausgeprägt. Die Ursache liegt in der Form der in Abbildung 4.2 gezeigten $T(U)$-Kurven, welcher aufgrund von exzitonischer Resonanz ebenfalls zu höheren Gegenspannungen hin ansteigen. Je höher die Gegenspannung, desto weiter ragt die Modulation in den Bereich, in dem die Transmission wieder ansteigt. Zwischen den Schaltfenstern gibt es also ein flaches Transmissionsmaximum. Geht die Modulation allerdings nicht über das Transmissionsminimum hinaus, welches bei dieser Wellenlänge von 1541 nm gemäß Abbildung 4.2 bei etwa $-3\,\mathrm{V}$ liegt, bleibt die Transmission zwischen den Schaltfenstern weitgehend flach.

Die Variation der Modulationsspannung U_{mod} wird in Abbildung 4.11 gezeigt. Die Gleichspannung U_{DC} wurde hierbei jeweils festgehalten. Gezeigt sind die Schaltfenster für $U_{DC} = -2,0\,\mathrm{V}$.

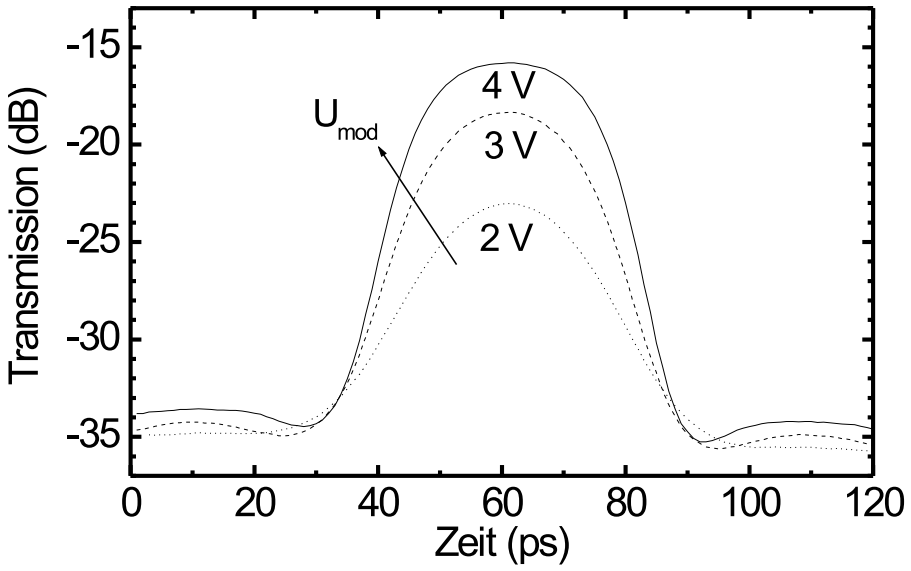

Abbildung 4.11: *Gemessene Schaltfenster für verschiedene Modulationsspannungen U_{mod} (EAM-A, $U_{DC} = -2,0\,\mathrm{V}$, $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1541\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$).*

Die genaue Bestimmung der hochfrequenten Modulationsspannung U_{mod}, die tatsächlich am EAM-Chip anliegt, ist schwierig, da die frequenzabhängigen Verluste der elektrischen Zuleitung innerhalb des EAM-Moduls nicht bekannt sind. Die effektive Modulationsspannung U_{mod} wird daher durch Vergleich des gemessenen Schaltfensters mit der entsprechenden $T(U)$-Kurve abgeschätzt. Dazu wird bei der stärksten Modulation zu dem gemessenen Schaltkontrast der entsprechende Spannungshub ermittelt. Die weiteren U_{mod}-Werte werden dann durch Einfügen von elektrischen Abschwächern mit definierten Dämpfungswerten erzeugt.

Mit sinkender Modulationsspannung U_{mod} nimmt der Kontrast ab, ohne

daß es zu einer signifikanten Verkürzung des Schaltfensters kommt. Alle Kurven schneiden sich auf den Flanken jeweils an denselben Stellen. Diese Schnittpunkte haben einen zeitlichen Abstand von 50 ps, was einer halben Periodendauer entspricht. Sie liegen beim gleichen Transmissionswert von etwa -33 dB. Dieser Wert entspricht der Transmission des EAM gemäß der Transmission $T(U)$ für die entsprechende Gleichspannung U_{DC} (Abbildung 4.2 bzw. Abbildung 4.1). Diese Schnittpunkte ergeben sich aus der Sinusform der elektrischen Modulation. Bei einer Sinuskurve sind die Nullstellen die einzigen Punkte, deren Lage unabhängig von der Amplitude ist. In diesen Knotenpunkten schneiden sich also alle Sinuskurven, die bis auf ihre Amplitude gleich sind. Durch die Verschiebung der Sinus-Modulation um die Gleichspannung U_{DC} schwingt die Spannung um den Wert U_{DC} und die Transmission folglich um $T(U_{DC})$.

Die in Abbildung 4.12 dargestellte Transmissionskurve zeigt die Polarisationsabhängigkeit des EAM. Für jede Spannung wurde durch Änderung der Polarisation der jeweils höchste und niedrigste Transmissionswert aufgenommen. Dieser Transmissionsunterschied wird als polarisationsabhängige Dämpfung (polarization dependent loss - PDL) bezeichnet und in dB angegeben. Bei geringen Gegenspannungen um 0 V ist die PDL etwa 0, 7 dB. Zu größeren Gegenspannungen hin steigt sie auf knapp 6 dB und flacht danach wieder etwas ab.

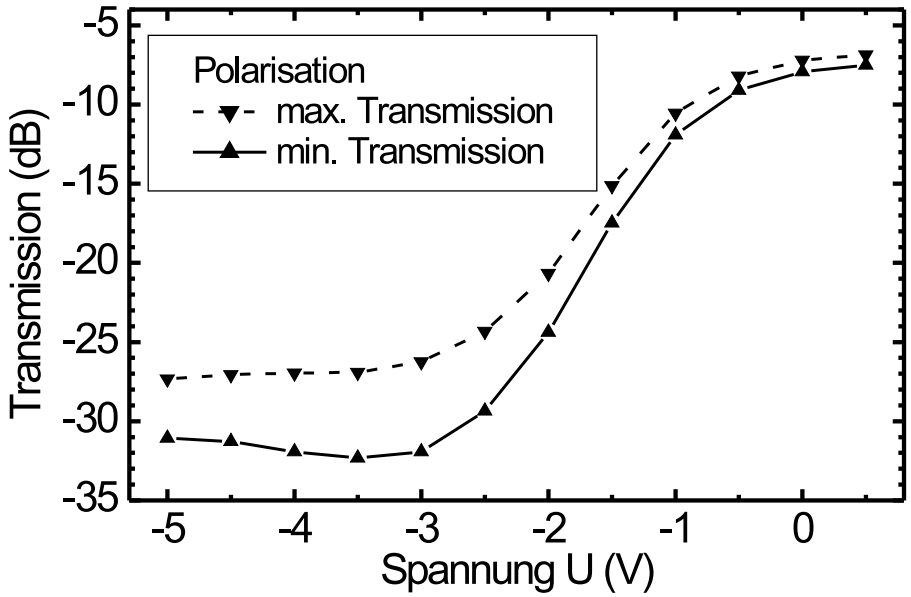

Abbildung 4.12: *Polarisationsabhängigkeit der Transmissionskurve. Die beiden Kurven geben die durch Änderung der Polarisation erreichten minimalen und maximalen Transmissionswerte an (EAM-B, $\lambda = 1550$ nm, $P_{in} = 0$ dBm).*

Auf das Schaltfenster bezogen bedeutet dieses PDL-Verhalten, daß die Schaltfensterspitze bei Polarisationsänderungen wenig in der Transmission schwankt, während sich der Untergrund recht stark ändert. Da die S-Form dieser Transmissionskurve steiler ist, wenn Polarisation auf minimale Transmission eingestellt ist, ist der Schaltkontrast in diesem Fall entsprechend größer. Die

Polarisation sollte daher so eingestellt werden, daß die Transmission zwischen den Schaltfenstern minimal wird. Diese Polarisationseinstellung wurde bei allen Schaltfenstermessungen entsprechend berücksichtigt.

4.4 Charakterisierung von Schaltfenstern

Um ein Schaltfenster möglichst objektiv zu beurteilen, werden meßbare Größen verwendet, die die wesentlichen Eigenschaften quantitativ beschreiben. Geeignete Größen zur quantitativen Beschreibung eines Schaltfensters sind die Schaltfensterbreite und der Schaltkontrast (Abbildung 4.13).

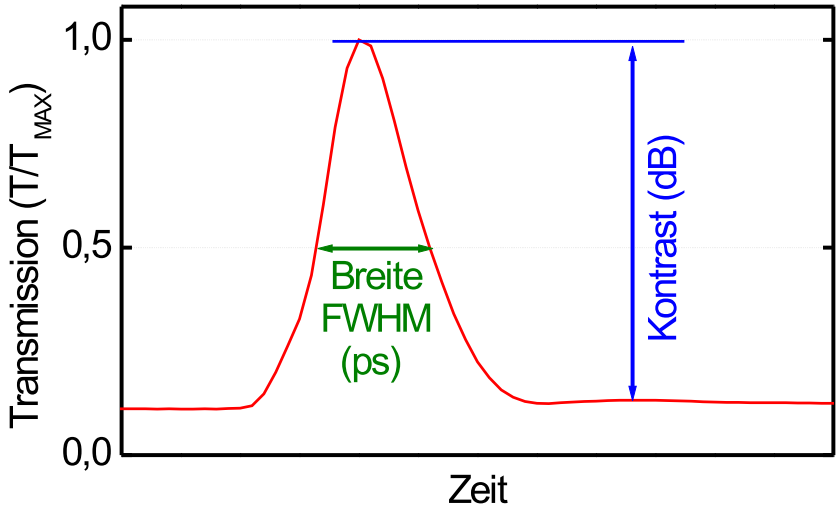

Abbildung 4.13: *Kriterien für die Charakterisierung von Schaltfenstern.*

Die Schaltfensterbreite sei hier als die zeitliche Halbwertsbreite (full width at half maximum - FWHM) definiert. In einer logarithmischen Darstellung entspricht sie also der -3 dB-Breite. Sie wird überlicherweise in ps angegeben. Bei diesem Meßverfahren kann die Schaltfensterbreite auf etwa eine Pikosekunde genau bestimmt werden.

Der Kontrast beschreibt das Verhältnis aus maximaler Transmission im Schaltfenster (Schaltfenstermaximum) und maximalem Untergrund, also maximaler Transmission des Bereiches zwischen den Schaltfenstern. Der Kontrast wird üblicherweise in dB angegeben. Er kann mit einer Genauigkeit von etwa einem halben Dezibel bestimmt werden.

Während die Schaltfensterbreite im wesentlichen besagt, wie dicht zwei Lichtpulse zeitlich liegen dürfen, damit sie noch getrennt geschaltet werden können, gibt der Kontrast Auskunft über die Unterdrückung der Pulse, die nicht durchgeschaltet werden sollen. Die Charakterisierung eines Schaltfensters mit Hilfe von Breite und Kontrast ist recht anschaulich und intuitiv. Allerdings ist zu beachten, daß sich die Eigenschaften eines Schaltfensters nicht vollständig mit diesen zwei Größen erfassen lassen. So können zwei Schaltfenster bei gleicher Breite und gleichem Kontrast durchaus verschiedene Formen aufweisen. Da sich die hier behandelten Schaltfenster des konventionellen EAM-Schalters jedoch von der Form her recht ähnlich sind, spielt diese Tatsache noch eine untergeordnete Rolle.

Ein ideales Schaltfenster hätte eine schmale rechteckige Form und einen unendlich hohen Kontrast. Steile Flanken ergeben eine hohe zeitliche Trennschärfe

zu den benachbarten Pulsen. Die Spitze des Schaltfensters sollte möglichst flach sein, damit zeitliche Verstimmungen zwischen dem Schaltfenster und den zu schaltenden Pulsen nur geringe Amplitudenänderungen verursachen. Die optimale zeitliche Breite eines Schaltfensters hängt von der jeweiligen Anwendung ab. Mit zu breiten Schaltfenstern lassen sich benachbarte Pulse nicht mehr trennen. Mit zu schmalen Schaltfenstern geht optische Leistung verloren, wenn der zu schaltende Puls breiter als das Schaltfenster ist. Letzterer Fall ist allerdings eher selten und spielt innerhalb dieser Arbeit keine Rolle, da die hier verwendeten Pulsbreiten mit etwa 1 ps stets unter den Schaltfensterbreiten liegen. Außerdem ist eine Verbreiterung des Schaltfensters meistens relativ einfach möglich, so daß dieses Problem umgangen werden kann.

Das Ziel der Schalteroptimierung ist also, Schaltfenster zu erzeugen, die gleichzeitig eine geringe zeitliche Breite und einen hohen Kontrast aufweisen.

Abhängigkeit von der Gleichspannung U_{DC}

Die in Abbildung 4.10 gezeigten gemessenen Schaltfenster lassen sich bezüglich ihrer Breite und ihres Kontrastes auswerten. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.14 in Abhängigkeit von der Gleichspannungen U_{DC} graphisch dargestellt. Wie bereits angesprochen, sinkt der Kontrast bei hohen negativen Spannungen U_{DC}. Um den gewünschten hohen Kontrast zu erhalten, ist also eine geringe Gegenspannung nötig. Auch die Schaltfensterbreite sinkt bei hohen negativen Spannungen U_{DC}, was jedoch ein erwünschter Effekt ist. Für kurze Schaltfenster ist also eine hohe Gegenspannung nötig. Durch Änderung der Spannung U_{DC} lassen sich somit Kontrast und Breite eines Schaltfensters nicht gleichzeitig optimieren. Vielmehr läßt sich ein Kompromiß zwischen beiden Größen einstellen, der an die Anforderungen der jeweiligen Anwendung angepaßt werden muß. Kontrast und Breite lassen sich also nicht getrennt betrachten, sondern müssen immer gemeinsam beurteilt werden. Um das Wechselspiel zwischen Kontrast und Breite besser zu veranschaulichen, werden beide Größen daher parametrisch gegeneinander aufgetragen. Abbildung 4.15 zeigt die gleichen Meßergebnisse in parametrischer Darstellung, der Änderungs-Parameter ist in diesem Fall die Gleichspannung U_{DC}.

In dieser parametrischen Darstellung werden die gewünschten kurzen und gleichzeitig kontrastreichen Schaltfenster durch Punkte dargestellt, die möglichst weit links oben im Diagramm liegen. Da zur Beurteilung eines Schaltfensters stets beide Werte, Kontrast und Breite, zusammen betrachtet werden müssen, läßt sich beim Vergleich zweier Schaltfenster nicht immer zweifelsfrei sagen, welches sich besser eignet. Eindeutig besser ist ein Schaltfenster, wenn dessen Punkt links und oberhalb des anderen liegt, eindeutig schlechter entsprechend rechts unterhalb. In den beiden übrigen Quadranten ist ein eindeutiger Vergleich nicht möglich. Wenn also der Kontrast eine streng monoton steigende Funktion der Breite ist wie in Abbildung 4.15, kommt es entsprechend der Anwendung darauf an, ob ein hoher Kontrast oder eine geringe Breite wichtiger ist.

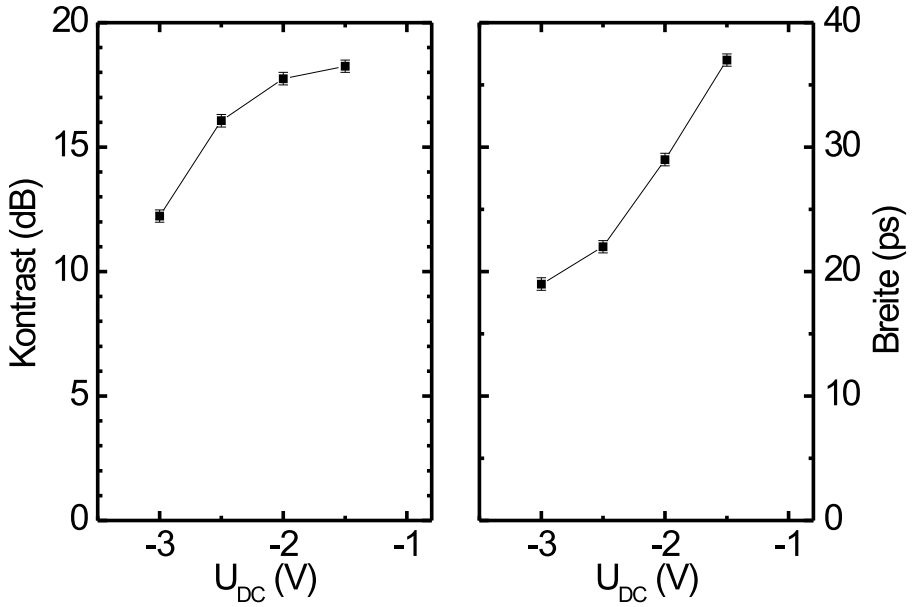

Abbildung 4.14: *Charakterisierung der gemessenen Schaltfenster bezüglich Kontrast (links) und zeitlicher Breite (rechts) für verschiedene Gleichspannungen U_{DC} aus Abbildung 4.10 (EAM-A, $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1541\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$, Meßpunkte mit Fehlerbalken).*

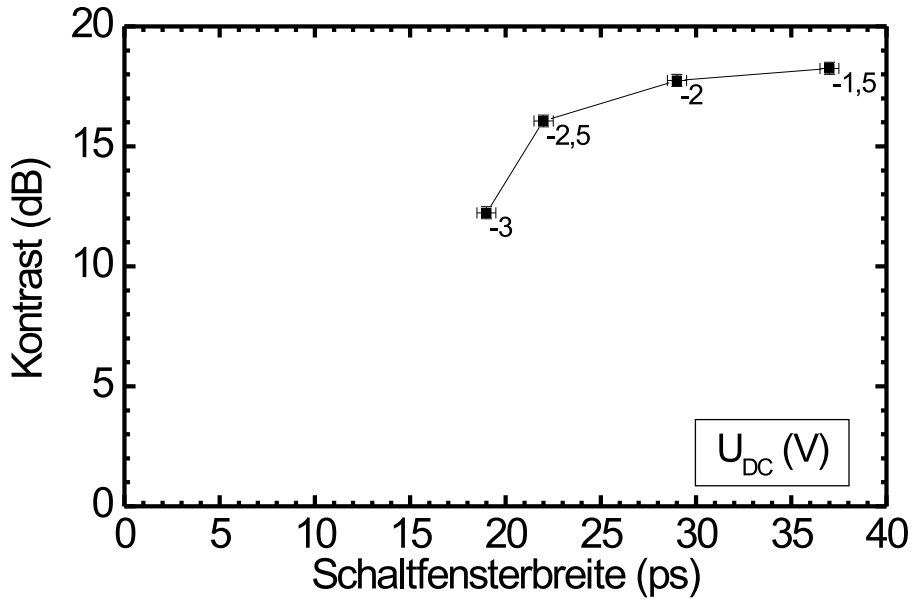

Abbildung 4.15: *Charakterisierung der gemessenen Schaltfenster für verschiedene Gleichspannungen U_{DC} aus Abbildung 4.10 (EAM-A, $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1541\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$, Meßpunkte mit Fehlerbalken).*

Abhängigkeit von der Modulationsspannung U_{mod}

Die Auswertung der Schaltfenster bei Variation der Modulationsspannung U_{mod} (entsprechend Abbildung 4.11) wird in Abbildung 4.16 gezeigt. Für jede Modulationsspannung U_{mod} wird eine Kurve mit jeweils variierten Gleichspannungen U_{DC} dargestellt. Neben der Kurve für $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, die bereits in Abbildung 4.15 gezeigt worden ist, sind also zwei weitere Kurven für $U_{mod} = 3\,\mathrm{V}$ und $U_{mod} = 2\,\mathrm{V}$ eingetragen.

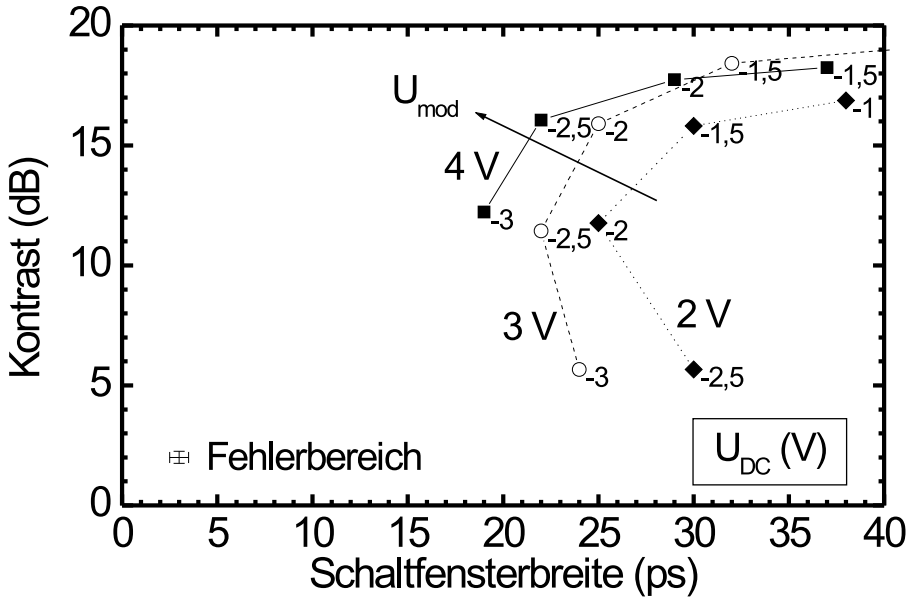

Abbildung 4.16: *Charakterisierung der gemessenen Schaltfenster für verschiedene Gleichspannungen U_{DC} und verschiedene Modulationsspannungen U_{mod} (EAM-A, $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1541\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$).*

Bei der jeweils einzelnen Betrachtung dieser beiden Kurven zeigt sich, daß eine Erhöhung der Gegenspannung U_{DC} zwar den Kontrast reduziert. Ab einem bestimmten Punkt wird das Schaltfenster allerdings nicht mehr schmaler, sondern nimmt an Breite wieder zu. Bei dieser Einstellung wird das Schaltfenster also eindeutig schlechter.

Vergleicht man nun alle drei Kurven miteinander, läßt sich eine eindeutige Reihenfolge in der Güte der Schaltfenster ermitteln. Je höher die Modulationsspannung U_{mod}, desto besser das Schaltfenster. Eine Ausnahme bildet der Punkt bei $U_{mod} = 3\,\mathrm{V}$ und $U_{DC} = -1,5\,\mathrm{V}$, welcher oberhalb der 4 V-Linie liegt. Der Grund ist hier wieder die exzitonische Resonanz. Bei dieser Kombination aus U_{mod} und U_{DC} ragt die Modulation nicht so weit in den Bereich wieder ansteigender Transmission, so daß die flache Transmissionskuppe zwischen den Schaltfenstern niedriger ausfällt. Insgesamt erhöht sich dadurch der Kontrast, in diesem Falle sogar so weit, daß er den Kontrast der 4 V-Linie übersteigt.

Von diesem Sonderfall abgesehen läßt sich festhalten, daß die höchste gemessene Modulationsspannung U_{mod} die geeignetsten Schaltfenster liefert. Das legt die Vermutung nahe, daß noch größere Modulationsspannungen zu folg-

lich noch besseren Schaltfenstern führen. Diesem Weg sind allerdings Grenzen gesetzt:

1. Bei hohen Frequenzen lassen sich nicht beliebig hohe Modulationsspannungen mit vertretbarem Aufwand erzeugen. Leistungsfähigere Hochfrequenzverstärker standen für diese Messungen nicht zur Verfügung.

2. Die maximal verwendbare Modulationsspannung ist durch den elektrischen Betriebsbereich des EAM begrenzt. In dem vom Hersteller angegebenen Spannungsintervall von $-5\,\mathrm{V}$ bis $+1\,\mathrm{V}$ kann also höchstens eine Modulationsspannung U_{mod} von $6\,\mathrm{V}$ verwendet werden, um den EAM nicht zu beschädigen. Die Gleichspannungen U_{DC} wäre dann allerdings auf den Wert $-2\,\mathrm{V}$ festgelegt, so daß eine weitere Optimierung der Schaltfensterform nicht möglich wäre. Um einen gewissen Spielraum für die Gleichspannung zu erhalten, sollte die Modulationsspannung also entsprechend kleiner als $6\,\mathrm{V}$ bleiben.

3. Der maximale Schaltkontrast ist durch den maximalen Kontrast der statischen $T(U)$-Kurve gegeben und läßt sich darüber hinaus auch durch größere Modulationsspannungen nicht erhöhen.

4.5 EAM-Schaltfenster bei 40 GHz

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der EAM mit einer Frequenz von 10 GHz angesteuert. Prinzipiell ist ein EAM bei jeder Frequenz nutzbar, bei der noch eine genügend hohe elektrische Modulation im Modulator möglich ist. Diese ist durch die Bandbreite der Gesamtkomponente begrenzt. Bei den bei 40 GHz verwendeten EAM (EAM-A und EAM-B) liegt die nominelle elektrische 3 dB-Bandbreite bei etwa 31 GHz. Die elektrische Dämpfung nimmt zu höheren Frequenzen allerdings nur langsam zu und erreicht bei 40 GHz noch einen Wert von 4 dB. Dadurch sind diese EAM auch bei 40 GHz noch nutzbar.

Aus dem Schaltprinzip des EAM mit sinusförmiger Modulation (Abbildung 4.4) ergibt sich, daß bei höherer Ansteuerfrequenz die Schaltfenster nicht nur ihren Abstand verringern, sondern auch kürzer werden. Dadurch sind hohe Ansteuerfrequenzen besonders interessant.

Der Meßaufbau für Schaltfenstermessungen bei 40 GHz entspricht im wesentlichen dem bereits in Abbildung 4.9 für 10 GHz gezeigten Aufbau. Ein Unterschied besteht darin, daß nun natürlich alle elektrischen Komponenten für die Ansteuerung des EAM auch eine genügend hohe elektrische Bandbreite besitzen müssen. Außerdem wurde für diese Messungen der Pulslaser auch weiter bei 10 GHz betrieben, so daß nur jedes vierte Schaltfenster auch tatsächlich von einem Laserpuls abgetastet wurde. Solange die Ansteuerfrequenz ein genaues Vielfaches der Laserfrequenz ist, ist die zeitliche Lage zwischen Ansteuersignal und Lasertakt starr, und die Schaltfenster können wie bisher gemessen werden.

Das 40 GHz-Signal für die elektrische Ansteuerung wird aus den 10 GHz-Laserpulsen gewonnen. Die kurzen optischen Pulse werden dafür auf eine schnelle Photodiode gegeben, die nicht nur ein elektrisches 10 GHz-Signal erzeugt, sondern auch dessen Oberwellen. Da die optischen Pulse mit etwa einer Pikosekunde Pulslänge genügend starke höhere Frequenzanteile besitzen, kann nun die 40 GHz-Linie herausgefiltert und verstärkt werden. Beides kann gleichzeitig mittels eines schmalbandigen 40 GHz-Verstärkers geschehen. Durch dieses Verfahren ist die elektrische Ansteuerung eng mit den Abtastpulsen synchronisiert.

Abbildung 4.17 zeigt die bei 40 GHz gemessenen Schaltfenster. Sie entsprechen in ihrer Form den Schaltfenstern bei 10 GHz. Allerdings sind die 40 GHz-Schaltfenster erwartungsgemäß nur etwa ein Viertel so breit wie die 10 GHz-Schaltfenster, da sich nun die Periodenlänge von 100 ps auf 25 ps verkürzt hat. In Abbildung 4.18 wird die entsprechende Auswertung bezüglich Kontrast und Breite dargestellt. Auch hier entspricht das Verhalten dem bei 10 GHz, wiederum auf einer kürzeren Zeitskala.

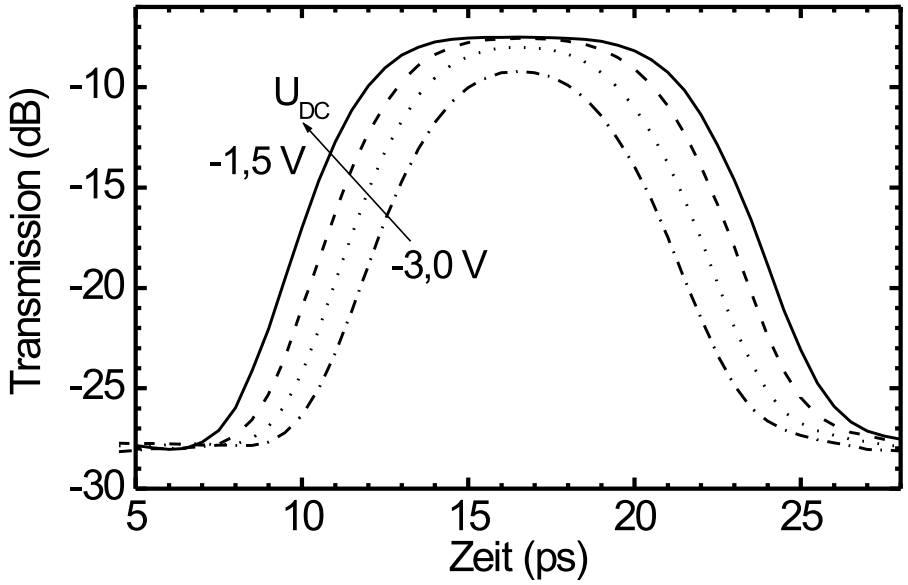

Abbildung 4.17: *Gemessene Schaltfenster bei* 40 GHz *für verschiedene Gleichspannungen* U_{DC} *(EAM-B,* $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$*,* $f = 40\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1554\,\mathrm{nm}$*,* $P_{in} = 0\,\mathrm{dBm}$*).*

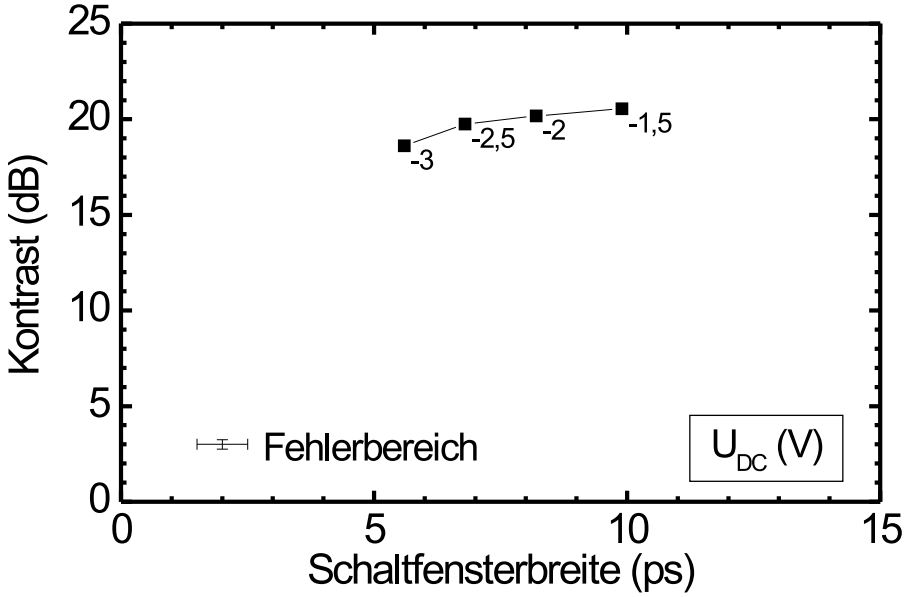

Abbildung 4.18: *Charakterisierung der gemessenen Schaltfenster für verschiedene Gleichspannungen* U_{DC} *aus Abbildung 4.17 (EAM-B,* $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$*,* $f = 40\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1554\,\mathrm{nm}$*,* $P_{in} = 0\,\mathrm{dBm}$*).*

4.6 Zusammenfassung zum konventionellen EAM-Schalter

In diesem Kapitel wurde beschrieben, wie ein Elektroabsorptionsschalter üblicherweise zum schnellen optischen Schalten eingesetzt wird. In diesem konventionellen Schema wird der EAM mit einem sinusförmigen elektrischen Signal angesteuert. Die wesentlichen Eigenschaften des konventionellen EAM-Schalters seien hier kurz zusammengefaßt:

1. Die Schaltfensterbreite ist proportional zur Periodendauer der Ansteuerung.

2. Der maximale Schaltkontrast ist durch den maximalen Kontrast der statischen $T(U)$-Kurve gegeben.

3. Die größte erreichte Modulationsspannung U_{mod} lieferte die geeignetsten Schaltfenster.

4. Mit der Gleichspannung U_{DC} läßt sich ein Kompromiß zwischen kurzem Schaltfenster und hohem Kontrast einstellen. Oder anders formuliert läßt sich eine Verkürzung des Schaltfensters durch Erhöhung der Gegenspannung nur bei gleichzeitiger Verminderung des Kontrastes erreichen.

Kapitel 5

Modifizierte EAM-Schalter

Im letzten Kapitel wurde beschrieben, wie ein Elektroabsorptionsmodulator auf konventionelle Weise zum schnellen optischen Schalten eingesetzt werden kann. Neben der Funktionsweise wurde auch auf die Grenzen des EAM eingegangen. In diesem Kapitel sollen nun verschiedene Schalterkonzepte untersucht werden, welche die Möglichkeiten des EAM erweitern. Das Ziel ist, die Grenzen des konventionell eingesetzten EAM zu überwinden.

Zu den Erweiterungen des konventionellen Schaltkonzeptes gehören die Kaskadierung mit anderen schaltenden Elementen und die Variation der Ansteuerung. Dadurch wird als Absorptionseffekt nicht nur die Elektroabsorption verwendet, sondern auch die Kreuzgewinnmodulation (XGM) und die Kreuzabsorptionsmodulation (XAM).

5.1 Kaskadierung mit einem Halbleiterlaserverstärker

Zur Verkürzung des Schaltfensters eines EAM wird zusätzlich ein Halbleiterlaserverstärker (semiconductor optical amplifier - SOA) verwendet, welcher optisch angesteuert wird. Hierbei wird das schnelle Sättigungsverhalten des SOA durch Kreuzgewinnmodulation ausgenutzt, welches eine schnelle Reduktion der Schaltertransmission ermöglicht [37].

5.1.1 Schaltprinzip

In Abbildung 5.1 wird der mit einem SOA kaskadierte EAM-Schalter gezeigt. Da das zu schaltende Licht beide Komponenten nacheinander durchläuft, lassen sich die Schalteigenschaften dieser beiden Komponenten miteinander verbinden.

Der EAM wird elektrisch angesteuert, wie bereits für das konventionelle Schema beschrieben (Abbildung 4.5). Der SOA wird mit kurzen optischen Pulsen angesteuert. Dazu werden die Laserpulse des Steuerlasers über einen optischen Koppler in die Faser geführt. Um die Steuerpulse mit dem nachgeschalteten Bandpaßfilter wieder zu unterdrücken, ist ein geeigneter Wellenlängenabstand zum zu schaltenden Lichtsignal notwendig.

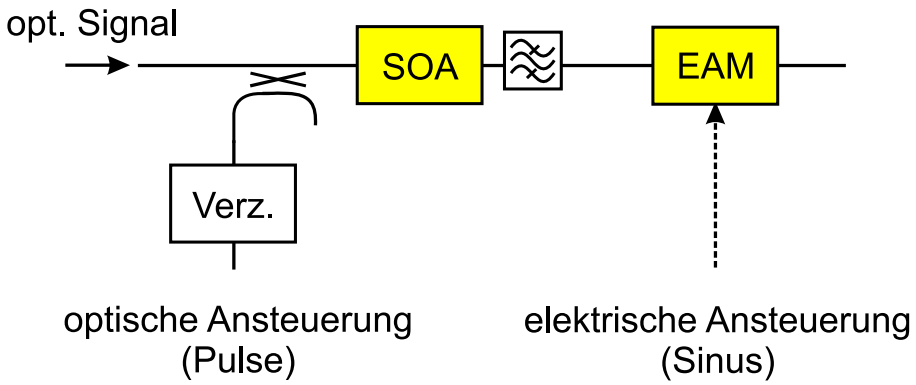

Abbildung 5.1: *Prinzipieller Aufbau des mit einem SOA kaskadierten EAM-Schalters.*

Mit Hilfe der optischen Verzögerungsleitung im Pfad der optischen Ansteuerung läßt sich die zeitliche Lage Δt der Steuerpulse im Verhältnis zur elektrischen Modulation einstellen.

Die Reihenfolge der beiden aktiven Komponenten, EAM und SOA, kann beliebig gewählt werden, da es prinzipiell unerheblich ist, ob das Lichtsignal zuerst im SOA oder im EAM geschaltet wird. Ebenso kann statt der optischen Verzögerung im optischen Steuerpfad eine elektrische Verzögerung im elektrischen Steuerpfad verwendet werden.

Das Schaltprinzip einer Kaskade aus EAM und SOA wird in Abbildung 5.2 schematisch skizziert. Das Transmissionsverhalten des EAM entspricht dem Schaltfenster des konventionellen EAM-Schalters. Es besitzt also eine sym-

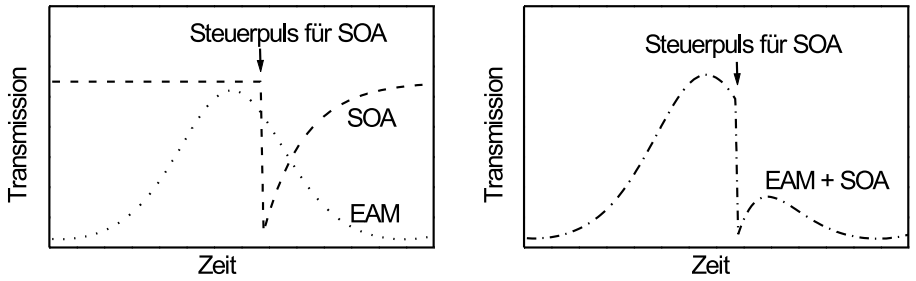

Abbildung 5.2: *Schaltprinzip des mit einem SOA kaskadierten EAM-Schalters. Links: Zeitliches Transmissionsverhalten der einzelnen EAM- und SOA-Komponenten. Rechts: Resultierendes Schaltfenster der Kaskade beider Komponenten.*

metrische Form und läuft zu beiden Seiten recht langsam aus. Das Transmissionsverhalten des optisch angesteuerten SOA zeichnet sich dadurch aus, daß der kurze optische Steuerpuls den SOA quasi instantan sättigt und somit einen schnellen Transmissionsabfall bewirkt (Kreuzgewinnmodulation - XGM, Abschnitt 2.6). Nach der Sättigung erholt sich der SOA wieder, und die Transmission steigt bis zum Ausgangswert.

Das Schaltfenster der Kaskade aus EAM und SOA ergibt sich aus der Mul-

tiplikation der beiden Transmissionskurven. Die zeitliche Lage beider Kurven zueinander wird dazu mit der Verzögerungsleitung gewählt. Als Ergebnis erhält man ein EAM-Schaltfenster, dessen hintere Seite unterdrückt ist. Entsprechend der SOA-Sättigung ist die hintere Flanke sehr steil, und der Ausläufer wird abgeschnitten. Da der SOA sich aber anfangs auch schnell erholt, kommt es zu einem erneuten Anstieg der Transmission. Dieses Nachfenster stört die Schaltqualität und sollte deshalb möglichst niedrig gehalten werden.

5.1.2 Charakterisierung des Halbleiterlaserverstärkers

Zur Charakterisierung des SOA wurden sogenannte Pump-Probe-Messungen durchgeführt. Das Meßverfahren entspricht dem für Schaltfenstermessungen bereits in Abschnitt 4.3 beschriebenen Verfahren. Anstelle der elektrischen Ansteuerung wird allerdings ein zweiter Pulslaser (Pump) verwendet, dessen Wellenlänge sich so weit von der des ersten Lasers (Probe) unterscheiden muß, daß beide Signale mit einem optischen Filter voneinander getrennt werden können. Die Steuerpulse werden über einen Koppler in die Faser vor dem SOA geleitet.

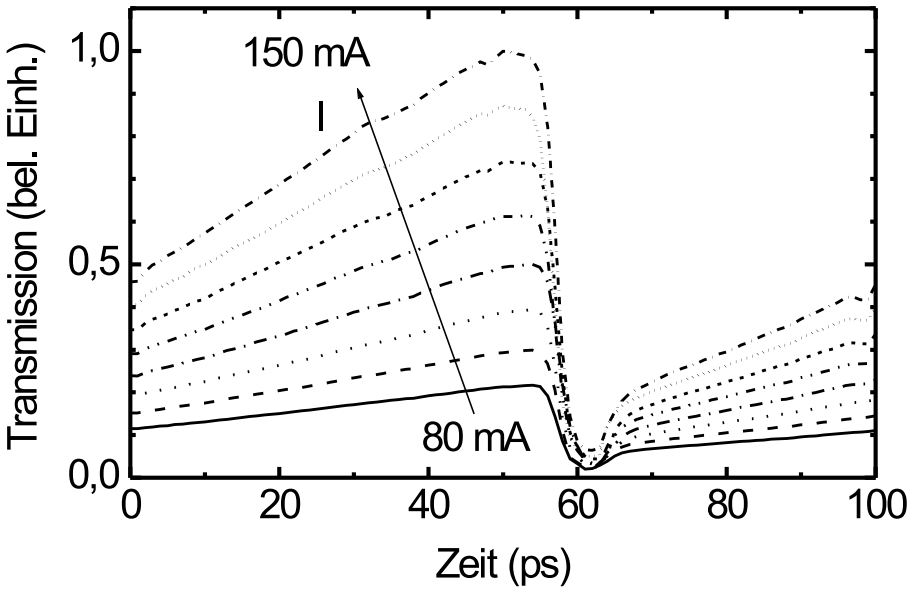

Abbildung 5.3: *Pump-Probe-Meßkurven am SOA für verschiedene Injektionsströme I* ($f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1545\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -18\,\mathrm{dBm}$, $\lambda_{pump} = 1535\,\mathrm{nm}$, $P_{pump} = 15\,\mathrm{dBm}$).

In Abbildung 5.3 werden Pump-Probe-Meßkurven am SOA für verschiedene Injektionsströme gezeigt. Höhere Injektionsströme führen zu einer höheren Transmission. Die Sättigung bei etwa 55 ps verursacht den schnellen Abfall der Transmission. Die anschließende Erholung ist innerhalb der nächsten Pikosekunden ebenfalls schnell, flacht dann aber ab. Während die langsame Erholung durch das Auffüllen des Leitungsbandes mit Ladungsträgern verursacht wird (elektrisches Pumpen), basiert die schnelle Erholung auf dem Intrabandpro-

zeß der Ladungsträgerkühlung (Abschnitt 2.6). Da dieser Effekt etwas schneller ist als der Leistungsabfall im Sättigungspuls, wird die Form dieser schnellen Erholung wesentlich von der Pulsform bestimmt.

Zum besseren Vergleich der gemessenen Kurven in Abbildung 5.3 werden diese bezüglich ihrer Transmissionsänderung ausgewertet (Abbildung 5.4). Dazu wird der Kontrast zwischen Maximum und Minimum über dem Injektionsstrom aufgetragen. Weiterhin wird der Kontrast zwischen Maximum und dem Transmissionswert zur Zeit 70 ps ausgewertet, was dem Beginn der langsamen Erholung entspricht, die etwa 10 ps nach der maximalen Sättigung des SOA einsetzt. Die Graphik zeigt, daß beide Kontrastwerte mit höheren Injektionsströmen langsam steigen. Allerdings ist der Anstieg recht gering, sodaß der Kontrast als nahezu stromunabhängig bezeichnet werden kann.

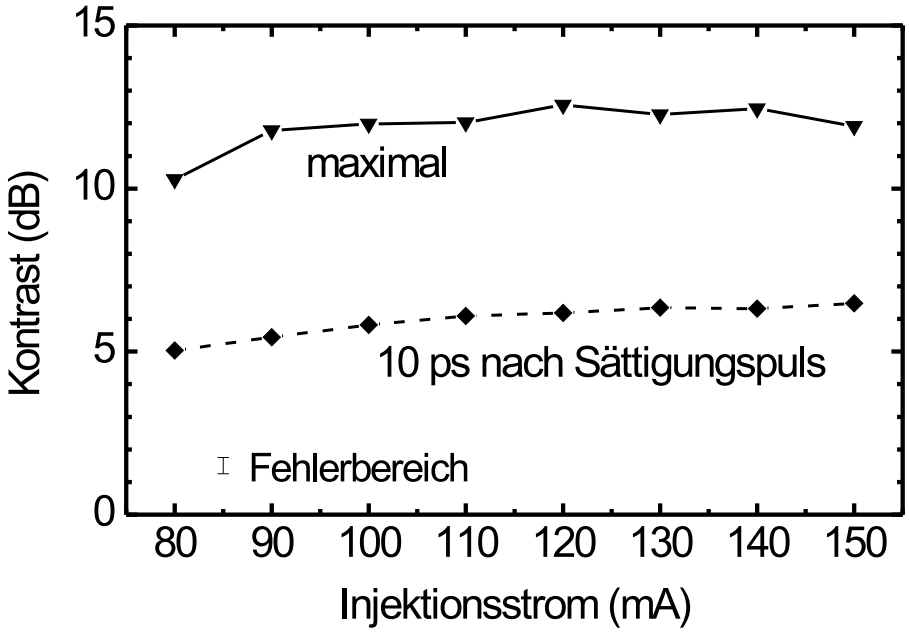

Abbildung 5.4: *Kontraste der in Abbildung 5.3 gezeigten Pump-Probe-Meßkurven am SOA für verschiedene Injektionsströme (Dreieck: maximaler Kontrast, Raute: Kontrast bis zum Wert zur Zeit etwa* 10 ps *nach der Sättigung des SOA).*

5.1.3 Schaltfenstermessungen

In Abbildung 5.5 werden die gemessenen Schaltfenster des mit einem SOA kaskadierten EAM gezeigt. Die Betriebsparameter beider Einzelkomponenten wurden getrennt anhand vorangegangener Messungen ausgewählt. Bei den dargestellten Schaltfenstern wurde schließlich die Verzögerung Δt variiert, welche sich als zusätzlicher Parameter aus der Kaskadierung ergibt. Die Messungen zeigen, wie sich der spitze Einbruch der SOA-Sättigung gegenüber dem EAM-Schaltfenster verschiebt. Mit $\Delta t = 0$ wird die Verzögerung bezeichnet, bei der der optische Steuerpuls zeitlich im Maximum des EAM-Schaltfensters liegt. Je

weiter der Einbruch in die Mitte geschoben wird, um so kürzer wird das Schaltfenster. Allerdings wächst auch das Nachfenster, da sich der SOA schon erholt, während das EAM-Schaltfenster noch nicht geschlossen ist.

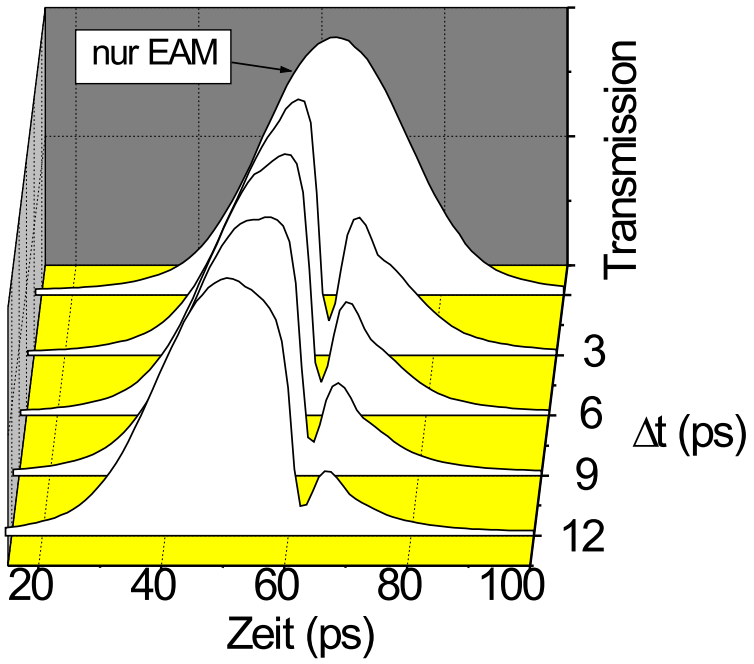

Abbildung 5.5: *Gemessene Schaltfenster für verschiedene Verzögerungen Δt zwischen optischen Steuerpulsen und elektrischer Modulation (EAM-D, $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1543\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -14\,\mathrm{dBm}$, $U_{DC} = -3\,\mathrm{V}$, $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, $I = 100\,\mathrm{mA}$, $\lambda_{pump} = 1552\,\mathrm{nm}$, $P_{pump} = 13\,\mathrm{dBm}$.*

Zum quantitativen Vergleich der Schaltfenster werden Kontrast und Schaltfensterbreite in Abbildung 5.6 gegeneinander aufgetragen. Da sich die Form dieser Schaltfenster gegenüber einem einzelnen EAM erheblich verändert hat, sind diese Werte nicht ohne Weiteres mit den Werten eines konventionellen EAM-Schalters vergleichbar (Abbildung 4.13). So gehört hier das Nachfenster für diese Auswertung nicht mehr zum eigentlichen Schaltfenster. Der Kontrast ergibt sich somit aus dem Abstand zwischen Schaltfenstermaximum und Nachfenstermaximum. Daß dieses strenge Kriterium bei bestimmten Anwendungen irreführend schlechte Kontrastwerte liefert, wird noch in Abschnitt 6.1.1 behandelt. Wie zu erwarten, nimmt die Schaltfensterbreite ab, je früher der optische Steuerpuls den SOA sättigt. Gleichzeitig sinkt aber auch der Kontrast, da das Nachfenster entsprechend weniger unterdrückt wird.

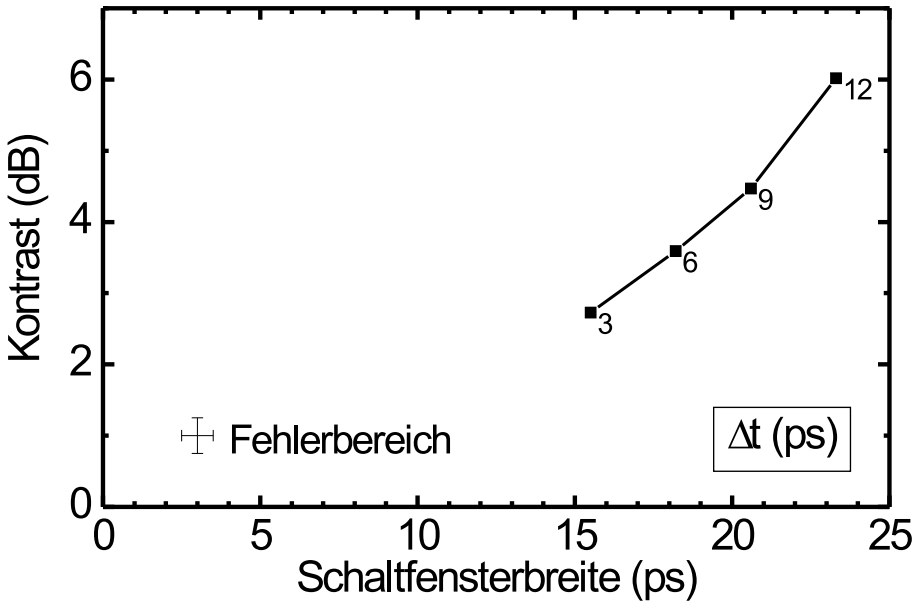

Abbildung 5.6: *Auswertung der in Abbildung 5.5 gezeigten Schaltfenster.*

5.2 Optische Ansteuerung und Kaskadierung mit einem Halbleiterlaserverstärker

Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Schalter, bei dem der SOA optisch angesteuert wird und der EAM elektrisch, soll bei diesem Schalter auch der EAM optisch angesteuert werden, indem Kreuzabsorptionsmodulation ausgenutzt wird. Wenn Licht mit ausreichend hoher Leistung in einen EAM eingestrahlt wird, findet sättigbare Absorption statt (Abschnitt 2.3). Ein optisch angesteuerter EAM kann daher auch als sättigbarer Absorber (SA) bezeichnet werden. Allgemein ist dieser Schalter also die Kaskadierung eines SOA mit einem SA und wurde von uns CASA genannt (Cascaded Amplifier and Saturable Absorber) [38].

5.2.1 Schaltprinzip

Der schematische Aufbau des CASA-Schalters wird in Abbildung 5.7 gezeigt. Beim CASA werden beide Komponenten, der SOA und der SA, durch kurze optische Pulse angesteuert. Daher kann dieselbe Pulsquelle verwendet werden, deren Pulse mit einem Koppler aufgeteilt werden. Die Verzögerungsleitung (Verz.) ermöglicht die Einstellung des Zeitunterschiedes zwischen der Sättigung des SOA und der Sättigung des SA. Der Filter zwischen beiden Komponenten ermöglicht die getrennte Ansteuerung, da er verhindert, daß die Steuerpulse des SOA auch den SA sättigen.

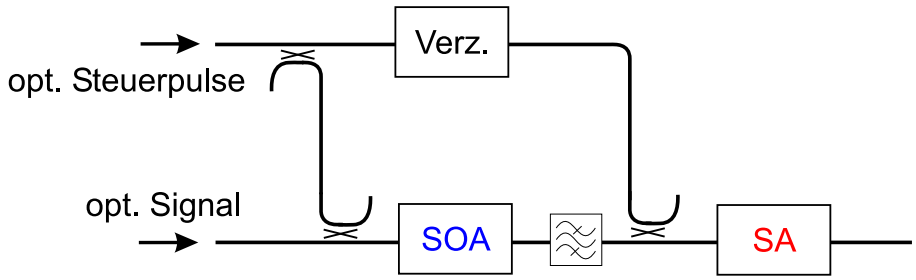

Abbildung 5.7: *Prinzipieller Aufbau des CASA (Kaskadierter SOA und sättigbarer Absorber).*

Das in Abbildung 5.8 dargestellte Schaltprinzip des CASA ähnelt dem des unter 5.1 beschriebenen Schalters. Es beruht darauf, daß Absorber und Verstärker entgegengesetzte Sättigungseigenschaften besitzen. Während die Transmission des Absorbers (SA) bei Sättigung durch den Steuerpuls zunimmt (Kreuzabsorptionsmodulation XAM), nimmt die Transmission des Verstärkers (SOA) bei Sättigung ab (Kreuzgewinnmodulation XGM) (Abbildung 5.8 links). Wird der Absorber durch einen kurzen optischen Steuerpuls gesättigt, steigt die Transmission quasi instantan: Der Schalter öffnet sich schnell. Nun benötigt der Absorber jedoch eine gewisse Zeit, bis die Transmission wieder auf ihren Ausgangswert abgesunken ist. Diese Erholungszeit liegt typischerweise im Bereich einiger zehn Pikosekunden. Um eine Schaltzeit zu erreichen, die kürzer als die Erholungszeit des Absorbers ist, wird zusätzlich ein SOA verwendet.

Wird der SOA etwas zeitversetzt ebenfalls durch einen kurzen optischen Steuerpuls gesättigt, sinkt die Transmission quasi instantan: Der Schalter schließt sich schnell.

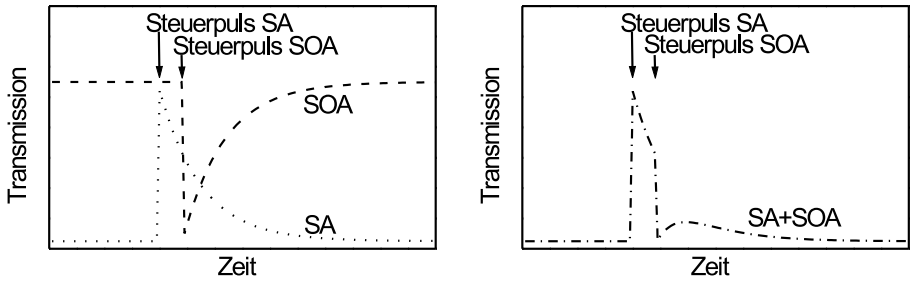

Abbildung 5.8: *Schaltprinzip des CASA. Links: Zeitliches Transmissionsverhalten der einzelnen SA- und SOA-Komponenten bei Sättigung mit einem kurzen optischen Puls. Rechts: Resultierendes Schaltfenster der Kaskade beider Komponenten.*

Aus den Transmissionskurven der beiden einzelnen Komponenten ergibt sich durch Multiplikation das Schaltfenster des gesamten CASA-Schalters (Abbildung 5.8 rechts). Es zeichnet sich durch eine steile Anfangs- und eine steile Endflanke aus. Die Breite des Schaltfensters läßt sich durch den zeitlichen Abstand der Steuerpulse einstellen.

Auch beim CASA ist die Schaltfunktion generell unabhängig von der Reihenfolge der beiden aktiven Komponenten, SA und SOA, so daß sie auch gegeneinander getauscht werden können. Ebenso kann die optischen Verzögerung auch im anderen Steuerpfad verwendet werden.

5.2.2 Charakterisierung des sättigbaren Absorbers

Die Sättigungseigenschaften des SOA wurden bereits in Abschnitt 5.1.2 behandelt. Hier soll nun auf den SA eingegangen werden. Zu seiner Charakterisierung wurden ebenfalls Pump-Probe-Messungen durchgeführt. Abbildung 5.9 zeigt die entsprechenden Kurven.

Bei etwa 40 ps sättigt der Pump-Puls den Absorber, die Transmission steigt schnell an und fällt danach wieder ab. Durch Anlegen einer höheren Gegenspannung erholt sich der Absorber schneller, da die Ladungsträger im Leitungsband schneller aus der aktiven Zone heraus beschleunigt werden. Gleichzeitig steigt die Gesamtabsorption aufgrund der statischen Elektroabsorption.

Die steile Anfangsflanke in der Pump-Probe-Kurve entspricht der schnellen Sättigung durch den kurzen Steuerpuls. Im Gegensatz zum SOA findet beim sättigbaren Absorber kein ausgeprägter schneller Transmissionsabfall statt, der schließlich langsamer ausläuft. Statt dessen bleibt aber die Transmission nach der Sättigung für eine Zeit von bis zu einigen zehn Pikosekunden etwa konstant, bevor sie zunehmend schneller abnimmt und erst dann ausläuft. Dieses Verhalten entspricht den in Abschnitt 2.5 beschriebenen Effekten. Allerdings ist der schnelle Transmissionseinbruch durch die Ladungsträgererwärmung und der anschließende schnelle Transmissionsanstieg durch die Ladungsträgerkühlung auf-

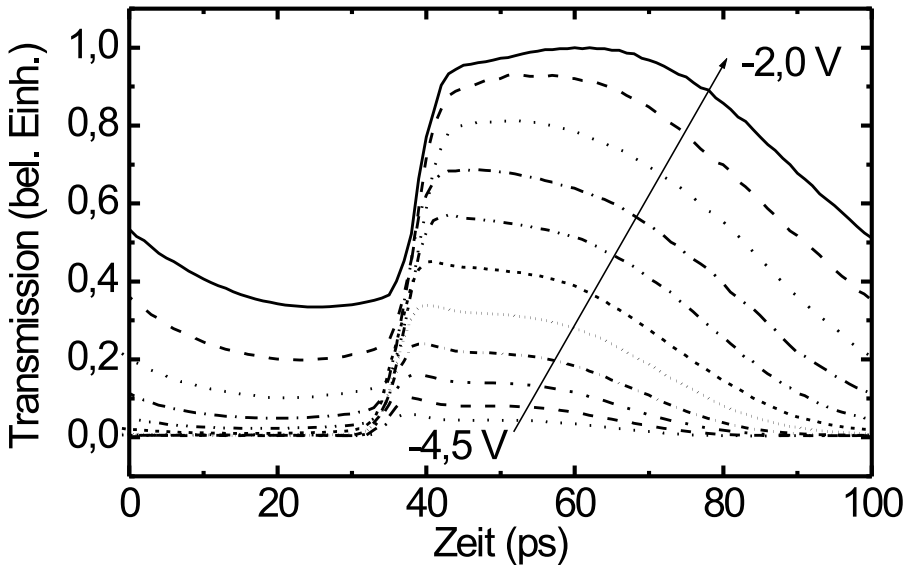

Abbildung 5.9: *Pump-Probe-Meßkurven am sättigbaren Absorber für verschiedene Absorberspannungen U_{SA} (EAM-E, $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1545\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$, $\lambda_{pump} = 1535\,\mathrm{nm}$, $P_{pump} = 13\,\mathrm{dBm}$).*

grund der Pulsbreite nicht sichtbar. Daß die anschließende Erholungszeit recht lang ist, deutet auf photoinduzierte Elektroabsorption hin. Bereits vor der Sättigung durch den Steuerpuls steigt die Transmission leicht an. Dieses Verhalten basiert auf hochfrequenten Oszillationen des Photostromes, die durch Hochfrequenzreflexe an der Chip-Halterung verursacht werden ([33], Seite 112). Der leichte Transmissionsanstieg ist also ein Teil der oszillierenden photoinduzierten Elektroabsorption.

Zur besseren Vergleichbarkeit untereinander werden die gemessenen Pump-Probe-Kurven quantitativ ausgewertet und die Ergebnisse in einem Kontrast-Erholungszeit-Diagramm in Abbildung 5.10 parametrisch dargestellt. Dafür werden die gleichen Kriterien benutzt wie bei Schaltfenstern (Abschnitt 4.4), wobei die Schaltfensterbreite hier der Erholungszeit entspricht.

Während die Erholungszeit mit steigender Gegenspannung stetig abnimmt, gibt es für den Kontrast ein Maximum bei der Spannung $-3,5\,\mathrm{V}$. Bei höheren Gegenspannungen ist also eine Verkürzung der Erholungszeit mit einer Kontrastminderung verbunden.

5.2.3 Schaltfenstermessungen

Bei der Anordnung der Komponenten wurden die Positionen von SA und SOA vertauscht, und die Einstrahlrichtung der Steuerpulse in die einzelnen Komponenten variiert. Es zeigte sich, daß die in Abbildung 5.7 dargestellte Anordnung die günstigste ist. In diesem Fall durchlaufen die Steuerpulse beide Komponenten in der gleichen Richtung wie das zu schaltende Lichtsignal. Da der SA hinter dem SOA liegt, wird die ASE des SOA gedämpft und somit zusätzliches Rauschen am Ausgang des Schalters reduziert.

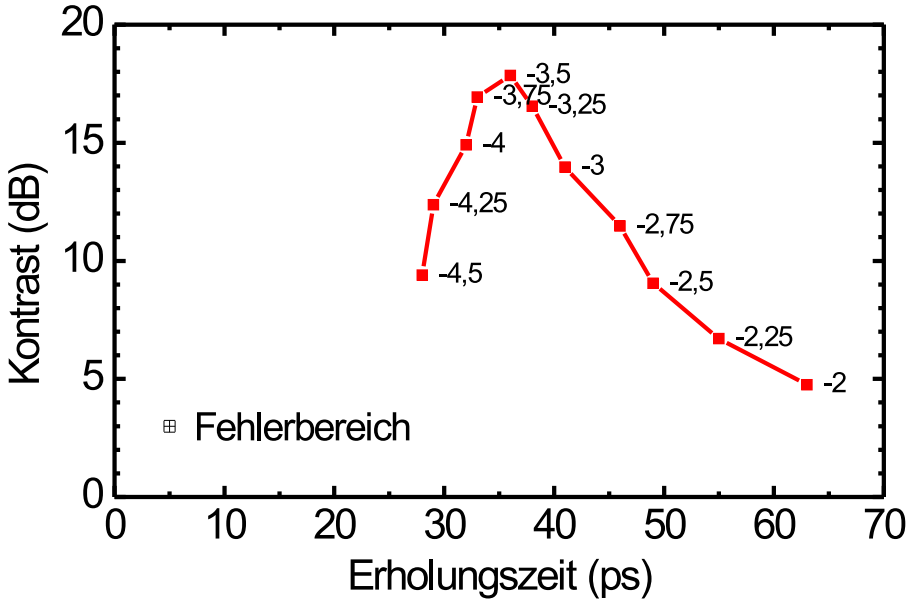

Abbildung 5.10: *Charakterisierung der gemessenen Pump-Probe-Kurven des SA aus Abbildung 5.9 für verschiedene Absorberspannungen* U_{SA}.

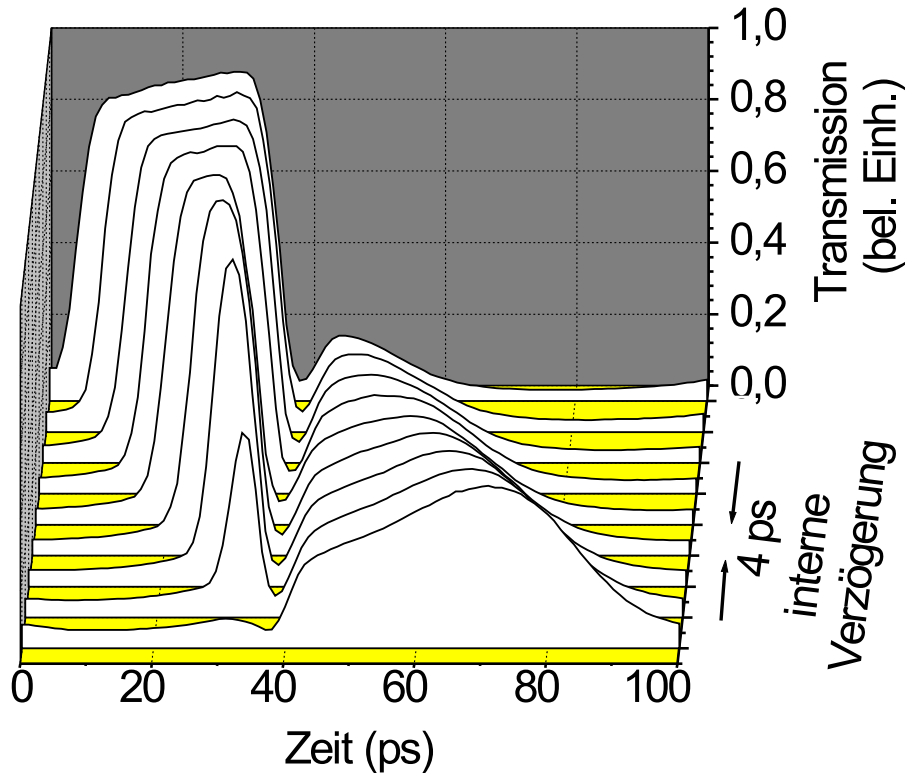

Abbildung 5.11: *Gemessene CASA-Schaltfenster für verschiedene interne Verzögerungen* Δt *zwischen optischen Steuerpulsen für SA und SOA (EAM-D,* $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1545\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -6\,\mathrm{dBm}$, $U_{SA} = -3\,\mathrm{V}$, $I = 100\,\mathrm{mA}$, $\lambda_{pump} = 1535\,\mathrm{nm}$, $P_{pump,SA} = 14\,\mathrm{dBm}$, $P_{pump,SOA} = 14\,\mathrm{dBm}$.

In Abbildung 5.11 werden die gemessenen Schaltfenster des CASA für verschiedene Verzögerungen Δt gezeigt. Die Betriebsparameter der beiden Komponenten wurden vorher einzeln optimiert. Die Messungen zeigen, wie sich der spitze Einbruch der SOA-Sättigung gegenüber der sättigbaren Absorption verschiebt. Je weiter der Einbruch in die Mitte geschoben wird, um so kürzer wird das Schaltfenster. Allerdings wächst auch das Nachfenster, da sich der SOA schon erholt, während die sättigbare Absorption noch nicht abgeklungen ist.

Das Schaltverhalten des CASA entspricht grundsätzlich dem Schaltverhalten des mit einem SOA kaskadierten EAM. Der offensichtlichste Unterschied ist allerdings die steilere Anfangsflanke mit anschließendem Plateau, was dem Schaltfenster eine eckigere Form verleiht.

Die Auswertung dieser Schaltfenster bezüglich Kontrast und Breite erfolgt in Abbildung 5.12. Auch beim CASA können kurze Schaltfenster nur auf Kosten des Kontrastes erreicht werden.

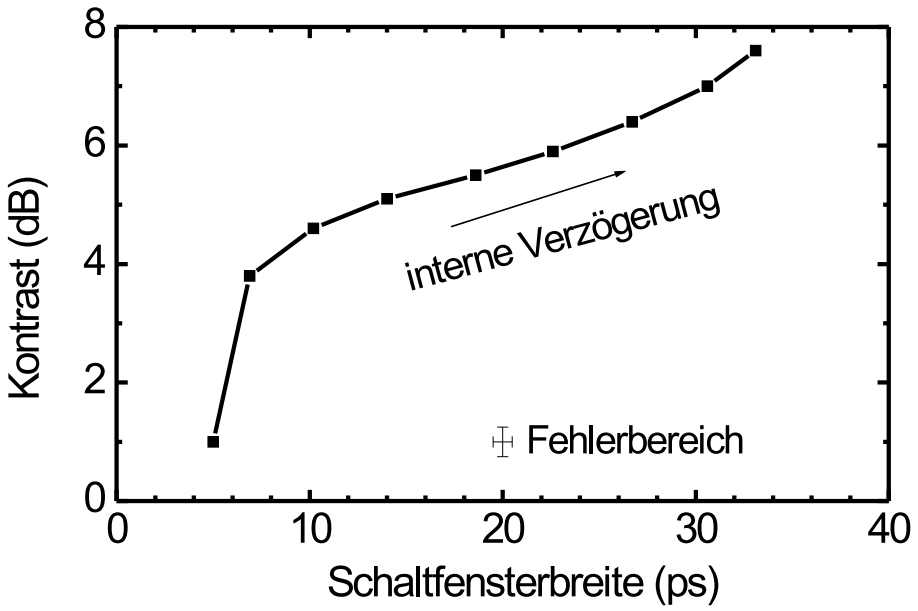

Abbildung 5.12: *Auswertung der in Abbildung 5.11 gezeigten Schaltfenster.*

Ein CASA-Schaltfenster, das auf eine besonders geringe Schaltfensterbreite hin optimiert wurde, wird in Abbildung 5.13 gezeigt. Mit weniger als 5 ps besitzt es die kürzeste Schaltfensterbreite, die erreicht werden konnte. Allerdings ist der Kontrast mit $5,2\,\mathrm{dB}$ recht gering.

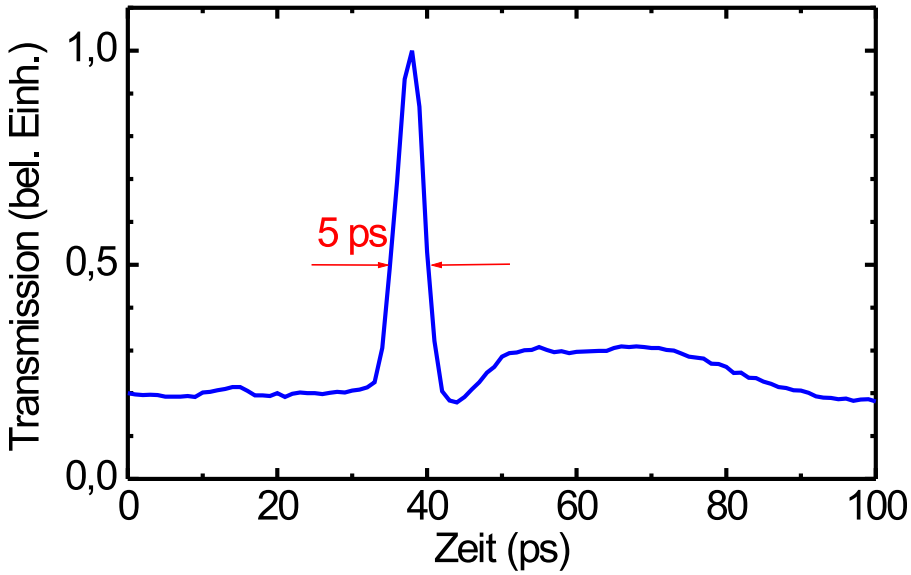

Abbildung 5.13: *Kurzes CASA-Schaltfenster (EAM-E,* $f = 10\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1545\,\mathrm{nm}$*,* $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$*,* $U_{SA} = -3,5\,\mathrm{V}$*,* $I = 170\,\mathrm{mA}$*,* $\lambda_{pump} = 1535\,\mathrm{nm}$*,* $P_{pump,SA} = 13\,\mathrm{dBm}$*,* $P_{pump,SOA} = 8\,\mathrm{dBm}$*).*

5.3 Elektro-optisch angesteuerter EAM

Der elektro-optisch angesteuerte EAM (eo-EAM) wird gleichzeitig elektrisch und optisch angesteuert [39]. Die elektrische Ansteuerung erfolgt mittels einer Wechselspannung und die optische mit kurzen Steuerpulsen.

5.3.1 Schaltprinzip

In Abbildung 5.14 ist dargestellt, wie der eo-EAM aufgebaut ist. Er besteht aus einem elektrisch angesteuerten EAM, in den zusätzlich kurze optische Steuerpulse eingestrahlt werden. Die Verzögerungsleitung ermöglicht die Einstellung des Zeitunterschiedes Δt zwischen der elektrischen Modulation und der optischen Sättigung.

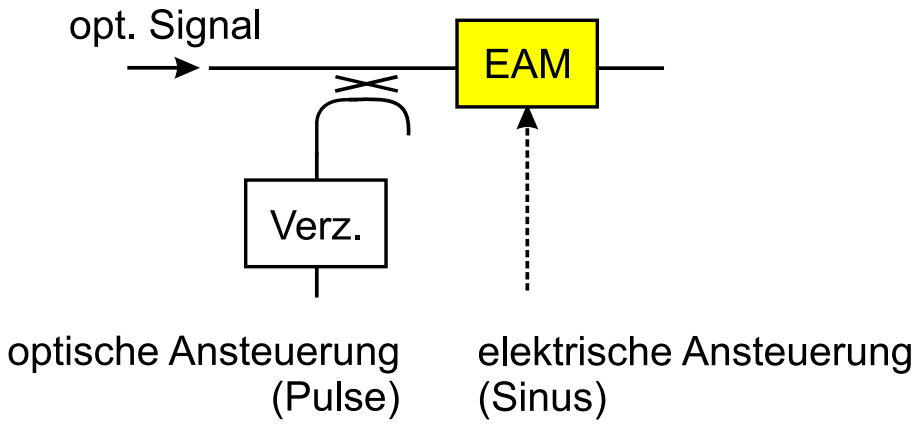

Abbildung 5.14: *Prinzipieller Aufbau des elektro-optisch angesteuerten EAM.*

Das Schaltprinzip des eo-EAM wird in Abbildung 5.15 skizziert. Durch die Kombination der Elektroabsorption (EA) und der durch sättigbare Absorption verursachten Kreuzabsorptionsmodulation (XAM) in einer einzigen Komponente ergibt sich ein Schaltfenster, das etwa der Summe der beiden einzelnen Transmissionskurven entspricht. Somit soll der Kontrast dieses Schaltfensters

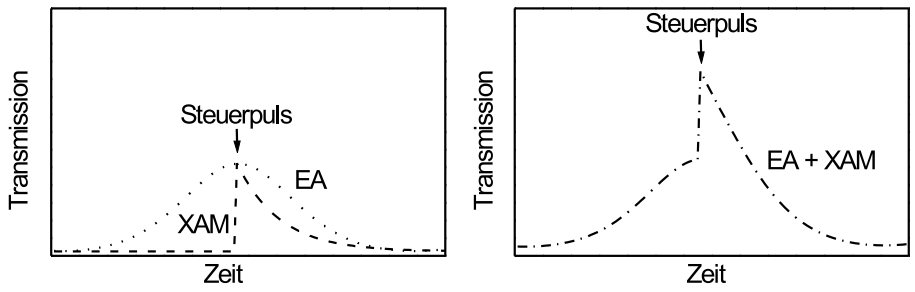

Abbildung 5.15: *Schaltprinzip des elektro-optisch angesteuerten EAM. Links: Zeitliches Transmissionsverhalten der einzelnen Effekte Elektroabsorption (EA) und Kreuzabsorptionsmodulation (XAM). Rechts: Resultierendes Schaltfenster als Summe beider Effekte.*

größer und die Schaltfensterbreite geringer sein als bei ausschließlich elektrischer Modulation.

5.3.2 Schaltfenstermessungen

In Abbildung 5.16 werden die Schaltfenster für verschiedene Verzögerungen zwischen der elektrischen und der optischen Modulation gezeigt. Der Beitrag der optischen Modulation ist an dem steilen Anstieg zu erkennen. Findet die optische Sättigung vor dem Maximum der elektrischen Modulation statt, so fällt sie praktisch nicht ins Gewicht. Im Maximum überragt die optische Modulation die elektrische deutlich. Durch die steilere Spitze reduziert sich auch die Schaltfensterbreite. Liegt die optische Modulation zeitlich hinter der elektrischen, so ergibt sich eine Doppelspitze, und das Schaltfenster nimmt wieder an Breite zu.

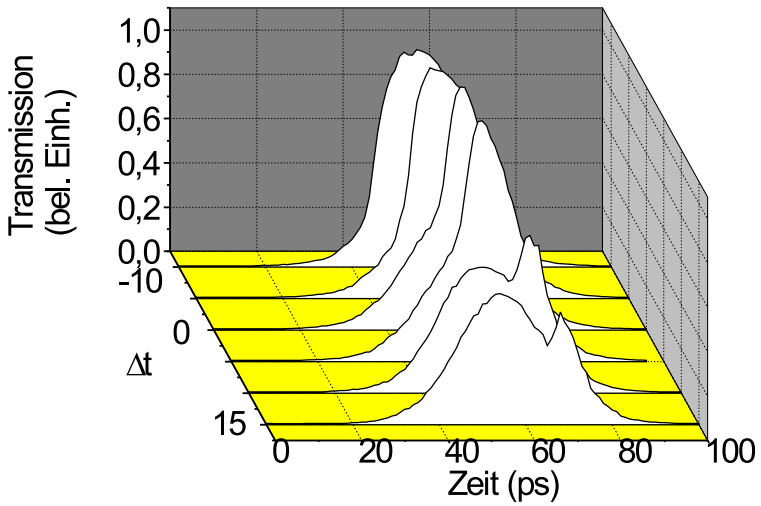

Abbildung 5.16: *Gemessene Schaltfenster des elektro-optisch angesteuerten EAM. (EAM-C,* $f = 10\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1550\,\mathrm{nm}$*,* $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$*,* $U_{DC} = -4\,\mathrm{V}$*,* $U_{mod} = 6\,\mathrm{V}$*,* $\lambda_{pump} = 1535\,\mathrm{nm}$*,* $P_{pump} = 3\,\mathrm{dBm}$*).*

Die in Abbildung 5.17 dargestellte Auswertung der Schaltfenster zeigt die Verkürzung der Breite auf etwa 15 ps. Allerdings nimmt der Kontrast nicht zu. Das liegt daran, daß an dieser Stelle nicht nur das Transmissionsmaximum steigt, sondern auch der Untergrund. Die Ursache ist hier in der Erholungszeit der optischen Sättigung zu finden, die bei kleinen Gegenspannungen länger wird. Im Maximum der elektrischen Modulation ist aber die Gegenspannung gerade am geringsten und somit die Erholungszeit am längsten.

Auch der Kontrast, der durch die optische Modulation hervorgerufen wird, ist bei kleinen Gegenspannungen kleiner. Dadurch ist der Kontrastgewinn durch die optische Sättigung gerade im Schaltfenstermaximum am geringsten.

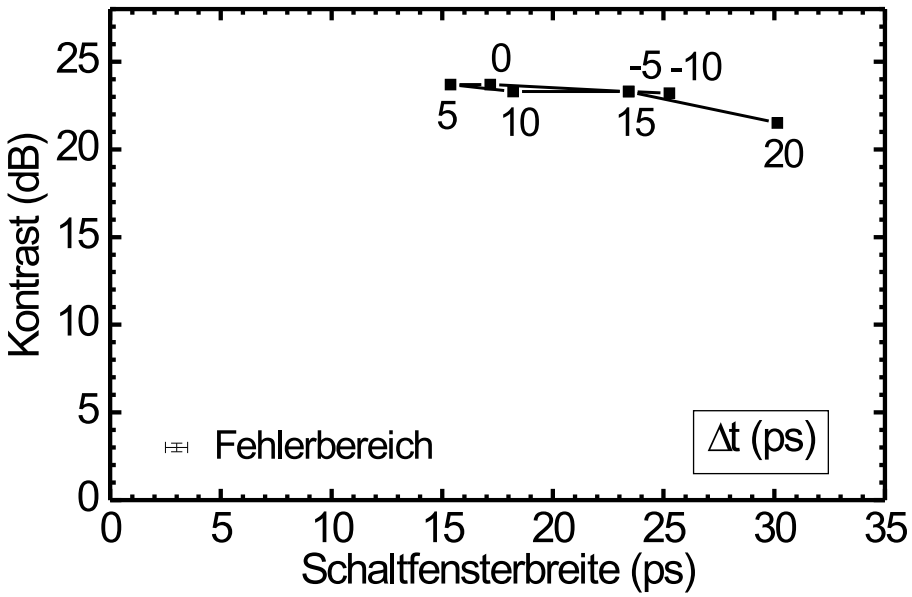

Abbildung 5.17: *Auswertung der in Abbildung 5.16 gezeigten Schaltfenster.*

5.4 Puls-modulierter EAM

Einige der unter 4.6 beschriebenen Begrenzungen des konventionellen EAM-Schalters beruhen auf der elektrischen Ansteuerung mit einem sinusförmigen Modulationssignal. Durch eine Ansteuerung mit elektrischen Pulsen sollen diese Begrenzungen vermindert werden.

5.4.1 Schaltprinzip

In Erweiterung des in Abbildung 4.4 dargestellten Schaltprinzips des konventionellen EAM-Schalters mit Sinus-Modulation zeigt Abbildung 5.18 das Schaltprinzip bei Verwendung elektrischer Pulse.

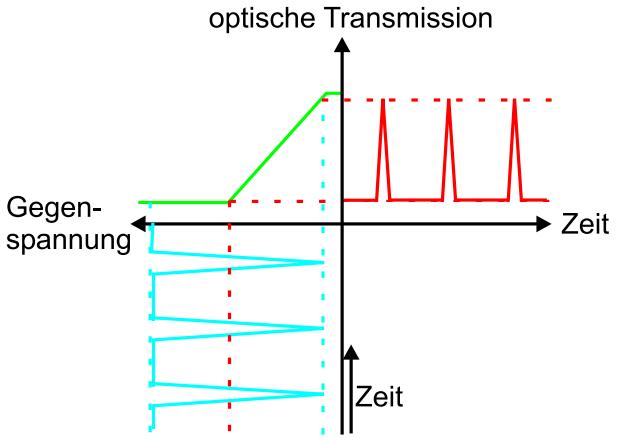

Abbildung 5.18: *Schaltprinzip des Puls-modulierten EAM.*

Wie schon für die sinusförmige Modulation beschrieben, werden die Schaltfensterflanken steiler als die der elektrischen Modulation, wenn das Modulationsintervall in den unteren flachen Bereich der $T(U)$-Kurve hinein ragt. Wird der EAM nun bereits mit kurzen Pulsen moduliert, so wird das resultierende Schaltfenster entsprechend noch kürzer.

Bei der Modulation mit Pulsen kann der elektrisch nutzbare Betriebsbereich effizienter ausgenutzt werden. Da das Modulationsintervall nicht symmetrisch um die Gleichspannung U_{DC} liegt, wie bei der Sinus-Modulation, sondern asymmetrisch darüber, muß bei gleicher Modulationsspannung U_{mod} eine vergleichsweise höhere Gegenspannung angelegt werden.

Die Realisierung der Ansteuerung mit möglichst kurzen elektrischen Pulsen besteht im wesentlichen aus der Erzeugung elektrischer Pulse und deren Zuleitung auf den EA-Chip.

Eine Folge kurzer Pulse mit der Frequenz f besitzt ein Frequenzspektrum, das aus der Grundfrequenz f und deren Harmonischen $nf, n \in N$, besteht. Je größer der Anteil der Harmonischen ist, umso kürzer ist der Puls. Zur Leitung möglichst kurzer elektrischer Pulse müssen auch die höheren Frequenzanteile möglichst verlustarm geleitet werden. Die verwendeten elektrischen Komponenten müssen also eine Bandbreite besitzen, die ein Vielfaches der Grundfrequenz f beträgt.

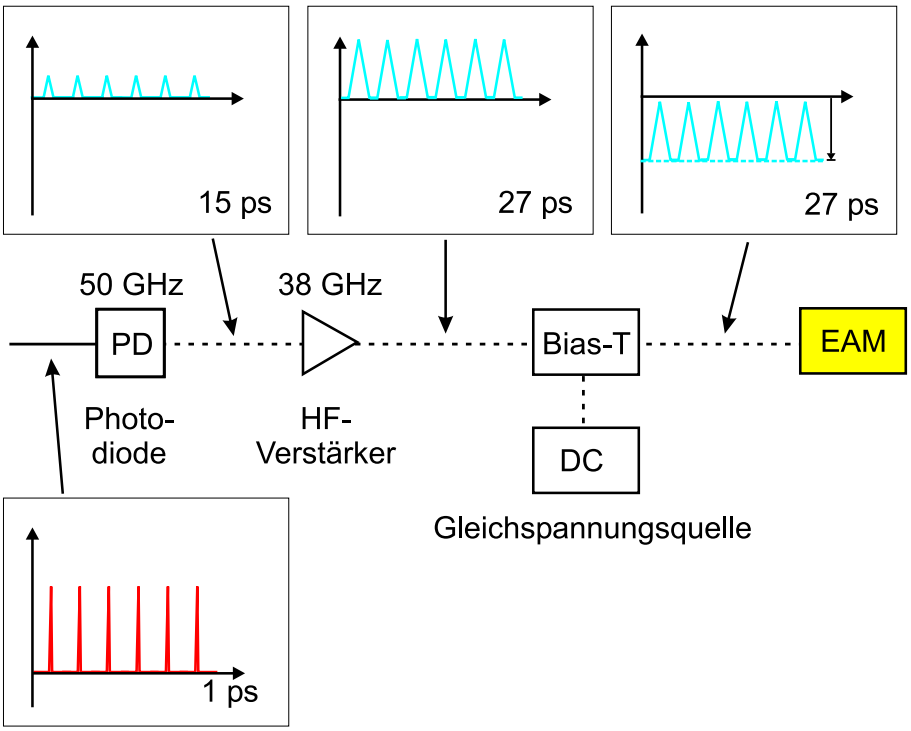

Abbildung 5.19: *Ansteuerung des puls-modulierten EAM. Die elektrischen Pulse werden aus kurzen optischen Pulsen erzeugt. Die* $-3\,\mathrm{dB}$*-Bandbreitenbegrenzung der Photodiode (*$50\,\mathrm{GHz}$*) und des breitbandigen HF-Verstärkers (*$38\,\mathrm{GHz}$*) verursacht eine erhebliche Verbreiterung der elektrischen Pulse.*

In Abbildung 5.19 wird die Ansteuerung des EAM mit elektrischen Pulsen dargestellt. Zur Erzeugung der kurzen elektrischen Pulse werden kurze optische Pulse auf eine breitbandige Photodiode gegeben. Die optischen Pulse werden vom $10\,\mathrm{GHz}$-Abtast-Pulslaser abgezweigt. Sie besitzen also eine Breite von etwa $1\,\mathrm{ps}$. Durch die Verwendung der Abtastpulse ist auch die Synchronisation mit der EAM-Ansteuerung für die Schaltfenstermessung gewährleistet. Die Photodiode besitzt eine Bandbreite von etwa $50\,\mathrm{GHz}$, wodurch die erzeugten elektrischen Pulse eine Breite von etwa $15\,\mathrm{ps}$ bekommen. Diese Pulse müssen noch verstärkt werden. Der verwendete Breitbandverstärker verbreitert die Pulse aufgrund seiner Bandbreite von etwa $38\,\mathrm{GHz}$ auf insgesamt etwa $27\,\mathrm{ps}$.

Damit besitzt die elektrische Modulation etwa die halbe Halbwertszeit der Sinus-Modulation, welche bei $100\,\mathrm{ps}$ Periodenlänge $50\,\mathrm{ps}$ beträgt. Es gilt also zu erwarten, daß die EAM-Schaltfenster bei Puls-Modulation entsprechend etwa halb so breit sind wie bei Sinus-Modulation.

5.4.2 Schaltfenstermessungen

Die Schaltfenstermessungen zum puls-modulierten EAM werden, bis auf die Form der elektrischen Ansteuerung, unter den gleichen Bedingungen aufgenommen wie die Schaltfenstermessungen zum konventionellen EAM, die in 4.3.2 behandelt wurden. Aufgrund der Puls-Modulation wurden allerdings höhere

Gegenspannungen verwendet. Wie in Abbildung 5.20 zu sehen ist, entspricht die Form der Schaltfenster bei Puls-Modulation im wesentlichen der Form bei Sinus-Modulation in Abbildung 4.10. Die puls-modulierten Schaltfenster sind allerdings erheblich kürzer.

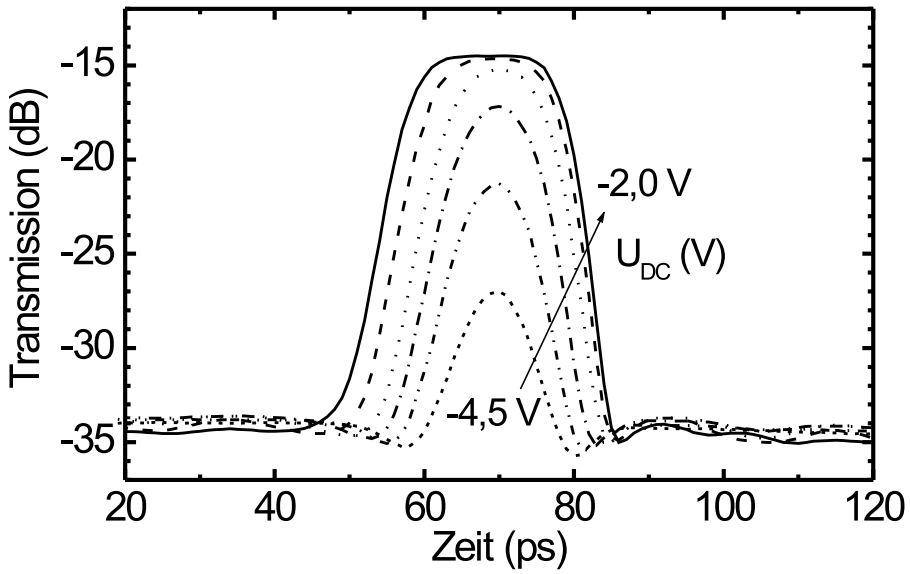

Abbildung 5.20: *Gemessene Schaltfenster des puls-modulierten EAM für verschiedene Gleichspannungen U_{DC} (EAM-A, $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1541\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = -10\,\mathrm{dBm}$).*

Zur besseren Übersicht werden in Abbildung 5.21 ein puls-moduliertes und ein sinus-moduliertes Schaltfenster mit gleicher Modulationsspannung und gleichem Kontrast direkt miteinander verglichen. Dadurch wird deutlich, daß das puls-modulierte Schaltfenster deutlich kürzer ist, obwohl es einen gleich hohen Kontrast besitzt.

Die Auswertung der Schaltfenster des puls-modulierten EAM für verschiedene Gleichspannungen U_{DC} wird in Abbildung 5.22 gezeigt. Zum Vergleich sind die Werte der Schaltfenster des konventionellen EAM mit Sinus-Modulation aus Abbildung 4.15 ebenfalls eingetragen. Durch die Puls-Modulation werden Schaltfenster erreicht, die bei gleichem Kontrast etwa nur halb so breit sind. Damit wird die Begrenzung der Sinus-Modulation umgangen, bei der kürzere Schaltfenster nur auf Kosten des Kontrastes möglich sind.

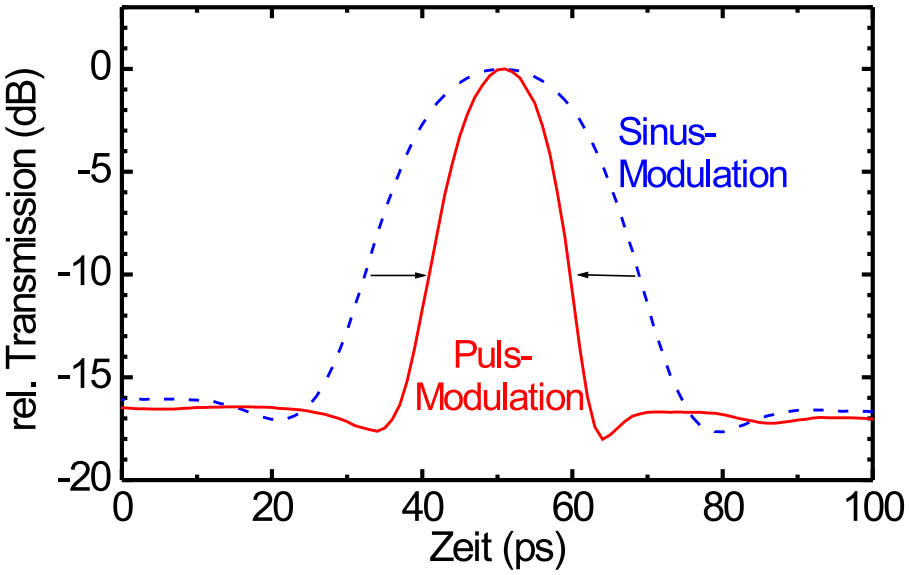

Abbildung 5.21: *Vergleich zweier gemessener Schaltfenster bei Puls-Modulation (durchgezogen - aus Abbildung 5.20, $U_{DC} = -3,5\,\mathrm{V}$) und bei Sinus-Modulation (gestrichelt - aus Abbildung 4.10, $U_{DC} = -2,5\,\mathrm{V}$).*

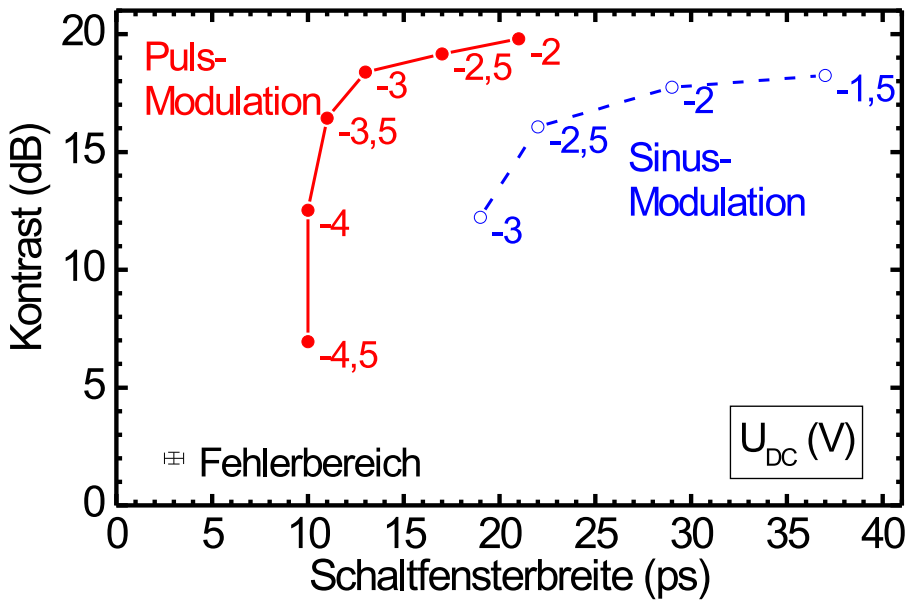

Abbildung 5.22: *Auswertung der in Abbildung 5.20 gezeigten Schaltfenster für den puls-modulierten EAM (geschlossen) und zum Vergleich die Werte des sinus-modulierten EAM-Schalters aus Abbildung 4.15 (offen).*

5.5 Selbstkaskadierter EAM

Diesem Schalter liegt die Idee zu Grunde, daß zweifaches Schalten einen höheren Schalteffekt hat als einfaches Schalten. Das zweifache Schalten läßt sich erreichen, indem zwei EAM in Reihe angeordnet werden. Diese Kaskade zweier EAM ist auch unter der Bezeichnung Twin-EAM (TEAM) bekannt [17] (Abschnitt 1.1). Für den TEAM werden also zweimal ein EAM samt seiner Ansteuerung benötigt. Um die gleiche Schaltfunktion mit geringerem Aufwand zu erreichen, kann ein EAM auch zweimal vom zu schaltenden Signal durchlaufen werden. Dazu wird das Licht in beiden Richtungen durch den EAM geschickt (bidirektionaler Betrieb). Da bei diesem Schalter ein EAM mit sich selbst kaskadiert wird, trägt er den Namen Selbstkaskadierter EAM (Self Cascaded EAM - SCEAM) [40].

5.5.1 Schaltprinzip

In Abbildung 5.23 wird schematisch gezeigt, wie sich eine EAM-Kaskade auf das Schaltfenster auswirkt. Dafür ist es unerheblich, ob zwei verschiedene EAM jeweils einmal vom Lichtsignal durchlaufen werden, oder ob derselbe EAM zweimal durchlaufen wird. Das Verhalten eines EAM-Schalters bei einfachem Durchgang ist vom konventionellen EAM-Schalter her bekannt (Kapitel 4). Das Schaltfenster des SCEAM mit zweifachem Durchgang ergibt sich, indem das Schaltfenster des ersten Durchgangs mit dem des zweiten multipliziert wird. Da

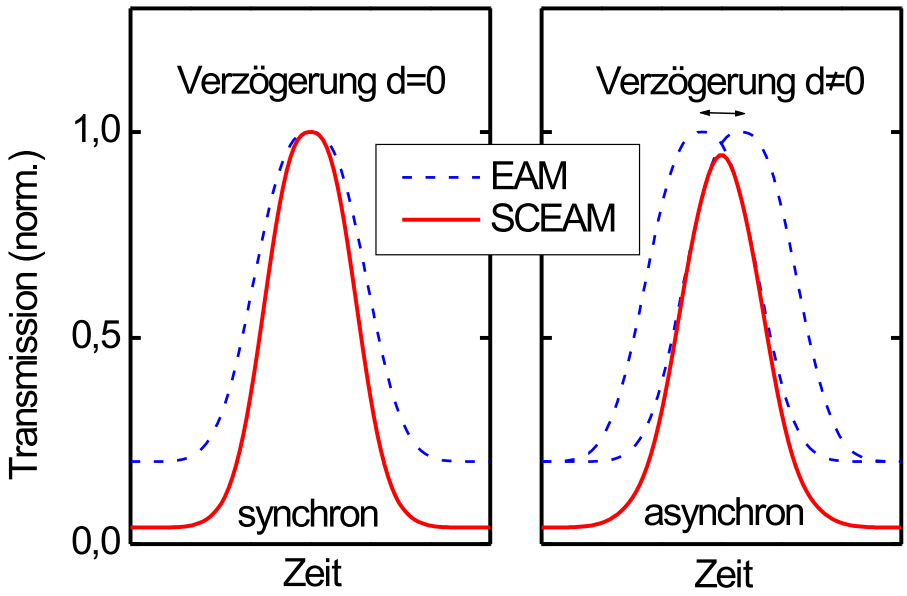

Abbildung 5.23: *Prinzip des zweifachen Schaltens mit EAM. Links: Durch zweifaches Schalten wird das Schaltfenster kontrastreicher und kürzer (synchrones SCEAM-Schaltfenster). Rechts: Bei Verzögerung der einzelnen Durchgänge gegeneinander wird das resultierende Schaltfenster noch kürzer, aber der Kontrast sinkt (asynchrones SCEAM-Schaltfenster).*

hier beide Durchgänge als identisch betrachtet werden, entspricht das Schaltfenster des doppelten Durchgangs also dem Quadrat des einfachen (Abbildung 5.23 links). In diesem Fall wird das resultierende Schaltfenster als synchrones SCEAM-Schaltfenster bezeichnet.

Für den hier dargestellten Fall, bei dem das Schaltfenstermaximum auf eins normiert ist, passiert anschaulich folgendes: Alle Transmissionswerte, außer bei $T = 1$, werden vermindert, und zwar um so stärker, je kleiner sie sind. In erster Linie wird dadurch der Untergrund reduziert, was einer Kontrasterhöhung entspricht. Der Kontrast quadriert sich demnach, bzw. der dB-Wert des Kontrastes verdoppelt sich. Durch die Absenkung der Transmissionswerte auf den Flanken wird das Schaltfenster außerdem schmaler. Bei einem realen Schaltfenster, dessen Transmission auch im Maximum wegen der Einfügedämpfung und anderen Verlusten unterhalb von eins liegt, nimmt durch die Kaskadierung natürlich auch die Gesamttransmission ab. Die Kontrasterhöhung und die Schaltfensterverkürzung bleiben aber dennoch erhalten. Weiterhin läßt sich diese Minderung der Gesamttransmission durch die Verstärkung zwischen beiden Durchgängen reduzieren.

Sind die beiden einzelnen Durchgänge des Lichtes durch den EAM nicht zueinander synchronisiert, verändert sich die Form des resultierenden Schaltfensters (Abbildung 5.23 rechts), welches als asynchrones SCEAM-Schaltfenster bezeichnet wird. Eine zeitliche Verzögerung d der beiden einzelnen Schaltfenster gegeneinander bewirkt eine weitere Verkürzung des resultierenden Schaltfensters. Gleichzeitig nimmt der Kontrast ab. Die Verzögerung d der Modulationszeitpunkte für beide Durchgänge ist also auch ein Parameter, mit dem sich ein Kompromiß aus Kontrasterhöhung und Schaltfensterverkürzung einstellen läßt. In Abschnitt 4.4 wurde bereits beschrieben, wie dieser Kompromiß mit der Gleichspannung U_{DC} eingestellt werden kann.

In Abbildung 5.24 wird eine Möglichkeit gezeigt, einen SCEAM zu realisieren. Die dabei verwendeten Zirkulatoren lassen Licht nur in bestimmten Richtungen durch. Das zu schaltende Lichtsignal wird über einen Drei-Tor-Zirkulator in den EAM gekoppelt, wo es das erste Mal geschaltet wird. Nach diesem ersten Durchgang wird das Licht über einen weiteren Zirkulator durch eine Rückkoppelschleife geführt und in entgegengesetzter Richtung wieder in den EAM gekoppelt. Hier wird das Signal ein zweites Mal geschaltet. In der Schleife

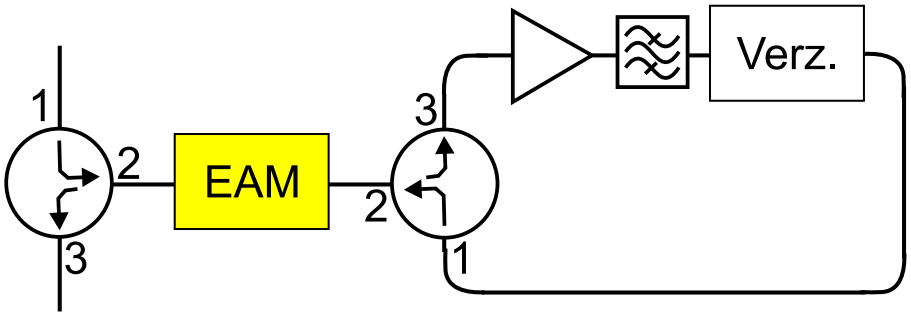

Abbildung 5.24: *Aufbau des selbstkaskadierten EAM (SCEAM).*

kann das Signal verstärkt und anschließend gefiltert werden. Die Synchronisation der beiden Durchgänge durch den EAM wird mit der Verzögerungsleitung in der Schleife eingestellt.

5.5.2 Simulation der SCEAM-Schaltfenster

Zur theoretischen Bestimmung der Schaltfenster eines SCEAM-Schalters wird der in Abbildung 5.23 gezeigte Gedankengang zur Kaskadierung von Schaltern rechnerisch nachvollzogen. Wie in Abbildung 5.23 (rechts) dargestellt, spielt die Verzögerung in der Rückkoppelschleife eine wesentliche Rolle für die Eigenschaften des Schaltfensters. Des weiteren hängt das SCEAM-Schaltfenster maßgeblich von der Form des Schaltfensters für den einfachen Durchgang ab.

In dieser Simulation sollen die SCEAM-Schaltfenster also in Abhängigkeit der Form des Schaltfensters für den einfachen Durchgang und der Schleifenverzögerung bestimmt werden.

Analytische Beschreibung der SCEAM-Schaltfenster

Zuerst soll eine geeignete Möglichkeit gefunden werden, die Form eines EAM-Schaltfensters möglichst allgemein und gleichzeitig möglichst einfach zu beschreiben. Dazu wird eine analytische Funktion gesucht, deren Form durch lediglich einen Parameter bestimmt ist. Die in Abschnitt 4.2 angegebene Schaltfensterfunktion (Gleichung (4.6)) ist relativ komplex. Statt dessen wird im folgenden ein einfacherer Ansatz gewählt, mit dem die realen Schaltfenster dennoch mit einer hohen Genauigkeit beschrieben werden können, wie weiter unten noch gezeigt wird.

Die Funktion zur Beschreibung der EAM-Schaltfenster $T_E(t)$ (E für EAM) soll folgende Eigenschaften besitzen:

1. Einfache analytische Funktion,
2. Schaltfenstermaximum T_{Emax},
3. fällt zu beiden Seiten nach null ab,
4. Form durch einen Parameter q von Gauß-Form bis Rechteck beschreibbar,
5. vom Form-Parameter q unabhängige Halbwertsbreite w_E.

Als Ausgangspunkt wird daher die Gauß-Funktion gewählt. Um verschiedene Formen von der Gauß-Funktion bis zu einem Rechteck beschreiben zu können, wird die Gauß-Funktion um einen zusätzlichen Exponenten erweitert. Das Ergebnis ist die sogenannte Super-Gauß-Funktion [41]

$$f(x) = e^{-\left(x^2\right)^q} \tag{5.1}$$

mit dem Form-Parameter q (Abbildung 5.25). Für $q = 1$ entspricht der Super-Gauß der gewöhnlichen Gauß-Kurve. Für steigende q wird die Kurve an den Flanken steiler, und die Spitze wird flacher. Geht q gegen unendlich, nähert sich

die Kurve schließlich einem Rechteck. Da die Form des EAM-Schaltfensters wesentlich von den Betriebsbedingungen abhängt, läßt sich der Form-Parameter q im Experiment durch geeignete Wahl der Betriebsparameter beeinflussen. Insbesondere wirkt die Gleichspannung U_{DC} direkt auf den Form-Parameter q (Abbildung 4.10). Dabei ist allerdings zu beachten, daß durch die Gleichspannung U_{DC} außerdem die Schaltfensterbreite beeinflußt wird. Mit sinkender Gegenspannung nimmt nicht nur der Form-Parameter q zu, was im allgemeinen erwünscht ist, sondern auch die Schaltfensterbreite, was im allgemeinen unerwünscht ist.

Unabhängig von q schneiden sich alle Kurven der Gleichung (5.1) in den Punkten $\left(1|\frac{1}{e}\right)$ und $\left(-1|\frac{1}{e}\right)$. Bei dieser Gleichung ist zu beachten, daß der höhere Exponent q nicht mit dem niedrigeren Exponenten „2“ durch Multiplikation zusammengezogen werden darf[1].

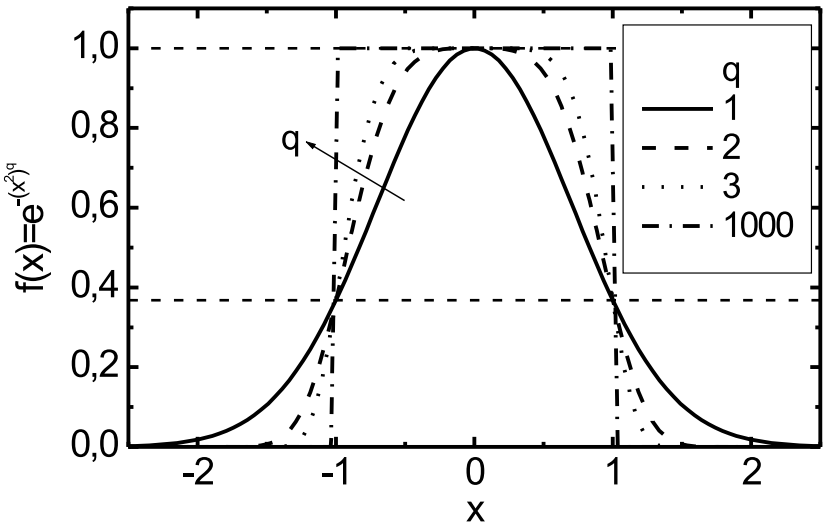

Abbildung 5.25: *Kurven der Super-Gauß-Funktion* $f(x) = e^{-\left(x^2\right)^q}$ *für verschiedene Exponenten* q*.*

Um mit der Super-Gauß-Funktion ein reales EAM-Schaltfenster beschreiben zu können, werden entsprechende Anpassungsparameter benötigt. Die EAM-Schaltfensterfunktion erhält schließlich die Form

$$T_E(t) = T_{Emax} \cdot 2^{-\left(\left(\frac{2}{w_E}(t-t_0)\right)^2\right)^q}, \tag{5.2}$$

mit den Schnittpunkten $\left(\frac{w_E}{2}|\frac{T_{Emax}}{2}\right)$ und $\left(-\frac{w_E}{2}|\frac{T_{Emax}}{2}\right)$, wobei T_{Emax} die maximale Transmission ist, w_E die Halbwertsbreite (full width at half maximum - FWHM), t_0 die zeitliche Lage des Schaltfenstermaximums und q der Form-Parameter. Diese Funktion besitzt alle der geforderten Eigenschaften (Abbildung 5.26).

[1] Zahlenbeispiel mit $x = -1$ und $q = \frac{3}{2}$:
$e^{-\left(x^2\right)^q} = e^{-\left((-1)^2\right)^{\frac{3}{2}}} = e^{-1}$, aber $e^{-x^{2q}} = e^{-(-1)^{2\cdot\frac{3}{2}}} = e^{+1}$

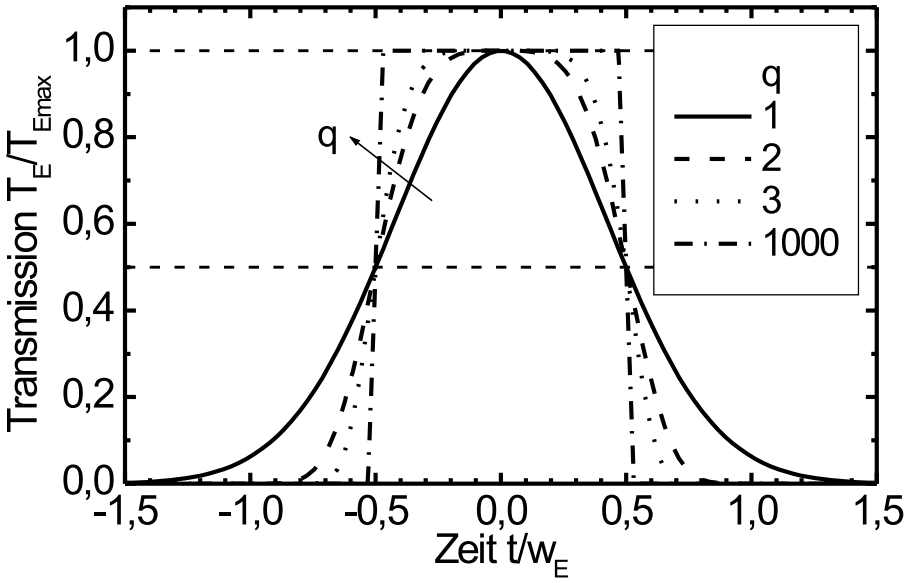

Abbildung 5.26: *Kurven der EAM-Schaltfensterfunktion $T_E(t)$ für verschiedene Form-Parameter q nach Gleichung 5.2.*

Daß die Gleichung 5.2 auch tatsächlich geeignet ist, um reale EAM-Schaltfenster zu beschreiben, wird in Abbildung 5.27 beispielhaft durch Anpassung an ein gemessenes Schaltfenster bestätigt. Bei der Anpassung ist zu bedenken, daß die Form des gemessenen Schaltfensters aufgrund des Meßprin-

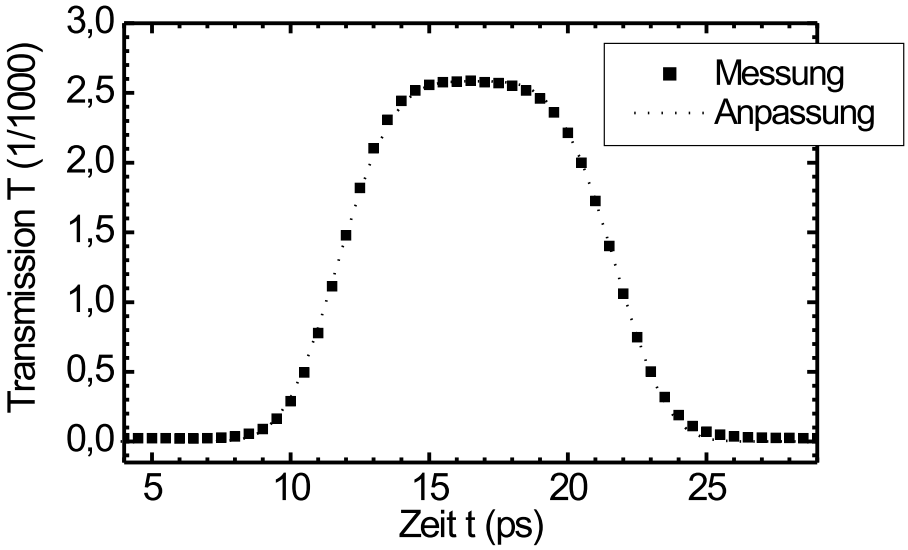

Abbildung 5.27: *Anpassung der EAM-Schaltfensterfunktion (5.2) an ein gemessenes EAM-Schaltfenster aus Abbildung 4.17 mit Gleichspannung $U_{DC} = -3\,\mathrm{V}$. Für die Anpassung ergeben sich die Anpassungsparameter $T_{Emax} = 0,00258$, $w_E = 9,95\,\mathrm{ps}$, $t_0 = 16,69\,\mathrm{ps}$, $q = 1,86$.*

zips auch von der Form der Abtastpulse abhängt (Abschnitt 4.3.1). Bei der Anpassung von kurzen Schaltfenstern ergeben sich dadurch zu kleine q-Werte.

Das SCEAM-Schaltfenster $T_S(t)$ (S für $SCEAM$) ergibt sich nun aus der Multiplikation zweier gleicher einfacher EAM-Schaltfenster $T_{E1}(t)$ und $T_{E2}(t)$, die um eine Verzögerung d gegeneinander verschoben sind. Damit die Lage des resultierenden Schaltfensters unabhängig von d ist, werden die beiden einzelnen Kurven um jeweils $\frac{d}{2}$ verschoben. Zur Vereinfachung wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit $t_0 = 0$ gesetzt:

$$\begin{aligned} T_S(t) &= T_{E1}(t) \cdot T_{E2}(t) \\ &= (T_{Emax})^2 \cdot 2^{-\left(\left(\frac{2}{w_E}(t+\frac{d}{2})\right)^2\right)^q} \cdot 2^{-\left(\left(\frac{2}{w_E}(t-\frac{d}{2})\right)^2\right)^q}. \end{aligned} \tag{5.3}$$

Mit dieser Funktion $T_S(t)$ lassen sich nun SCEAM-Schaltfenster in Abhängigkeit von der Schleifenverzögerung d und der Schaltfensterform q des Ausgangsschaltfensters bestimmen.

Synchrone SCEAM-Schaltfenster

In dem Sonderfall, daß die beiden einzelnen Schaltfenster im SCEAM synchron zueinander sind, ist die Schleifenverzögerung d gleich null, und die SCEAM-Formel vereinfacht sich. Das SCEAM-Schaltfenster entspricht dem Quadrat des Schaltfensters eines einfachen Durchgangs:

$$\begin{aligned} T_{S,syn}(t) &= T_S|_{d=0} \\ &= (T_{Emax})^2 \cdot 2^{-\left(\left(\frac{2}{w_E}(t+0)\right)^2\right)^q} \cdot 2^{-\left(\left(\frac{2}{w_E}(t-0)\right)^2\right)^q} \\ &= \left(T_{Emax} \cdot 2^{-\left(\left(\frac{2}{w_E}t\right)^2\right)^q}\right)^2 \\ &= T_E^2(t). \end{aligned} \tag{5.4}$$

Die Auswirkung der Quadrierung wird in Abbildung 5.28 für EAM-Schaltfenster mit verschiedenen Form-Parametern q gezeigt. Während das Transmissionsmaximum konstant bleibt, ändert sich die Schaltfensterbreite für verschiedene q: Schaltfenster mit einem kleinen q-Wert, wie die Gauß-Kurve mit $q = 1$, erfahren eine starke Verkürzung, wobei bei einem idealen Rechteck keine Verkürzung mehr stattfindet.

Um die Halbwertsbreite des synchronen SCEAM-Schaltfensters in Abhängigkeit vom Form-Parameter q zu berechnen, werden die Zeitpunkte t_1 und t_2 bestimmt, an denen die Transmission den Wert $\frac{1}{2} \cdot T_{Smax,syn}$ annimmt, wobei $T_{Smax,syn} = T_{S,syn}|_{t=0} = (T_{Emax})^2$ ist. Im synchronen Fall ist das Maximum also unabhängig von q. Die Halbwertszeitpunkte t_1 und t_2 ergeben sich aus der Gleichsetzung

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \cdot T_{Smax,syn} &= T_{S,syn}(t_{1;2}) \\ &= T_E^2(t_{1;2}). \end{aligned} \tag{5.5}$$

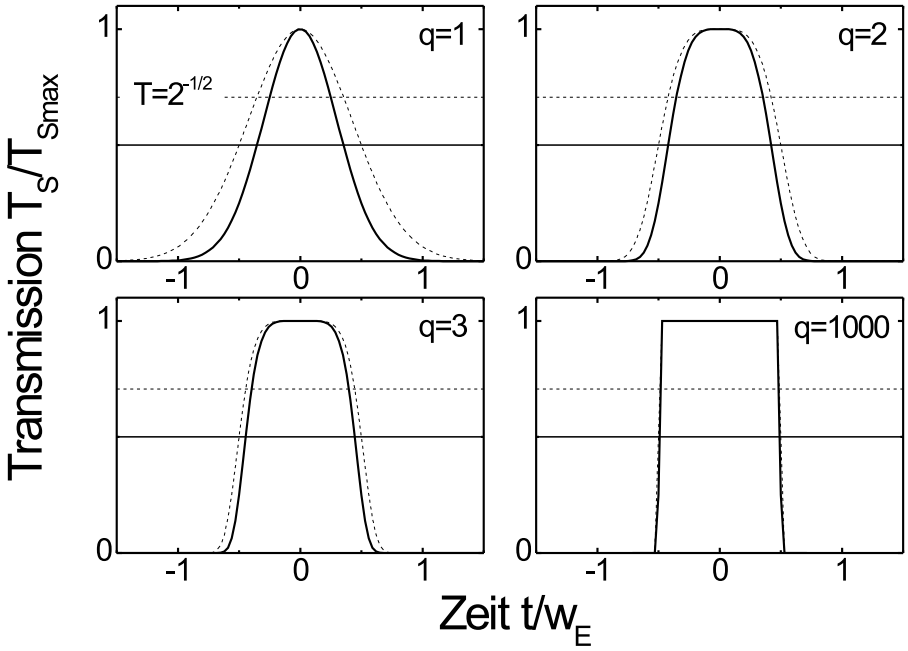

Abbildung 5.28: *Kurven der SCEAM-Schaltfensterfunktion $T_{S,syn}(t)$ für verschiedene Form-Parameter q im synchronen Fall nach Gleichung (5.4). Zum Vergleich sind die Ausgangsschaltfenster $T_E(t)$ aus Abbildung 5.26 dünn eingezeichnet.*

Die Halbwertsbreite des resultierenden Schaltfensters entspricht also der Breite des Ausgangsschaltfensters an der Stelle $T_E(t_{1;2}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot T_{Emax} \approx 0,707 \cdot T_{Emax}$ oder $T_E(t_{1;2}) = T_{Emax} - 1,5\,\mathrm{dB}$, da diese Punkte durch die Quadrierung gerade auf die Stelle $T_S(t_{1;2}) = \frac{1}{2} \cdot T_{Smax}$ bzw. $T_S(t_{1;2}) = T_{Smax} - 3\,\mathrm{dB}$ verschoben werden (Abbildung 5.28). Durch Auflösen erhält man für die Halbwertszeitpunkte

$$t_{1;2}(q) = \pm \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2q}} \cdot \frac{w_E}{2}, \tag{5.6}$$

aus denen sich schließlich die q-abhängige SCEAM-Halbwertsbreite w_S ergibt:

$$\begin{aligned} w_S(q) &= |t_1(q) - t_2(q)| \\ &= \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2q}} \cdot w_E. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 5.29 graphisch dargestellt. Die Graphik veranschaulicht, daß bei synchroner Kaskadierung die stärkste Schaltfensterverkürzung dann erreicht wird, wenn das Ausgangsschaltfenster einen kleinen Form-Parameter q besitzt.

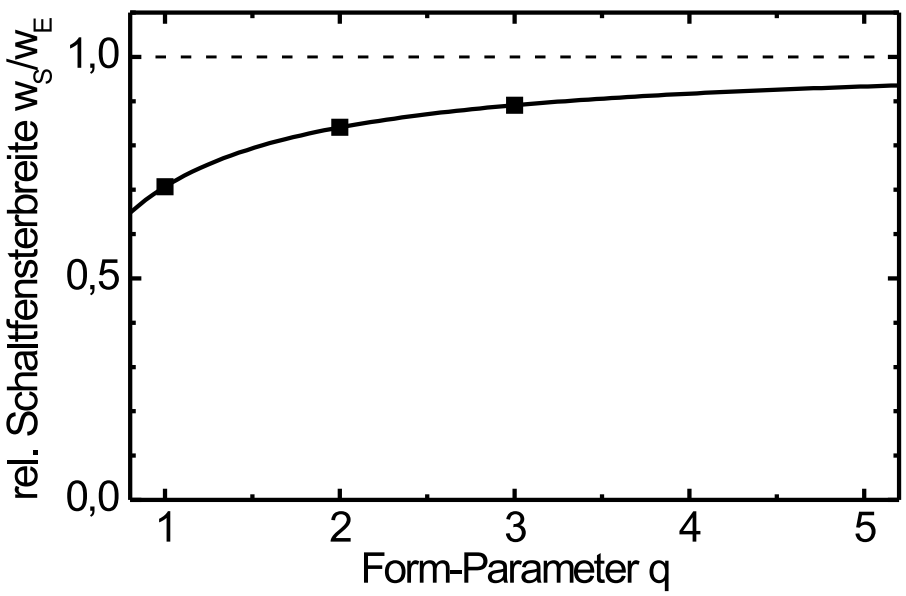

Abbildung 5.29: *Relative Schaltfensterbreite eines synchronen SCEAM-Schaltfensters in Abhängigkeit vom Form-Parameter q des Ausgangsschaltfensters nach Gleichung (5.7). Die Werte der in Abbildung 5.28 dargestellten Schaltfenster sind als Punkte eingezeichnet.*

Asynchrone SCEAM-Schaltfenster

In diesem Abschnitt sollen nun SCEAM-Schaltfenster behandelt werden, deren Ausgangsschaltfenster um eine Verzögerung d zeitlich gegeneinander verschoben sind. Das Ziel ist es, das Verhalten eines SCEAM-Schaltfensters bezüglich seiner Halbwertsbreite w_S und seines Schaltfenstermaximums T_{Smax} zu bestimmen, wenn die Form des Ausgangsschaltfensters und die Schleifenverzögerung variiert werden.

Das Verhalten des Transmissionsmaximums $T_{Smax}(q,d)$ erhält man, indem man in die SCEAM-Schaltfensterfunktion (5.3) die Zeit $t = 0$ einsetzt:

$$\begin{aligned} T_{Smax}(q,d) &= T_S(q,d)|_{t=0} \\ &= (T_{Emax})^2 \cdot 2^{-\left(\left(\frac{2}{w_E}\left(0+\frac{d}{2}\right)\right)^2\right)^q} \cdot 2^{-\left(\left(\frac{2}{w_E}\left(0-\frac{d}{2}\right)\right)^2\right)^q} \\ &= (T_{Emax})^2 \cdot 2^{-2\left(\left(\frac{d}{w_E}\right)^2\right)^q}. \end{aligned} \tag{5.8}$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann angenommen werden, daß $d > 0$ gilt, da die Ausgangsschaltfenster symmetrisch sind und es daher gleichgültig ist, in welche Richtung die beiden einzelnen Schaltfenster gegeneinander verschoben werden. Da w_E generell positiv ist, ist damit auch $\frac{d}{w_E}$ positiv, und die Exponenten q und „2“ dürfen zusammengezogen werden. Dadurch vereinfacht sich obige Gleichung schließlich zu

$$T_{Smax}(q,d) = (T_{Emax})^2 \cdot 2^{-2\left(\frac{d}{w_E}\right)^{2q}}. \tag{5.9}$$

In Abbildung 5.30 wird dieser Zusammenhang graphisch veranschaulicht. Wie bereits beschrieben, bleibt T_{Smax} für $d = 0$ konstant. Mit wachsender Verzögerung d nimmt T_{Smax} ab. Je kleiner q ist, um so flacher ist die S-Form. Für große q ändert sich T_{Smax} zunächst kaum, um dann um so steiler abzufallen. Werden beide Schaltfenster gerade um w_E verschoben ($\frac{d}{w_E} = 1$), so wird T_{Smax} auch unabhängig von q und besitzt den Wert $\frac{1}{4} \cdot (T_{Emax})^2$. In diesem Fall schneiden sich die beiden EAM-Schaltfensterkurven genau in den Halbwertszeitpunkten.

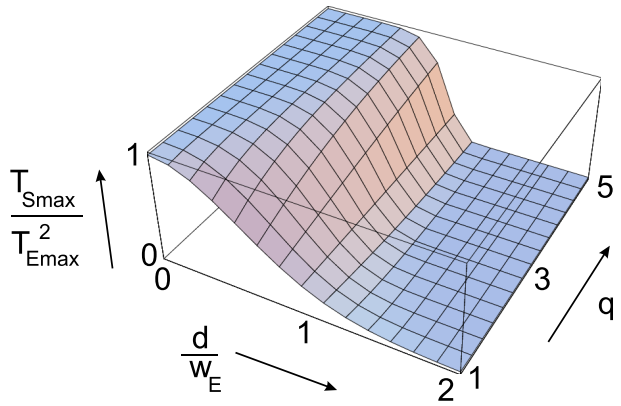

Abbildung 5.30: *Veranschaulichung der in Gleichung (5.9) beschriebenen Abhängigkeit des Transmissionsmaximums T_{Smax} von der Verzögerung d und dem Form-Parameter q.*

Aus diesem Bild ergibt sich, daß Ausgangsschaltfenster mit einem hohen q-Wert für eine Kaskadierung günstiger sind, da das resultierende SCEAM-Schaltfenster trotz der Verzögerung weniger gedämpft wird. Anschaulich ist dieser Zusammenhang auch klar, da ein großes q eine flache Schaltfensterspitze bedeutet (Abbildung 5.26).

Zur Bestimmung der Halbwertsbreite des SCEAM-Schaltfensters in Abhängigkeit von der Schleifenverzögerung d und der Schaltfensterform q des Ausgangsschaltfensters wird ein analoger Ansatz wie in Gleichung (5.5) verwendet:

$$\frac{1}{2} \cdot T_{Smax}(q, d) = T_S(t_{1;2}). \tag{5.10}$$

Um diese Gleichung nach t_1 und t_2 aufzulösen, genügt der Vergleich der Exponenten:

$$1 + 2\left(\frac{d}{w_E}\right)^{2q} = \left(\left(\frac{2}{w_E}\left(t_{1;2} + \frac{d}{2}\right)\right)^2\right)^q + \left(\left(\frac{2}{w_E}\left(t_{1;2} - \frac{d}{2}\right)\right)^2\right)^q. \tag{5.11}$$

Diese Gleichung läßt sich allerdings nicht für alle reellen Zahlen q analytisch nach t_1 und t_2 auflösen. Im folgenden sollen daher als Beispiel die SCEAM-Halbwertsbreiten bei Ausgangsschaltfenstern mit den Form-Parametern $q = 1$, $q = 2$ und $q = 3$ analytisch behandelt werden.

Für $q = 1$ entspricht die Schaltfensterfunktion einer Gauß-Kurve. Gleichung (5.11) vereinfacht sich entsprechend zu

$$1 + 2\left(\frac{d}{w_E}\right)^2 = \left(\frac{2}{w_E}\left(t_{1;2} + \frac{d}{2}\right)\right)^2 + \left(\frac{2}{w_E}\left(t_{1;2} - \frac{d}{2}\right)\right)^2, \tag{5.12}$$

woraus sich nach entsprechenden Umformungen die Halbwertsbreite ergibt:

$$w_S|_{q=1} = \frac{1}{\sqrt{2}} w_E \approx 0,707 \cdot w_E. \tag{5.13}$$

Dieses Ergebnis ist unabhängig von der Verzögerung d. Das bedeutet, daß die Kaskadierung zweier Gauß-förmiger Schaltfenster zu einem resultierenden Schaltfenster führt, dessen Breite sich nicht ändert. Jede Verzögerung d führt ausschließlich zu einer Erhöhung der Dämpfung.

Für die Werte $q = 2$ und $q = 3$ erfolgt die Berechnung der SCEAM-Halbwertsbreiten ausgehend von Gleichung (5.11) analog zu dem Fall mit $q = 1$. Die höheren Potenzen führen allerdings in diesen Fällen zu mehrdeutigen Lösungen. Die physikalisch einzig sinnvolle ist jedoch nur die jeweils einzige positive reelle Lösung.

Die Tabelle 5.1 faßt die Ergebnisse für Schaltfenstermaximum und Halbwertsbreite zusammen. Zusätzlich zu den Ausgangsschaltfenstern mit den Form-Parametern $q = 1$, $q = 2$ und $q = 3$ sind noch die Werte für ein ideal rechteckiges Ausgangsschaltfenster ($q = \infty$) eingetragen. Die Lösung der Halbwertsbreite für $q = 3$ steht aus Platzgründen in der Fußnote[2].

Tabelle 5.1: Analytische Beschreibung der SCEAM-Schaltfenster in Abhängigkeit von der Verzögerung d für diskrete Form-Parameter q.

Form-Parameter q	Schaltfenstermaximum $T_{Smax}(q,d)$	Halbwertsbreite $w_S(q,d)$
1	$(T_{Emax})^2 \cdot 2^{-2\left(\frac{d}{w_E}\right)^2}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} w_E$
2	$(T_{Emax})^2 \cdot 2^{-2\left(\frac{d}{w_E}\right)^4}$	$\sqrt{-3d^2 + \sqrt{9d^4 + \frac{1}{2}w_E^4}}$
3	$(T_{Emax})^2 \cdot 2^{-2\left(\frac{d}{w_E}\right)^6}$	s. Fußnote
∞	$(T_{Emax})^2$ für $d < w_E$	$w_E - d$ für $d < w_E$

In Abbildung 5.31 werden die in Tabelle 5.1 aufgeführten Zusammenhänge graphisch dargestellt. Analog zur parametrischen Darstellung, in der der Schaltkontrast über der Breite aufgetragen wird (Abschnitt 4.4), wird hier das normierte Schaltfenstermaximum des SCEAM über der relativen Schaltfensterbreite dargestellt. Die Punkte mit gleichen q-Werten liegen auf den dick gezeichneten Kurven, während die Punkte mit gleichen $\frac{d}{w_E}$-Werten mit dünn gezeichneten Strecken verbunden sind. Die Kurve für $q = 1$ ist eine Senkrechte, die

[2] $\sqrt{-5d^2 + \frac{20 \cdot \sqrt[3]{16}d^4 + \left(\sqrt[3]{1 - 350d^6 + w_E^6 + \sqrt{w_E^{12} - 700d^6 w_E^6 - 5500d^{12}}}\right)^2}{\sqrt[3]{4 \cdot \left(1 - 350d^6 + w_E^6 + \sqrt{w_E^{12} - 700d^6 w_E^6 - 5500d^{12}}\right)}}}$

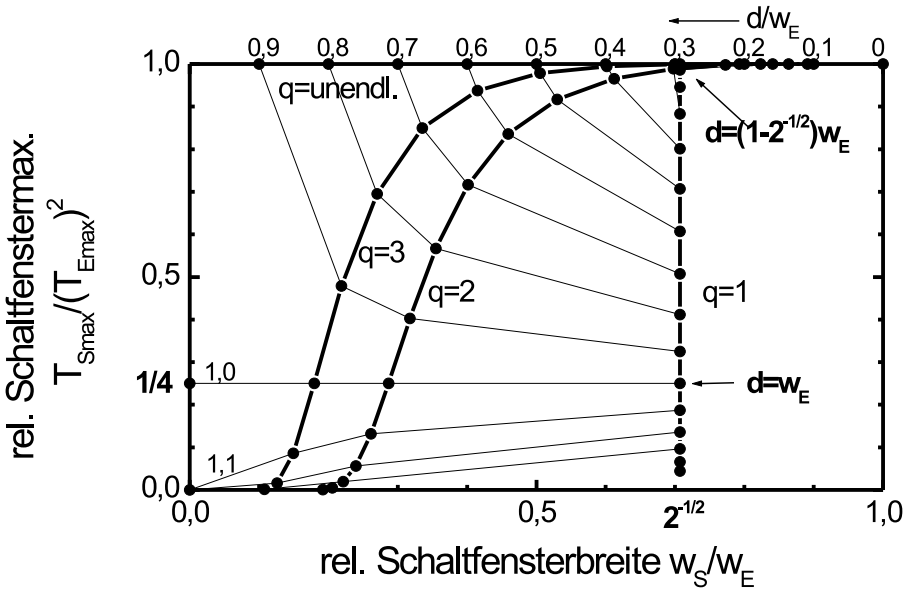

Abbildung 5.31: *Simuliertes Schaltfenstermaximum und Schaltfensterbreite eines SCEAM in Abhängigkeit vom Form-Parameter q und der Verzögerung d.*

an der Stelle $\frac{w_S}{w_E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0,707$ liegt. Sie veranschaulicht, daß ein Schaltfenster mit Gauß-Form durch eine Verzögerung d nicht seine Breite ändert. Es sinkt lediglich das Schaltfenstermaximum. Bei $q = 2$ und $q = 3$ bewirkt die Verzögerung d eine Verkürzung des Schaltfensters. Bei einer Verzögerung d von etwa $\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) w_E \approx 0,3 \cdot w_E$ schneiden diese Kurven die Kurve mit $q = 1$. Bei kleineren Verzögerungen bleibt das Schaltfenstermaximum näherungsweise unverändert. Selbst bei Schaltfenstern, deren Form der Gauß-Form sehr nahe kommt ($q \approx 1$) nimmt das Schaltfenstermaximum um maximal $0,5\,\mathrm{dB}$ ab (ohne Herleitung). Bei einem rechteckigen Schaltfenster ($q = \infty$) entspricht die Verkürzung genau der Verzögerung, bis das Schaltfenster verschwindet. Bis dahin nimmt auch das Schaltfenstermaximum nicht ab. Die Punkte für $d = w_E$ liegen auf einer Waagerechten. Bei dieser Verzögerung ist das Schaltfenstermaximum für alle q auf ein Viertel gesunken.

Aus Abbildung 5.31 lassen sich folgende Aussagen für ein geeignetes SCEAM-Schaltfenster in Bezug auf das Zusammenspiel vom Form-Parameter q des Ausgangsschaltfenster und der Verzögerung d zusammenfassen:

1. Je näher das Ausgangsschaltfenster einem Rechteck kommt ($q \gg 1$), um so größer kann die Verzögerung d für ein kurzes hohes Schaltfenster gewählt werden.

2. Je näher das Ausgangsschaltfenster einer Gauß-Kurve kommt ($q \approx 1$), um so weniger kann das Schaltfenster mit der Verzögerung d verkürzt werden, ohne daß die Gesamtdämpfung deutlich zunimmt.

3. Bei kleinen Verzögerungen $d \approx 0$ ergeben Gauß-Kurven-nahe Ausgangsschaltfenster ($q \approx 1$) die stärkste Verkürzung.

4. Bis zum Wert $d \approx 0,3 \cdot w_E$ entspricht die Verschiebung gerade der Schaltfensterverkürzung ohne merkliche Transmissionseinbußen ($< 0,5\,\mathrm{dB}$) („0,3-Regel“). Eine Verschiebung d um weniger als $0,3 \cdot w_E$ lohnt sich also praktisch nur für ein Schaltfenster mit Gauß-Form, bei dem dann $d = 0$ am günstigsten ist.

5.5.3 Schaltfenstermessungen

Zur experimentellen Untersuchung des SCEAM-Schalters wurden Schaltfenster bei 40 GHz gemessen und mit einem entsprechenden Schaltfenster des konventionellen EAM-Schalters verglichen. Dazu wurden die SCEAM-Schaltfenster bei einer festen Gleichspannung U_{DC} für verschiedene Schleifenverzögerungen d gemessen.

Da bei geschlossenem Schaltfenster weniger optische Leistung in die Schleife gelangt als bei geöffnetem Schaltfenster, wird der Verstärker in der Zeit zwischen den Schaltfenstern weniger gesättigt und erzeugt ein höheres ASE-Rauschen. Dieses führt zu einer Erhöhung des Untergrundes und damit zu einer Kontrastminderung. Werden Lichtpulse mit hoher Repetitionsrate im SCEAM geschaltet, wie bei der Anwendung als Demultiplexer, so ist der Verstärker stets ausreichend gesättigt, da sich der EDFA bis zum nächsten Puls nach wenigen zehn Pikosekunden noch nicht erholt hat. Eine Kontrastminderung findet hier nicht statt. Bei der Schaltfenstermessung, bei der das Schaltfenster schrittweise abgetastet wird, hat der Verstärker jedoch mehrere Sekunden Zeit, um sich zu erholen, so daß hier eine Kontrastminderung eintritt. Um den Schleifenverstärker auch bei vergleichsweise langsamen Schaltfenstermessungen gleichmäßig zu sättigen, wird daher ein optisches Dauerstrichsignal (continuous wave - CW) über einen Faserkoppler in die Schleife eingefügt, welches so eingestellt wird, daß die Verstärkung unabhängig von der optischen Eingangsleistung konstant bleibt. Der Vergleich von Schaltfenstermessungen mit und ohne CW-Sättigung ergibt, daß ohne CW-Sättigung ein um etwa 2 dB zu geringer Kontrast gemessen wird.

In Abbildung 5.32 werden die gemessenen SCEAM-Schaltfenster dargestellt. Die durch die Schleifenverzögerung d verursachte Änderung der Schaltfenstereigenschaften entspricht den Erwartungen: Das synchrone Schaltfenster ist das breiteste und höchste im mittleren Bereich der Graphik. Durch Variation der Schleifenverzögerung in beide Richtungen nehmen sowohl der Kontrast als auch die Breite ab.

Um die unterschiedlichen Schaltfensterformen besser vergleichen zu können, werden in Abbildung 5.33 das synchrone SCEAM-Schaltfenster und das asynchrone, bei dem die Verzögerung $3,5\,\mathrm{ps}$ beträgt, übereinander dargestellt. Zusätzlich ist das EAM-Schaltfenster gezeigt, welches sich bei gleichen Einstellungen, aber nur einfachem Durchgang ergibt. Wie zu erwarten ist, besitzt das synchrone SCEAM-Schaltfenster gegenüber dem Schaltfenster im einfachen Durchgang einen höheren Kontrast und eine geringere Breite. Das asynchrone Schaltfenster ist noch kürzer. Allerdings nimmt hier der Kontrast durch die Verzögerung wieder ab, so daß sich die Schaltfensterkurven schneiden. Dennoch liegt der Kontrast des asynchronen SCEAM-Schaltfensters über dem des kon-

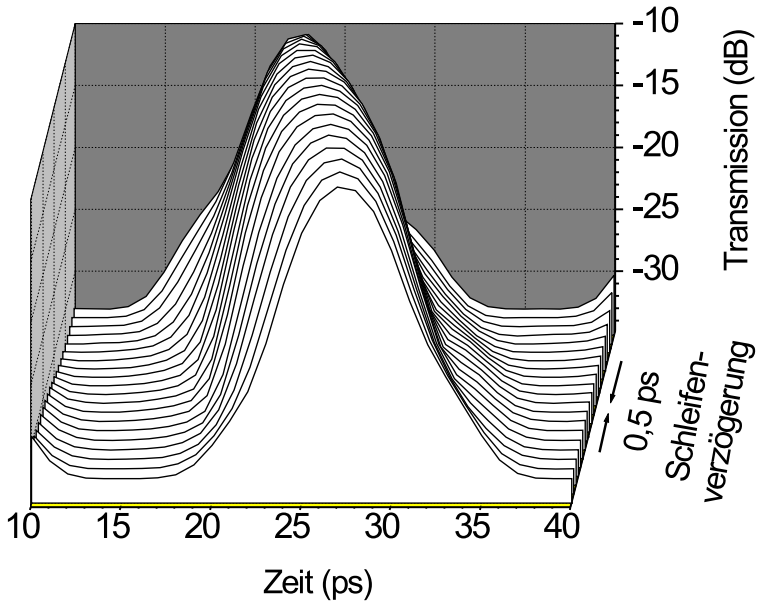

Abbildung 5.32: *Gemessene SCEAM-Schaltfenster für verschiedene Schleifenverzögerungen d in Schritten von* $0,5\,\mathrm{ps}$ *(EAM-B,* $U_{DC} = -2,5\,\mathrm{V}$*,* $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$*,* $f = 40\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1554\,\mathrm{nm}$*,* $P_{in} = 0\,\mathrm{dBm}$*).*

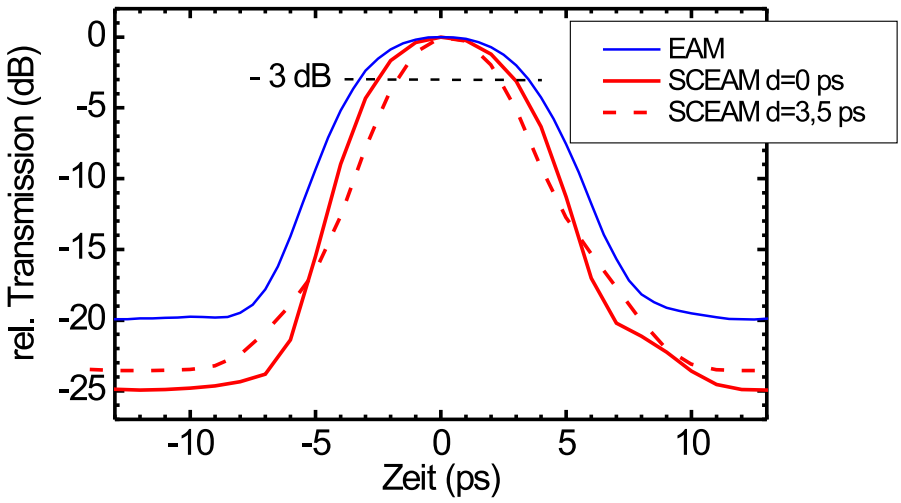

Abbildung 5.33: *Gemessene Schaltfenster im Vergleich: EAM-Schaltfenster (einfacher Durchgang), synchrones SCEAM-Schaltfenster (doppelter Durchgang,* $0\,\mathrm{ps}$*), asynchrones SCEAM-Schaltfenster (doppelter Durchgang,* $3,5\,\mathrm{ps}$*). Das synchrone SCEAM-Schaltfenster ist gegenüber dem EAM-Schaltfenster kürzer und hat einen höheren Kontrast. Das asynchrone SCEAM-Schaltfenster ist auch kürzer, hat aber eine geringere Kontrastverbesserung (Einstellungen wie bei den Kurven in Abbildung 5.32).*

ventionellen EAM.

Die Auswertung der gemessenen Schaltfenster bezüglich Kontrast und Breite wird in Abbildung 5.34 dargestellt. Da sich aufgrund des symmetrischen Ausgangsschaltfensters diese Abhängigkeit gegenüber positiven und negativen Verzögerungen gleich verhält, ist nur der Arm für positive Verzögerungen gezeigt. Zum Vergleich ist weiterhin der Punkt für das EAM-Schaltfenster mit dem einfachen Durchgang aus Abbildung 5.33 eingetragen. Alle Schaltfenster des SCEAM sind kürzer als das des einfachen EAM. Bis zur Verzögerung von etwa $5,5\,\mathrm{ps}$ ist außerdem der Kontrast um bis zu $5\,\mathrm{dB}$ höher. Erst wenn das SCEAM-Schaltfenster nur noch halb so breit ist wie das EAM-Schaltfenster, ist der Kontrast auch auf den Wert des EAM-Schaltfensters abgefallen. Durch den doppelten Durchgang kann das Schaltfenster also bei gleichem Kontrast auf etwa die Hälfte verkürzt werden.

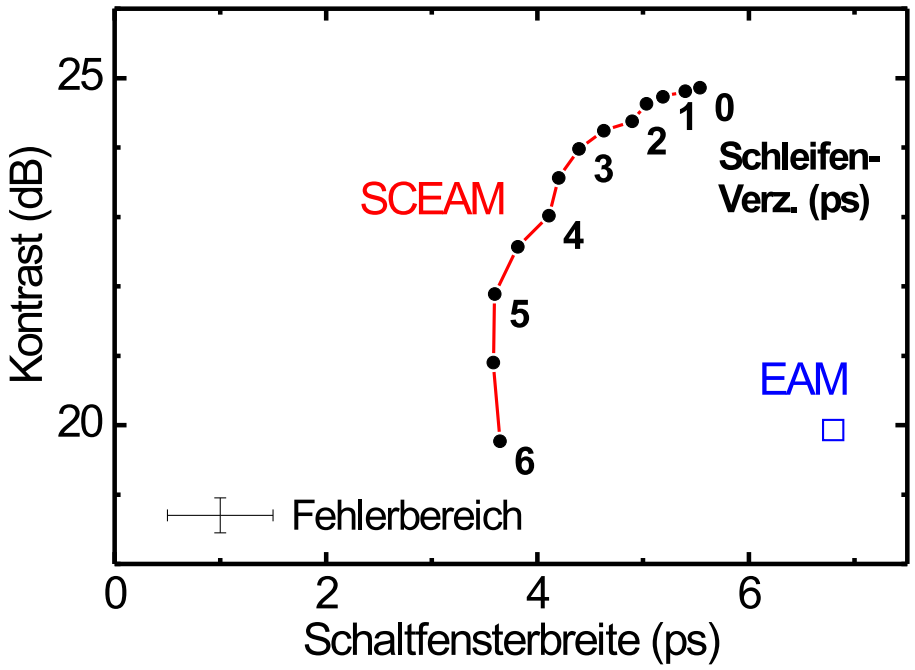

Abbildung 5.34: *Auswertung der in Abbildung 5.32 gezeigten SCEAM-Schaltfenster und zum Vergleich der Punkt des EAM-Schaltfensters bei gleichen Einstellungen. Die SCEAM-Schaltfenster sind bei gleichem Kontrast nur etwa halb so breit wie die des EAM.*

Bei dieser Auswertung fällt auf, daß die durch Quadrierung prinzipiell mögliche Verdoppelung des dB-Kontrast-Wertes des einfachen Durchgangs nicht erreicht wird. Das liegt daran, daß im Experiment ein Teil der optischen Eingangsleistung an der EAM-Facette reflektiert wird. Dieser Restreflex von der EAM-Facette erreicht den Eingangszirkulator ungeschaltet und erzeugt somit einen Untergrund in der Ausgangsleistung. Da dieser Restreflex nicht geschaltet wird, läßt er sich auch durch Kaskadierung nicht weiter unterdrücken. Der maximal erreichbare Schaltkontrast ist also durch den Reflex an der EAM-Facette begrenzt.

Daß die Ergebnisse der theoretischen Überlegungen zum SCEAM nicht nur qualitativ mit den Messungen übereinstimmen, läßt sich durch Anwendung der „0,3-Regel“ bestätigen: Bis zu einer Verzögerung von dem $0,3$-fachen Wert der ursprünglichen Schaltfensterbreite mit einfachem Durchgang soll die Verkürzung gerade etwa der eingestellten Schleifenverzögerung entsprechen, wobei der Kontrast nur wenig abnehmen soll. Das Ausgangsschaltfenster mit einfachem Durchgang durch den EAM besitzt eine gemessene Breite von $6,8\,\mathrm{ps}$. Die entsprechende Verzögerung um $0,3 \cdot 6,8\,\mathrm{ps} \simeq 2,0\,\mathrm{ps}$ verursacht eine gerechnete Verkürzung um ebenfalls $\simeq 2,0\,\mathrm{ps}$ auf $4,8\,\mathrm{ps}$. Das mit der Schleifenverzögerung von $2,0\,\mathrm{ps}$ gemessene Schaltfenster besitzt eine gemessene Breite von $4,9\,\mathrm{ps}$, was mit den errechneten $4,8\,\mathrm{ps}$ sehr gut übereinstimmt. Gleichzeitig sinkt der Kontrast an dieser Stelle lediglich um etwa ein halbes dB.

Die Auswertung von gemessenen SCEAM-Schaltfenstern, bei denen neben der Schleifenverzögerung d auch die Gleichspannung U_{DC} variiert, wird in Abbildung 5.35 gezeigt. Dazu wird jeweils der Kontrast (links) und die Breite (rechts) der Schaltfenster als Isoliniendarstellung über d und U_{DC} aufgetragen. Der Balken am jeweils linken Rand stellt die Werte des für jede Gleichspannung U_{DC} entsprechenden EAM-Schaltfensters zum Vergleich dar.

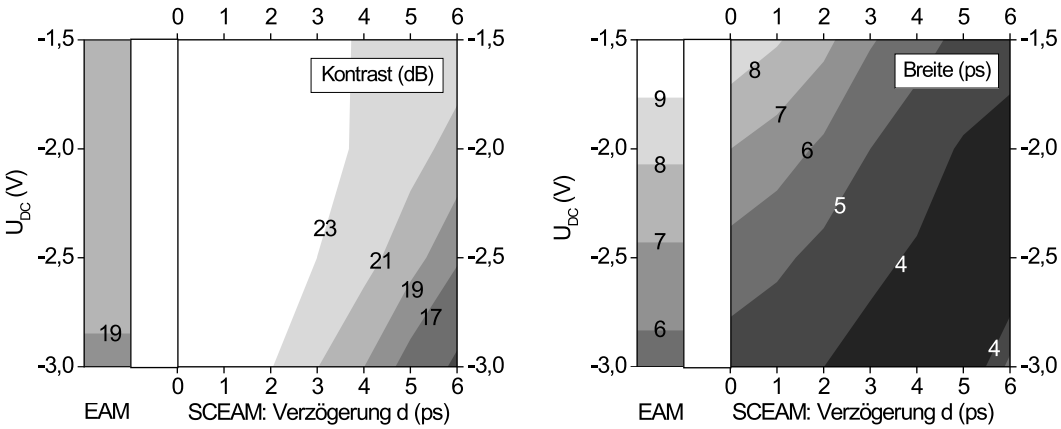

Abbildung 5.35: *Auswertung von gemessenen SCEAM-Schaltfenstern für verschiedene Schleifenverzögerungen d in Schritten von* $1\,\mathrm{ps}$ *und verschiedene Gleichspannungen U_{DC} in Schritten von* $0,5\,\mathrm{V}$*. Der Balken am jeweils linken Rand stellt die Werte des entsprechenden EAM-Schaltfensters dar (EAM-B, $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, $f = 40\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1554\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = 0\,\mathrm{dBm}$).*

Bei der Auswertung des Kontrastes (Abbildung 5.35 links) ist erkennbar, daß SCEAM-Schaltfenster mit geringer Gegenspannung ($U_{DC} = -1,5\,\mathrm{V}$) und entsprechend flacher Schaltfensterspitze (großes q) durch die Schleifenverzögerung d langsamer an Kontrast verlieren als Schaltfenster mit hoher Gegenspannung ($U_{DC} = -3,0\,\mathrm{V}$) und entsprechend steiler Schaltfensterspitze (kleines q). Dieses Verhalten entspricht der theoretischen Darstellung in Abbildung 5.30. Der SCEAM erreicht im allgemeinen einen deutlich höheren Kontrast als der einfache EAM. Nur bei hoher Gegenspannung und großer Verzögerung sinkt der Kontrast des SCEAM unter den des EAM.

Die Auswertung der Schaltfensterbreite (Abbildung 5.35 rechts) zeigt, daß sich auch bei SCEAM-Schaltfenstern mit geringer Gegenspannung kurze Schaltfenster erzeugen lassen. Ein Ausgangsschaltfenster mit geringer Gegenspannung besitzt zwar eine größere Breite, wegen seiner steilen Flanken (großes q) läßt es sich aber auch durch die Schleifenverzögerung d besser verkürzen als ein Ausgangsschaltfenster mit hoher Gegenspannung, dessen Flanken flacher sind (kleines q). Das entspricht dem Verhalten, das bereits in Zusammenhang mit Abbildung 5.31 erläutert worden ist. Die Verbreiterung des Schaltfensters bei sinkender Gegenspannung läßt sich also durch die Kaskadierung ausgleichen. Weiterhin ergibt sich aus dieser Darstellung, daß die Schaltfensterbreite eines EAM durch synchrone Selbstkaskadierung ($d = 0\,\mathrm{ps}$) unabhängig von der Gleichspannung U_{DC} um jeweils etwa eine Pikosekunde abnimmt.

Insgesamt zeigt sich also, daß die Messungen am SCEAM die Ergebnisse der theoretischen Betrachtungen bestätigen und daß die Selbstkaskadierung die Schalteigenschaften eines EAM deutlich verbessert.

Kapitel 6

Anwendungen optischer Schalter

Schnelle optische Schalter können in vielen Bereichen der optischen Signalverarbeitung eingesetzt werden. In diesem Kapitel soll in Beispielen die Einsatzfähigkeit der beschriebenen optischen Schalter gezeigt werden. Neben der Erzeugung kurzer optischer Pulse mit einer hohen Repetitionsrate soll dazu hauptsächlich der Einsatz als optischer Demultiplexer in einem OTDM-Übertragungssystem betrachtet werden.

6.1 Demultiplex-Experimente

Ein einfaches OTDM-System für eine Punkt-zu-Punkt-Verbindung ist in Abbildung 6.1 skizziert. Der OTDM-Sender besteht aus einer optischen Pulsquelle,

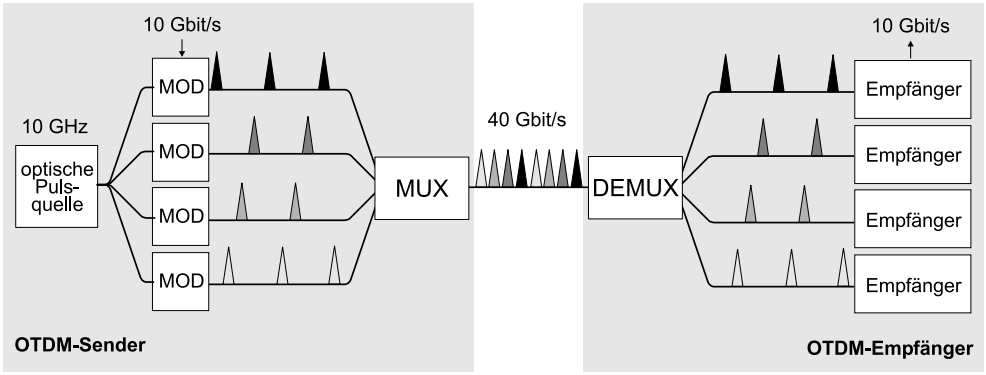

Abbildung 6.1: *Prinzip eines OTDM-Übertragungssystems. Als Beispiel ist die Übertragung eines* 40 Gbit/s-*OTDM-Signals mit der Basisdatenrate* 10 Gbit/s *dargestellt.*

den Modulatoren und dem Multiplexer. Die Pulsquelle erzeugt kurze periodische Lichtpulse, die auf verschiedene Faserarme aufgeteilt werden. In jedem Arm befindet sich ein Modulator (MOD), mit dessen Hilfe die digitalen Daten auf das jeweilige optische Signal aufgeprägt werden: Die Pulse mit der Infor-

mation „1“ werden durchgelassen, während die Pulse mit der Information „0“ unterdrückt werden. Im Multiplexer werden nun die einzelnen Kanäle zeitlich ineinander verschachtelt auf einer Faser zusammengeführt. Die Datenrate in einem einzelnen Kanal ist die Basisdatenrate. Sie beträgt in diesem Beispiel 10 Gbit/s. Die Gesamtdatenrate auf der Übertragungsstrecke ergibt sich folglich aus der Basisdatenrate und der Anzahl der Kanäle. Bei dargestellten vier Kanälen entspricht die Gesamtdatenrate also 40 Gbit/s, welche schließlich über die Faserstrecke übertragen wird. Der OTDM-Empfänger besteht aus einem optischen Demultiplexer und jeweils einem opto-elektrischen Empfänger pro Kanal. Im Demultiplexer werden die einzelnen Kanäle getrennt und den entsprechenden einzelnen Empfängern zugeführt.

Im Demultiplexer wird ein Schalter benötigt, der nur die Datenpulse eines bestimmten Zeitschlitzes auf die entsprechende Faser durchschaltet und alle anderen Daten sperrt (Abbildung 6.2). Der zeitliche Abstand zweier aufein-

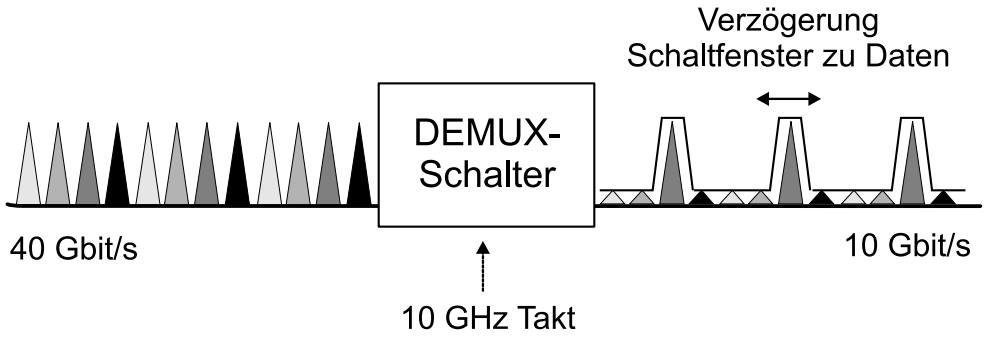

Abbildung 6.2: *Ein schneller optischer Schalter in der Anwendung als OTDM-Demultiplexer. Neben der zeitlichen Lage ist auch die Form der Schaltfenster wichtig.*

ander folgender Datenpulse ist die Bitperiode. Eine wichtige Anforderung an den Schalter ist ein kurzes Schaltfenster, das etwa nur so breit sein darf wie die Bitperiode, damit die benachbarten Datenpulse der anderen Kanäle ausreichend unterdrückt werden. Das Schaltfenster muß also so kurz sein, daß zwei optische Pulse getrennt werden können, die im zeitlichen Abstand von wenigen Pikosekunden aufeinander folgen. Die Schaltfenster müssen eine Wiederholfrequenz besitzen, die der Basisdatenrate entspricht. Die zeitliche Lage des Schaltfensters muß gewährleisten, daß nur die gewünschten Pulse transmittiert werden. Neben dem hohen Unterdrückungsverhältnis wird die Unempfindlichkeit gegenüber Änderungen der Polarisation und der Leistung der zu schaltenden Datenpulse gefordert.

Die folgenden Demultiplex-Experimente wurden bei Basisdatenraten von 10 Gbit/s und 40 Gbit/s mit den entsprechenden geeigneten Schaltern durchgeführt.

In den bisher gezeigten Schaltfenstermessungen (Kapitel 4 und 5) wurden die Schalteigenschaften bezüglich Kontrast und Schaltfensterbreite charakterisiert. Zur Charakterisierung eines Schalters in der Anwendung als Demultiplexer wird die Bit-Fehlerrate (bit error rate - BER) gemessen. Sie besagt, wie viele der

übertragenen Bits in einem Kanal falsch detektiert werden, also ein „eins“-Bit statt eines „null“-Bits oder umgekehrt. Eine Fehlerdatenrate kleiner als 10^{-9} wird üblicherweise als „fehlerfrei“ bezeichnet.

6.1.1 Basisdatenrate 10 Gbit/s

Für die Messung der Bit-Fehlerrate im Labor wird das in Abbildung 6.1 dargestellte OTDM-System vereinfacht. Die wesentliche Vereinfachung besteht darin, daß nur ein Kanal zur gleichen Zeit empfangen und ausgewertet wird.

Die Meßanordnung zur Bestimmung der Bit-Fehlerrate bei der Basisdatenrate 10 Gbit/s wird schematisch in Abbildung 6.3 skizziert. Der Aufbau besteht aus einem OTDM-Sender zur Erzeugung von optischen Datenpulsen mit einer Datenrate von 40 Gbit/s oder 80 Gbit/s und einem entsprechenden OTDM-Empfänger für einen der Kanäle.

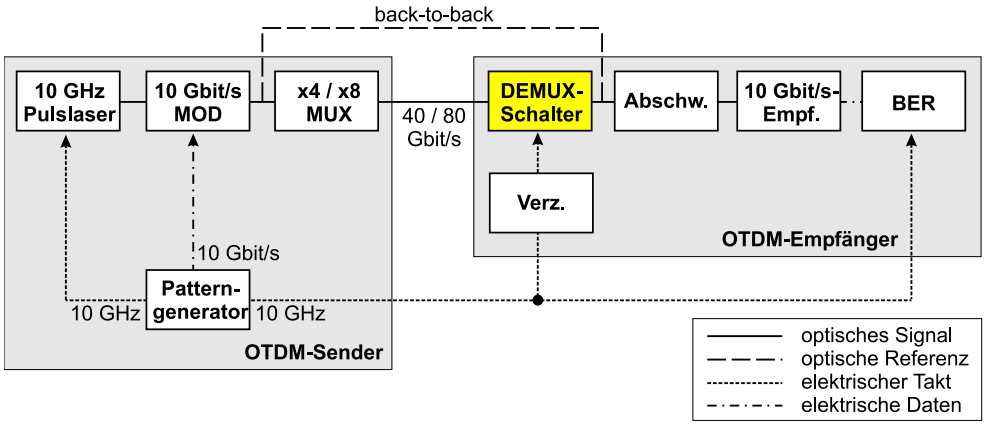

Abbildung 6.3: *Schematischer Aufbau des Demultiplex-Experiments zur Messung der Fehlerrate bei der Basisdatenrate* 10 Gbit/s.

Ein modengekoppelter Halbleiterlaser (TMLL) erzeugt optische Pulse mit einer Pulsbreite von etwa 1 ps und einer Repetitionsfrequenz von nominell 10 GHz. Die genaue Frequenz entspricht dem ITU-Standard STM-64 und beträgt 9, 95328 GHz.

Mit Hilfe eines Lithiumniobat-Modulators werden dem Pulszug die Daten aufgeprägt, die im sogenannten Patterngenerator elektrisch erzeugt werden. Diese Daten werden als Pseudo-Zufalls-Bitmuster (pseudo random bit sequence - PRBS) mit einer Musterlänge von $2^7 - 1\,\text{bit} = 127\,\text{bit}$ erzeugt. Ein PRBS-Muster zeichnet sich durch die gleichmäßige Verteilung aller verschiedenen Kombinationen von „eins“-Bits und „null“-Bits aus.

Mit Hilfe eines passiven Multiplexers (MUX) wird die Datenrate auf das vier- oder achtfache vervielfacht. Der Multiplexer besteht aus mehreren Stufen, in jeder wird die Datenrate verdoppelt. In jeder Stufe werden die Daten mit einem optischen Koppler auf zwei Faserarme aufgeteilt und dann über einen zweiten Koppler wieder wie in einem Reißverschluß zusammengeführt, so daß sich der Bitabstand halbiert, also die Datenrate verdoppelt. Durch geeignete Wahl der Armlängen bleibt die PRBS-Eigenschaft erhalten (PRBS-Multiplexer).

Die Daten mit 40 Gbit/s oder 80 Gbit/s werden nun über eine Glasfaser zum Empfänger übertragen.

Im Empfänger sperrt der optische Demultiplex-Schalter bis auf den gewünschten 10 Gbit/s-Kanal alle anderen Datenpulse. Die einzelnen Pulse dieses Kanals werden mit einer Photodiode detektiert und als elektrische Daten weitergeleitet. Der Abschwächer vor dem 10 Gbit/s-Empfänger dient zur kontrollierten Einstellung der optischen Eingangsleistung ($P_{in,Empf}$). Im BER-Tester werden die empfangenen Daten mit dem bekannten PRBS-Muster verglichen, um die Bit-Fehlerrate zu bestimmen.

Über einen 10 GHz-Oszillator im Patterngenerator werden der Pulslaser, der Demultiplexer und der BER-Zähler synchronisiert. Eine Verzögerungsleitung am Demultiplexer ermöglicht die Einstellung der zeitlichen Lage des Schaltfensters in Bezug auf die Datenpulse.

Zur Charakterisierung der Demultiplexer-Eigenschaften wird die Fehlerrate (BER) über der optischen Eingangsleistung am 10 Gbit/s-Empfänger ($P_{in,Empf}$) aufgetragen (Beispiel: Abbildung 6.4). Zum Vergleich wird als Referenz die sogenannte „back-to-back“-Kurve gemessen. Dazu werden der Multiplexer und der Demultiplexer optisch überbrückt (gestrichelte Linie in Abbildung 6.3) und somit die Übertragungseigenschaften ohne OTDM ermittelt.

Konventioneller EAM

In Abbildung 6.4 wird die Fehlerratenkurve für den konventionellen EAM (Abschnitt 4.3.2) gezeigt, mit dem ein 40 Gbit/s-Signal demultiplext wurde. Mit

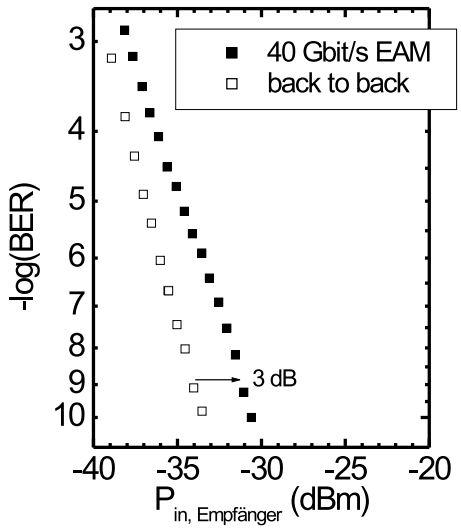

Abbildung 6.4: *Fehlerratenkurve für den konventionellen EAM (EAM-D, $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, $U_{DC} = -4\,\mathrm{V}$, $f = 40\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1550\,\mathrm{nm}$, $P_{in} = 0\,\mathrm{dBm}$).*

steigender Eingangsleistung nimmt die Fehlerrate ab. Die back-to-back-Kurve zeigt einen ähnlichen Verlauf. Allerdings sind für die gleichen Fehlerraten geringere empfangene Leistungen $P_{in,Empf}$ nötig. Die Verwendung des optischen Zeitmultiplex führt also zu einer Verringerung der Empfängerempfindlichkeit.

Der Leistungsunterschied gegenüber der back-to-back-Kurve bei der Fehlerrate 10^{-9} wird als sogenannte Penalty bezeichnet und in dB angegeben. Die Penalty ist ein Maß für die Güte des OTDM-Systems. In diesem Fall beträgt sie etwa 3 dB. Abbildung 6.5 zeigt das verwendete Schaltfenster. Es hat eine Breite von 27 ps und einen Kontrast von 18 dB.

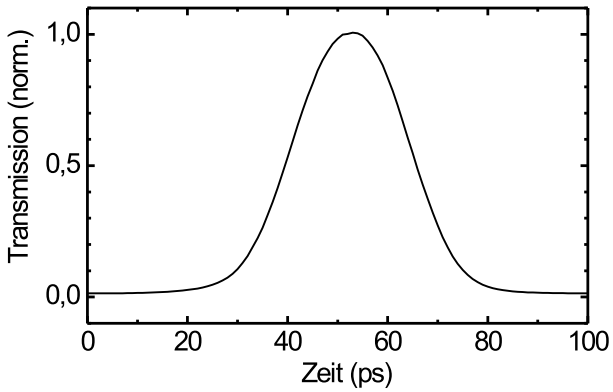

Abbildung 6.5: *Schaltfenster des konventionellen EAM für die BER-Messung in Abbildung 6.4. Es hat eine Breite von* 27 ps *und einen Kontrast von* 18 dB.

Bei 80 Gbit/s Datenrate konnte mit dem konventionellen EAM nicht erfolgreich demultiplext werden.

Kaskadierung mit einem Halbleiterlaserverstärker

Mit diesem Schalter (Abschnitt 5.1) konnten sowohl 40 Gbit/s als auch 80 Gbit/s demultiplext werden. Abbildung 6.6 zeigt die entsprechenden BER-Kurven. Die Messungen wurden unter den gleichen Bedingungen wie in Abbildung 6.4 durchgeführt. Zum direkten Vergleich ist auch die Kurve für den einfachen EAM aus Abbildung 6.4 eingetragen. Durch die Kaskadierung mit einem SOA verbessert sich die 40 Gbit/s-BER-Kurve gegenüber dem einfachen EAM. Die Penalty sinkt auf etwa 1 dB. Bei 80 Gbit/s wird auch eine Fehlerrate unterhalb von 10^{-9} erreicht. Allerdings ist die Penalty mit etwa 9 dB deutlich schlechter als bei 40 Gbit/s.

In Abbildung 6.7 wird das Schaltfenster mit kaskadiertem SOA gezeigt. Zum Vergleich ist auch das Schaltfenster des einfachen EAM aus Abbildung 6.5 eingetragen. Die Kaskadierung mit dem SOA bewirkt eine Verkürzung von 27 ps auf 18 ps.

Wird bei der Bestimmung des Kontrastes bei diesem Schaltfenster das Nachfenster mit zum Untergrund gezählt, so ergibt sich ein sehr geringer Kontrastwert von bis zu 6 dB (Abschnitt 5.1.3). Es scheint verwunderlich, daß bei diesem kleinen Kontrast dennoch erfolgreich demultiplext werden kann. Die Höhe dieses Nachfensters spielt bei diesem Demultiplex-Experiment allerdings eine geringe Rolle, solange keiner der zu unterdrückenden Kanäle auf diesem Nachfenster liegt. In diesem Experiment lag der nächste Kanal in dem durch die SOA-Sättigung verursachten lokalen Transmissionsminimum. Zur besseren Vergleichbarkeit sollte zur Kontrastbestimmung bei diesem Schalter dieses lokale

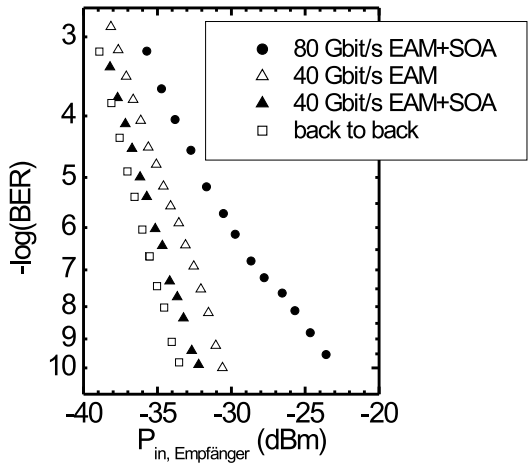

Abbildung 6.6: *Fehlerratenkurve für den EAM in Kaskade mit einem SOA (EAM-D,* $f = 10\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1550\,\mathrm{nm}$*,* $U_{DC} = -4\,\mathrm{V}$*,* $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$*,* $I = 125\,\mathrm{mA}$*,* $\lambda_{pump} = 1540\,\mathrm{nm}$*,* $P_{pump} = 11\,\mathrm{dBm}$*).*

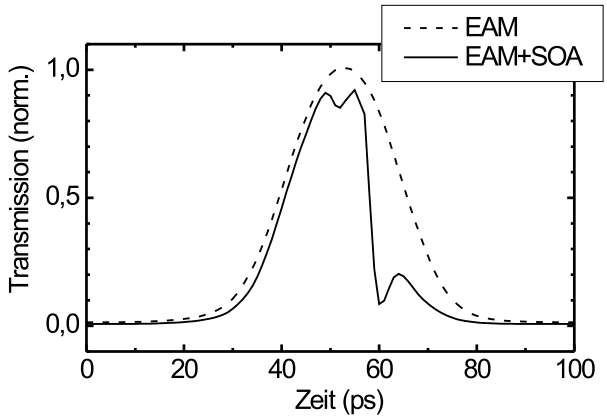

Abbildung 6.7: *Schaltfenster des EAM in Kaskade mit einem SOA für die BER-Messung in Abbildung 6.6. Die Kaskadierung mit dem SOA bewirkt eine Verkürzung von* 27 ps *auf* 18 ps.

Transmissionsminimum herangezogen werden. Dadurch ergibt sich für dieses Schaltfenster ein Kontrast von 10 dB.

Optische Ansteuerung und Kaskadierung mit einem Halbleiterlaserverstärker

Mit dem CASA-Schalter (Abschnitt 5.2) konnte von 40 Gbit/s auf 10 Gbit/s demultiplext werden. Abbildung 6.8 zeigt die BER-Kurve und das dazugehörige Schaltfenster. Die BER-Kurve zeigt eine Penalty von etwa 4 dB. Da die Erholungszeit des sättigbaren Absorbers allerdings recht lang ist, konnte das Schaltfenster nicht so kurz eingestellt werden, daß auch 80 Gbit/s demultiplext werden konnten.

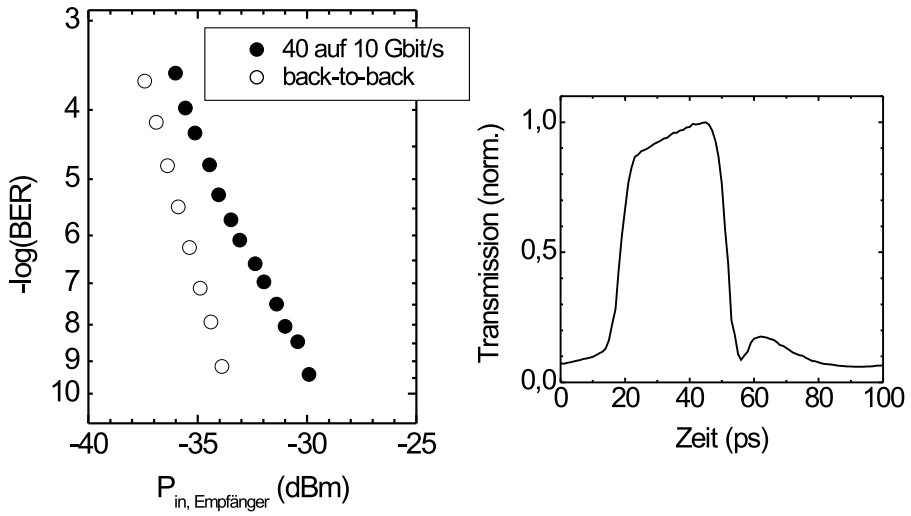

Abbildung 6.8: *Fehlerratenkurve für den CASA und entsprechendes Schaltfenster mit einem Kontrast von* 11 dB *und einer Breite von* 33 ps *(EAM-F,* $f = 10\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1545\,\mathrm{nm}$*,* $U_{SA} = -3\,\mathrm{V}$*,* $I = 100\,\mathrm{mA}$*,* $\lambda_{pump} = 1535\,\mathrm{nm}$*,* $P_{pump,SA} = 14\,\mathrm{dBm}$*,* $P_{pump,SOA} = 14\,\mathrm{dBm}$*).*

In diesem Fall ist das Nachfenster auch so zu beurteilen wie beim vorangegangen elektrisch angesteuerten EAM, der mit einem Halbleiterlaserverstärker kaskadiert wurde. Demnach hat das Schaltfenster einen Kontrast von 11 dB und eine Breite von 33 ps. Obwohl das Schaltfenster relativ breit ist, können die Nachbarpulse aufgrund der steilen Flanken selbst bei einem Kontrast von etwa 10 dB noch ausreichend unterdrückt werden.

Elektro-optisch angesteuerter EAM

In Abbildung 6.9 werden die Fehlerratenkurven für den elektro-optisch angesteuerten EAM (Abschnitt 5.3) und den konventionell elektrisch angesteuerten EAM (Abschnitt 4.3.2) bei ansonsten gleichen Einstellungen dargestellt.

Bei 80 GBit/s wurde kein fehlerfreies Demultiplexen erreicht. Bei 40 GBit/s zeigt sich, daß beide Kurven etwa gleich liegen. Diejenige mit zusätzlicher optischer Modulation liegt mit etwa $1,8$ dB Penalty ähnlich wie die mit ausschließlich elektrischer Modulation mit einer Penalty von $1,5$ dB. In Abbildung 6.10 wird ein entsprechendes Paar von Schaltfenstern gezeigt. Dazu ist außerdem die Transmissionskurve für ausschließlich optische Modulation dargestellt.

Insgesamt ändert die optische Modulation weder den Kontrast, noch die Schaltfensterbreite bedeutend. Durch die geringe Gegenspannung in der Spitze der elektrischen Modulation ist der Modulationshub gering und die Erholungszeit langsam (Abschnitt 5.2.2). Da die Transmission direkt vor der optischen Sättigung sogar noch sinkt, wird die elektrische Modulation in der Spitze reduziert.

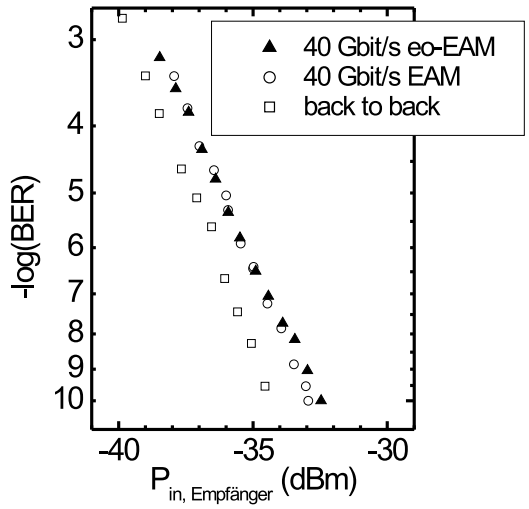

Abbildung 6.9: *Fehlerratenkurve für den elektro-optisch angesteuerten EAM (eo-EAM)(EAM-C, $f = 10\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1550\,\mathrm{nm}$, $U_{DC} = -4,8\,\mathrm{V}$, $U_{mod} = 6\,\mathrm{V}$, $\lambda_{pump} = 1535\,\mathrm{nm}$, $P_{pump,SA} = 3\,\mathrm{dBm}$).*

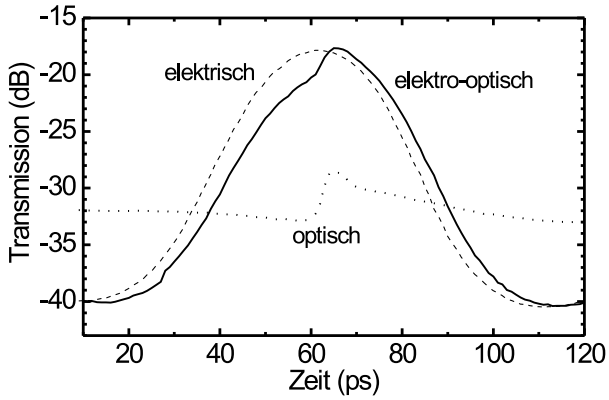

Abbildung 6.10: *Gemessene Schaltfenster des elektro-optisch angesteuerten EAM (durchgezogen) und des ausschließlich elektrisch angesteuerten EAM (gestrichelt), mit denen fehlerfreies Demultiplexen erreicht wurde (Abbildung 6.9). Dazu ist außerdem die Transmissionskurve für ausschließlich optische Modulation dargestellt (gepunktet).*

6.1.2 Basisdatenrate 40 Gbit/s

Obwohl das BER-Meßprinzip das gleiche wie bei der Basisdatenrate 10 Gbit/s ist, ändert sich die Struktur der Meßanordnung für 40 Gbit/s an einigen Stellen [42]. In Abbildung 6.11 wird der für die Basisdatenrate 40 Gbit/s angepaßte BER-Meßaufbau skizziert. Die genaue Frequenz entspricht in diesem Fall dem ITU-Standard STM-256 und beträgt dementsprechend 39, 81312 GHz. Auch in diesem Fall werden vier Einzelkanäle multiplext, so daß sich eine Gesamtdatenrate von 160 Gbit/s ergibt.

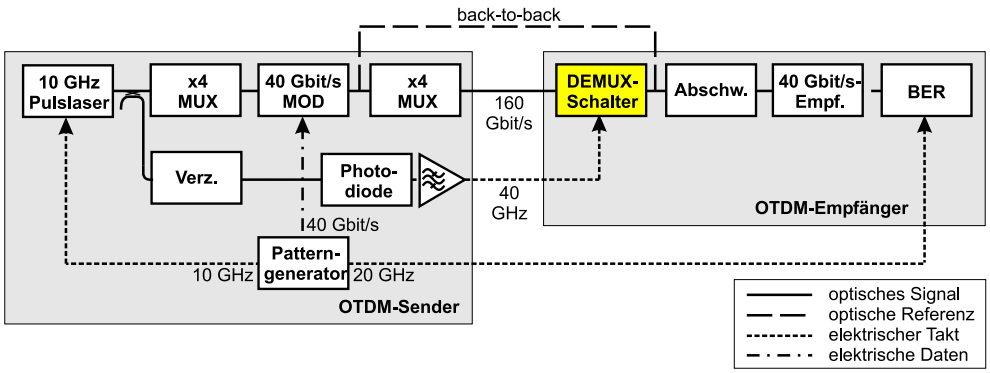

Abbildung 6.11: *Schematischer Aufbau des* 160 Gbit/s-*Demultiplex-Experiments zur Messung der Fehlerrate bei der Basisdatenrate* 40 Gbit/s.

Da der Pulslaser eine Repetitionsrate von 40 GHz nicht direkt erzeugen kann, wird er weiterhin bei 10 GHz betrieben. Die 10 GHz-Pulse werden dann mit einem Multiplexer vervierfacht, um auf 40 GHz zu gelangen. Da der Patterngenerator keinen 40 GHz-Ausgang besitzt, muß das Steuersignal für den Demultiplex-Schalter anders erzeugt werden. Hierfür wird mit der bereits in Abschnitt 4.5 beschriebenen Anordnung aus den optischen 10 GHz-Pulsen das elektrische 40 GHz-Steuersignal gewonnen: Die optischen Pulse werden hinter dem Laser abgezweigt und auf eine breitbandige Photodiode mit anschließendem schmalbandigen Verstärker geschickt. Da eine elektrische Verzögerungsleitung für eine Frequenz von 40 GHz nicht zur Verfügung stand, wurde die Demultiplexer-Verzögerung optisch realisiert.

Für das Demultiplexen bei der Basisdatenrate 40 Gbit/s wurden als Schalter der konventionelle EAM und der SCEAM verwendet. Die Schaltfenster wurden nach der Bit-Fehlerrate optimiert, wonach das EAM-Schaltfenster eine Breite von etwa 6, 8 ps bei einem Kontrast von 20 dB hatte, während das SCEAM-Schaltfenster etwa 4, 6 ps und 24 dB hatte. Anhand der in Abbildung 6.12 dargestellten BER-Kurven für beide Schalter zeigt sich eine Penalty von etwa 1, 6 dB für die SCEAM-Kurve. Die BER-Kurve des konventionellen EAM liegt mit 2, 0 dB Penalty etwas schlechter.

Ein größerer Unterschied zwischen den Demultiplex-Eigenschaften beider Schalter zeigt sich in Abbildung 6.13. Hier ist die Fehlerrate über der zeitlichen Verstimmung des Schaltfensters gegenüber den Datenpulsen aufgetragen (Abbildung 6.2). Der zeitliche Toleranzbereich bei der Fehlerrate 10^{-9} ist beim SCEAM etwa um die Hälfte größer als beim konventionellen EAM. Das liegt im wesentlichen an dem höheren Kontrast, so daß die störenden Nachbarpulse besser unterdrückt werden. Diese zeitliche Toleranz ist nützlich, um Laufzeitschwankungen der Datenpulse auszugleichen und damit das Gesamtsystem unempfindlicher gegenüber Störungen zu machen.

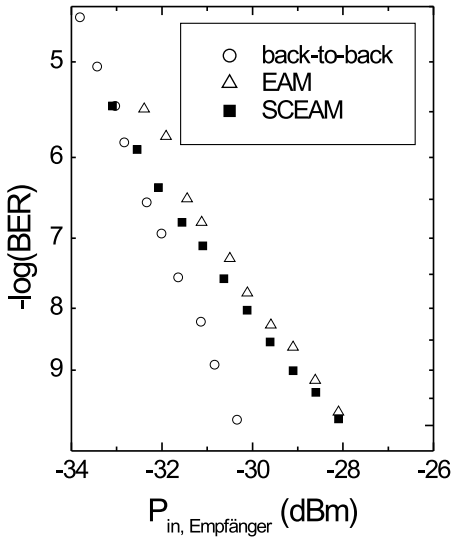

Abbildung 6.12: 160 Gbit/s-*Fehlerratenkurven für den EAM und den SCEAM bei der Basisdatenrate* 40 Gbit/s *(EAM-B,* $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$*,* $U_{DC} = -2,5\,\mathrm{V}$*,* $f = 40\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1554\,\mathrm{nm}$*,* $d = -2,5\,\mathrm{ps}$*).*

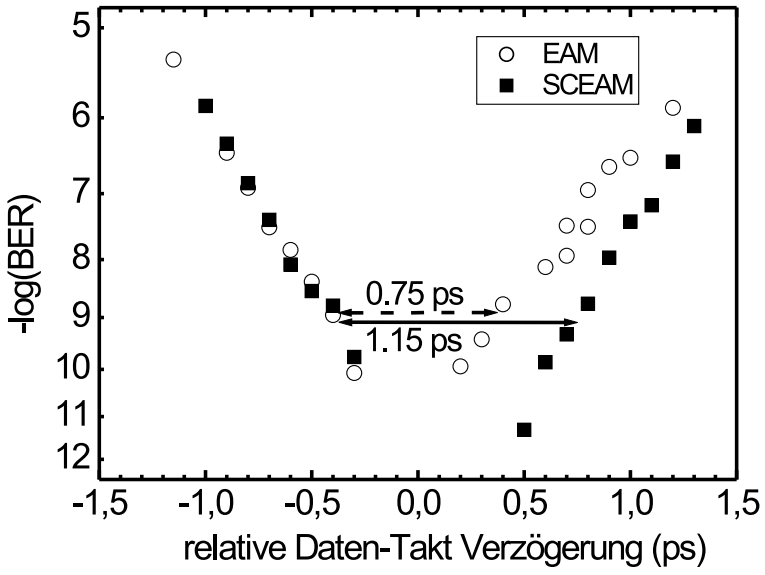

Abbildung 6.13: *Fehlerratenkurve für den EAM und den SCEAM über der zeitlichen Verstimmung des Schaltfensters gegenüber den Datenpulsen (EAM-B,* $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$*,* $U_{DC} = -2,5\,\mathrm{V}$*,* $f = 40\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1554\,\mathrm{nm}$*,* $d = -2,5\,\mathrm{ps}$*).*

6.2 Pulserzeugung

Mit einem optischen Schalter können optische Pulse aus einem Dauerstrichsignal (continuous wave - CW) generiert werden. Bei diesen Experimenten wurden mit einem konventionellen EAM und dem SCEAM jeweils optische Pulse mit einer Repetitionsrate von 40 GHz erzeugt. In Abbildung 6.14 wird das Prinzip dieser Pulserzeugung skizziert.

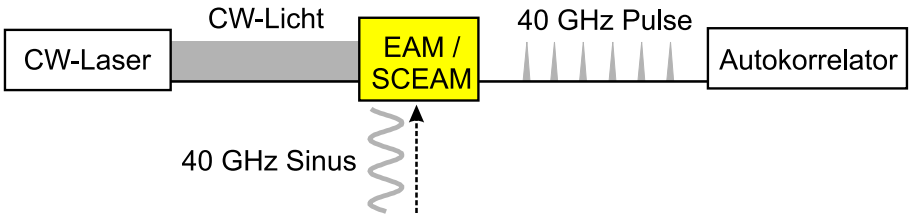

Abbildung 6.14: *Prinzip zur Erzeugung von* 40 GHz*-Pulsen mit einem EAM oder SCEAM.*

Das CW-Signal wird auf den Schalter gegeben. Der Schalter wird mit einem elektrischen 40 GHz-Sinus-Signal aus einem Synthesizer angesteuert. Mit den vom Schalter erzeugten Schaltfenstern werden aus dem CW-Signal die Pulse herausgeschnitten. Ein Puls entspricht also genau der Form des Schaltfensters. Um die Breite der erzeugten Pulse zu messen, wird ein Autokorrelator verwendet [43]. Beispiele für die Autokorrelationsfunktionen der mit beiden Schaltern erzeugten Pulse zeigt Abbildung 6.15. In diesem Bild ist die Verkürzung des Pulses durch die Selbstkaskadierung des EAM deutlich zu erkennen.

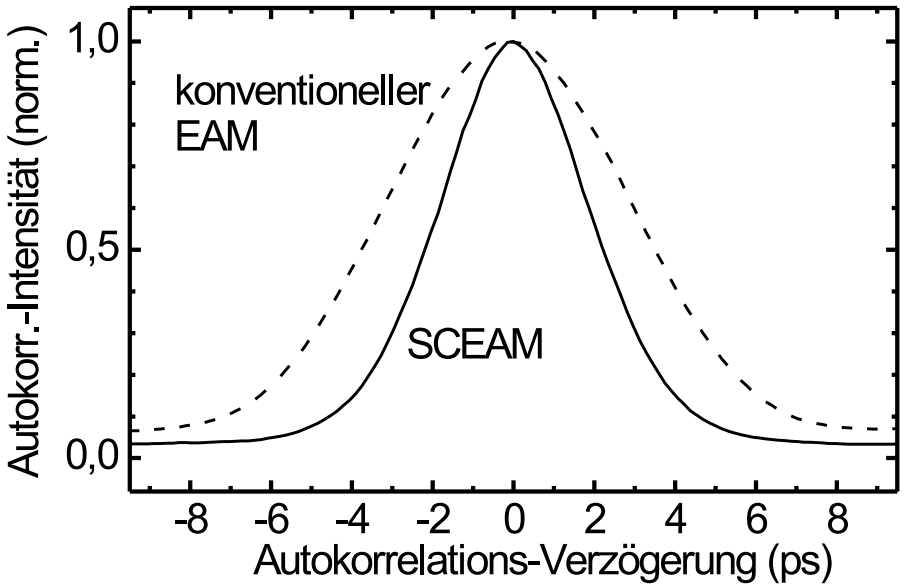

Abbildung 6.15: *Autokorrelationsfunktionen der mit EAM und SCEAM erzeugten Pulse (EAM-B,* $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$*,* $U_{DC} = -2{,}5\,\mathrm{V}$*,* $f = 40\,\mathrm{GHz}$*,* $\lambda = 1542\,\mathrm{nm}$*,* $d = 0\,\mathrm{ps}$*).*

Wellenlängenabhängigkeit

Bei dieser Art der Pulserzeugung läßt sich die Puls-Wellenlänge einfach durch Änderung der Wellenlänge am CW-Laser einstellen. Abbildung 6.16 zeigt die Halbwertsbreiten der Autokorrelationsfunktionen in Abhängigkeit der Wellenlänge.

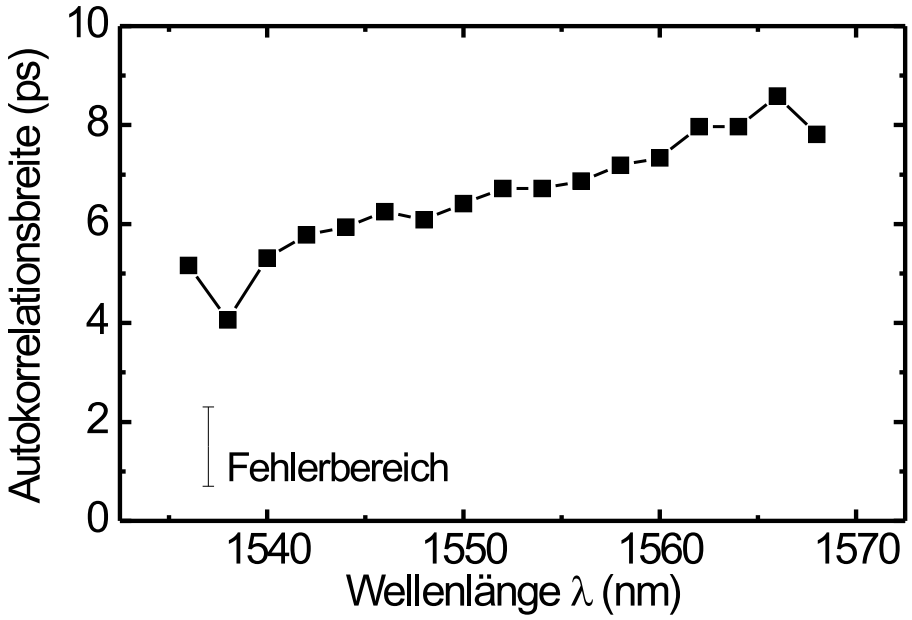

Abbildung 6.16: *Halbwertsbreiten der Autokorrelationsfunktionen der mit EAM erzeugten Pulse in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ (EAM-B, $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, $U_{DC} = -2,5\,\mathrm{V}$, $f = 40\,\mathrm{GHz}$).*

Die Meßwerte zeigen, daß die Pulse bei geringeren Wellenlängen kürzer werden. Dieses Verhalten läßt sich aus den in Abbildung 4.2 gezeigten statischen Transmissionskurven des EAM ableiten, welche bei kürzeren Wellenlängen eine steilere S-Form besitzen.

Der für diese Messung dargestellte Wellenlängenbereich ergibt sich aus dem Verstärkungsbereich des verwendeten EDFA. Es ist also anzunehmen, daß bei noch kürzeren Wellenlängen entsprechend kürzere Pulse erzeugt werden können.

Abhängigkeit von der Gleichspannung U_{DC}

In Abbildung 6.17 werden die Halbwertsbreiten der Autokorrelationsfunktionen in Abhängigkeit der am EAM angelegten Gleichspannung U_{DC} dargestellt. Wie von den Schaltfenstermessungen her zu erwarten, bewirkt eine hohe Gegenspannung kürzere Pulse. Die mit SCEAM erzeugten Pulse sind um etwa ein Drittel kürzer als die mit dem konventionellen EAM erzeugten.

Da die gemessenen Autokorrelationsfunktionen Faltungen der eigentlichen Pulsformen mit sich selbst sind, müssen sie zur Bestimmung der Pulsbreite wieder entfaltet werden. Um die Entfaltung genau durchführen zu können, muß die Pulsform bekannt sein. Da die Pulsform bei dieser Meßmethode aber nicht

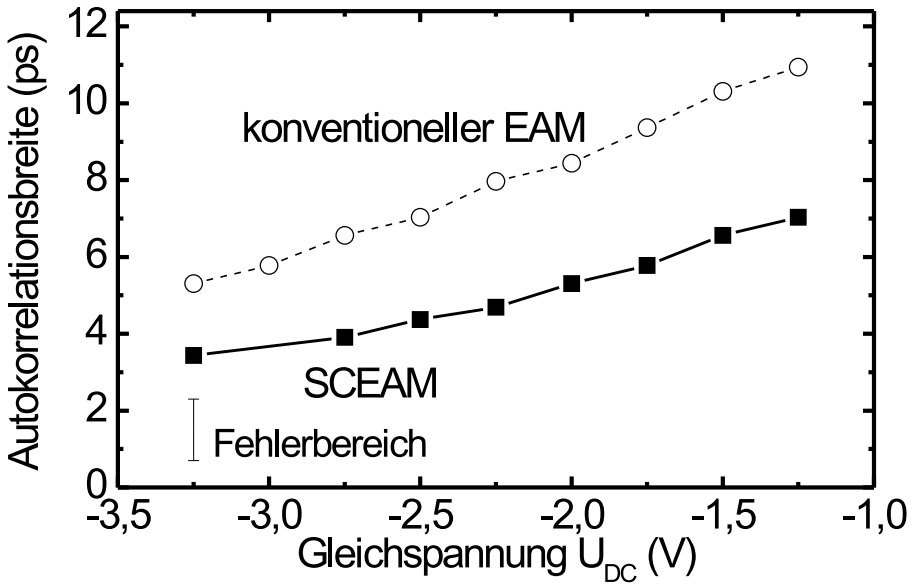

Abbildung 6.17: *Halbwertsbreiten der Autokorrelationsfunktionen der mit EAM und SCEAM erzeugten Pulse in Abhängigkeit von der Gleichspannung U_{DC} (EAM-B, $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$, $f = 40\,\mathrm{GHz}$, $\lambda = 1542\,\mathrm{nm}$, $d = 0\,\mathrm{ps}$).*

genau bestimmt werden kann, und man aufgrund der Schaltfenstermessungen auch davon ausgehen muß, daß sich die Pulsform mit der Gegenspannung am EAM ändert, kann die Pulsform nur geschätzt werden.

Unter der Annahme, daß der Puls Gauß-förmig ist, ist die Halbwertsbreite der Autokorrelationsfunktion laut Literatur [43] mit dem Korrekturfaktor 0,7071 zu multiplizieren, um die Pulsbreite zu erhalten. Bei einer Pulsform, die dem Quadrat des Sekans hyperbolicus (sech^2) entspricht, ist der Korrekturfaktor 0,6482. Da sich die Pulsform in Abhängigkeit von den eingestellten Betriebsparametern durchaus ändert, ist eine genaue Umrechnung mit einem einzigen Korrekturfaktor nicht möglich. Für eine grobe Abschätzung der Halbwertsbreiten der gemessenen Pulse wird daher angenommen, daß die Pulsbreite etwa zwei Dritteln der Halbwertsbreite der Autokorrelationsfunktion entspricht. Aus den in Abbildung 6.17 dargestellten Meßwerten ergibt sich also, daß mit dem konventionellen EAM Pulse mit einer Breite von unter 4 ps erzeugt werden konnten und mit dem SCEAM Pulse mit einer Breite von unter 3 ps.

Spektrum

In Abbildung 6.18 wird das gemessene optische Spektrum der 40 GHz-SCEAM-Pulse gezeigt. Es gehört zum gleichen Puls wie die Autokorrelationsfunktion, die in Abbildung 6.15 dargestellt wird. Das Spektrum zeigt diskrete Linien, deren Abstand zueinander stets etwa $0,32\,\mathrm{nm}$ ist. Die starke Linie in der Mitte des Spektrums liegt bei der Wellenlänge 1542 nm, die am CW-Laser eingestellt ist. Die Seitenlinien stammen von der Amplitudenmodulation des CW-Signals durch den EAM mit der Modulationsfrequenz 40 GHz, so daß der Abstand

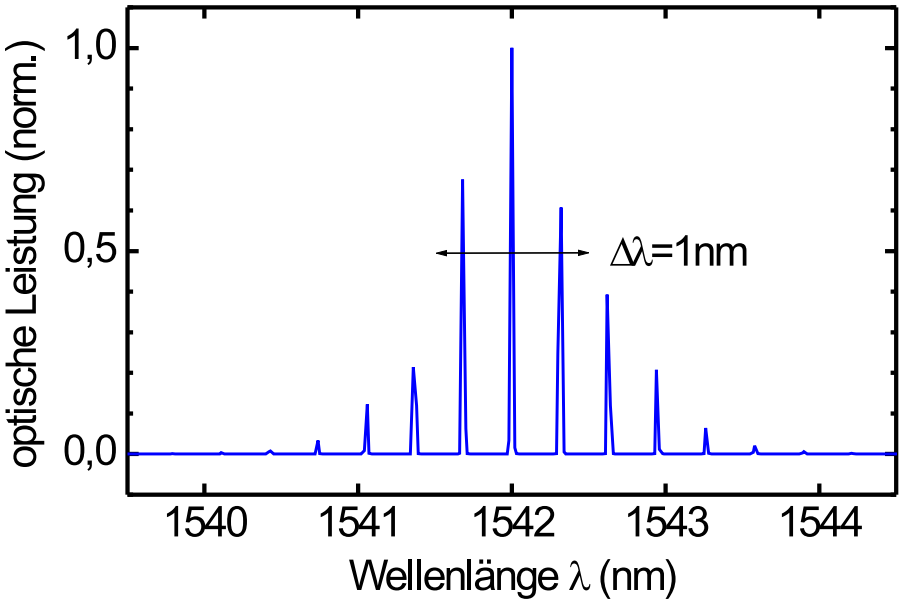

Abbildung 6.18: *Gemessenes optisches Spektrum der* 40 GHz*-SCEAM-Pulse. Die Einstellungen entsprechen denen in Abbildung 6.15.*

zwischen ihnen mit $0,32\,\text{nm}$ jeweils diesen 40 GHz entspricht.

Die minimale Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ des optischen Spektrums läßt sich aus der Halbwertsbreite Δt des Pulses und der Pulsform bestimmen. Pulse, deren Spektren die minimale Breite besitzen, werden als transformationsbegrenzte Pulse bezeichnet. Um zu überprüfen, ob ein Puls transformationsbegrenzt ist, wird sein Puls-Bandbreite-Produkt $\Delta\nu\Delta t$ berechnet und mit dem für die entsprechende Pulsform minimalen Puls-Bandbreite-Produkt $(\Delta\nu\Delta t)_{TF}$ (TF für transformationsbegrenzt) verglichen.

Nach Abbildung 6.15 besitzt der SCEAM-Puls bei $U_{DC} = -2,5\,\text{V}$ näherungsweise eine sech^2-Form ($(\Delta\nu\Delta t)_{TF} = 0,3148$). Bei der gemessenen Halbwertsbreite der Autokorrelationsfunktion von $4,4\,\text{ps}$ (Abbildung 6.17) liegt die Pulsbreite Δt entsprechend bei etwa $4,4\,\text{ps} \cdot 0,6482 \approx 2,9\,\text{ps}$. Die Bestimmung der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ des gemessenen Spektrums ist aufgrund der geringen Anzahl der diskreten Linien schwierig. Sie wird daher nur grob auf etwa $\Delta\lambda = 1\,\text{nm}$ geschätzt. Nach [43] ergibt sich nun das Puls-Bandbreite-Produkt mit

$$\Delta\nu\Delta t = \frac{c \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta t}{\lambda^2} \approx 0,37, \tag{6.1}$$

wobei $c = 3 \cdot 10^8\,\text{m/s}$ ist und $\lambda = 1542\,\text{nm}$. Mit diesem grob geschätzten Puls-Bandbreite-Produkt $\Delta\nu\Delta t$ von 0,37 liegen die SCEAM-Pulse 18 % über dem theoretischen Transformationslimit von $(\Delta\nu\Delta t)_{TF} = 0,3148$. Im Rahmen der Meßgenauigkeit sind die SCEAM-Pulse also annähernd transformationsbegrenzt.

Phasenrauschen

Um festzustellen, wie groß die Schwankungen der zeitlichen Abstände zwischen den erzeugten Pulsen sind, wird das Phasenrauschen gemessen. Dazu werden Einseitenband-Messungen (single side band - SSB) durchgeführt. Die Ergebnisse werden in Abbildung 6.19 dargestellt.

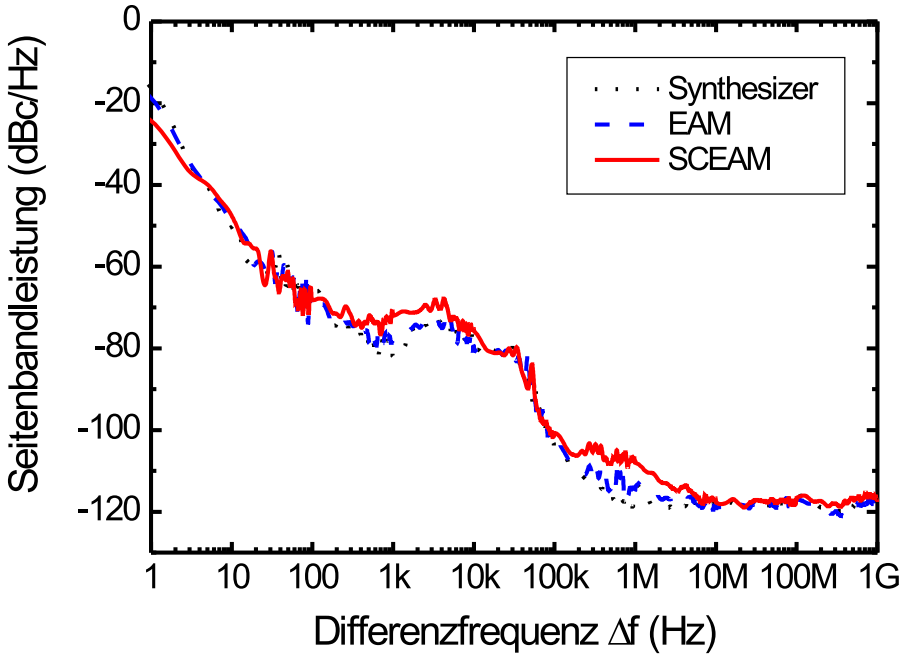

Abbildung 6.19: *SSB-Rauschen des Synthesizers und der mit konventionellem EAM und SCEAM erzeugten Pulse. Die aus dem Frequenzintervall* 10 Hz *bis* 100 MHz *abgeleiteten Jitter-Werte sind: Synthesizer* 130 fs*, konventioneller EAM* 140 fs*, SCEAM* 180 fs *(EAM-B,* $f_c = 39,81312\,\mathrm{GHz}$*,* $U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$*,* $\lambda = 1542\,\mathrm{nm}$*,* $d = -2\,\mathrm{ps}$*).*

Für die SSB-Messung werden die optischen Pulse auf eine Photodiode gegeben, und ihr Spektrum wird mit einem elektrischen Spektrumanalysator aufgenommen. Die Verteilung der Leistung über der Differenzfrequenz Δf zur Trägerfrequenz f_c (c für carrier - Träger), welche der Pulsfrequenz von $39,81312\,\mathrm{GHz}$ entspricht, gibt Aufschluß über das Phasenrauschen. Diese spektrale Leistungsdichte wird relativ zur Trägerleistung angegeben und trägt die Einheit dBc/Hz. Je geringer die Leistung in den Seitenbändern ist, um so geringer ist das Phasenrauschen. Mit Hilfe der numerischen Auswertung nach [44] lassen sich aus dem SSB-Spektrum Zahlenwerte für den sogenannten Jitter ableiten. Der Jitter beschreibt die Standardabweichung der Signalperioden von der mittleren Signalperiode. Die Jitter-Werte sind in der Tabelle 6.1 aufgeführt.

Die mit dem konventionellen EAM erzeugten Pulse erreichen fast die gleichen Jitterwerte wie das Signal des Synthesizers, was praktisch bedeutet, daß der EAM dem Synthesizer keine eigenen Rauschanteile hinzufügt. Mit einem stabileren Frequenzgenerator müßten sich also auch zeitlich stabilere Pulse er-

Tabelle 6.1: Phasenrauschen bei der Pulserzeugung.

Quelle	Jitter (fs)
Synthesizer	130
EAM-Pulse	140
SCEAM-Pulse	180

zeugen lassen. Mit dem SCEAM erhöht sich der Jitterwert um etwa ein Drittel. Es werden also weitere Rauschanteile hinzugefügt. Das liegt daran, daß im SCEAM die beiden einzelnen Schaltfenster, die ein Puls durchläuft, mit einem gewissen zeitlichen Abstand erzeugt werden. Beide Schaltfenster prägen dem optischen Signal jeweils ihr eigenes Phasenrauschen auf, da beide Schaltfenster aufgrund der Laufzeit eines Lichtpulses durch die Faserschleife nicht vollständig mit dem jeweils anderen korreliert sind. Die geringe Korrelation führt zu einem höheren Gesamt-Phasenrauschen. Das zusätzliche Phasenrauschen im SCEAM ließe sich also durch einen Aufbau mit einer geringeren Faserlänge in der Schleife reduzieren.

Kapitel 7

Vergleich der Schalterkonzepte und Ausblick

7.1 Vergleich der untersuchten Schalterkonzepte

Um die verschiedenen untersuchten Schalterkonzepte zu vergleichen, sind ihre wesentlichen Eigenschaften in Tabelle 7.1 aufgeführt. Neben den modifizierten EAM-Schaltern ist auch der konventionelle EAM-Schalter für jeweils 10 GHz und 40 GHz aufgeführt. Die angegebenen Zahlenwerte sind typische experimentell erreichte Werte, die sich aus der Anwendung in OTDM-Demultiplex-Experimenten ergeben. Sie sind keineswegs als absolute Angaben zu verstehen, da die unterschiedlichen Schalterkonzepte zum Teil auch verschieden optimierte Komponenten benötigen. Unter Verwendung anderer Komponenten ergäben sich sicherlich auch etwas andere Werte. In diesem Sinne sind die angegebenen Größen als Anhaltswerte zu verstehen. Die Werte aus der Tabelle 7.1 werden in Abbildung 7.1 graphisch dargestellt.

Tabelle 7.1: Mit den untersuchten Schalterkonzepten erreichte typische Werte.

Schalter	Frequenz (GHz)	Breite (ps)	Kontrast (dB)	Datenrate (Gbit/s)	DEMUX-Verhältnis
EAM	10	27	18	40	4
EAM+SOA	10	18	10	80	8
CASA	10	33	11	40	4
eo-EAM	10	15	23	40	4
Puls-mod. EAM	10	13	18	-	-
EAM	40	6,8	20	160	4
SCEAM	40	4,6	24	160	4

Unter **Frequenz** wird die maximal erreichte Repetitionsrate der Schaltfenster aufgeführt. Beim Demultiplexen entspricht sie der maximal möglichen Basisdatenrate. Für die Pulserzeugung ist sie gleich der Pulsfrequenz. Die Begrenzung der Schaltfrequenz hat verschiedene Ursachen. Beim EAM wird diese Begrenzung durch die elektrische Bandbreite gegeben. Zum Teil liegt sie

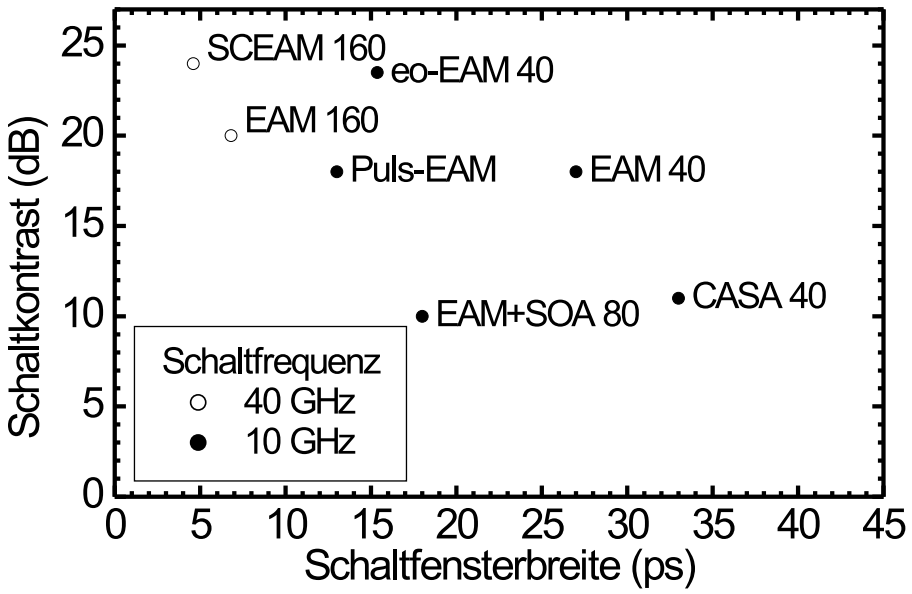

Abbildung 7.1: *Typische experimentell erreichte Werte der untersuchten Schalterkonzepte. Die Zahl neben dem Schalternamen bezeichnet die höchste demultiplexte Datenrate in* Gbit/s*. Da Kontrast und Schaltfensterbreite von der konkret verwendeten Komponente und den Einstellungen abhängen, sind die eingetragenen Punkte als Anhaltspunkte zu verstehen.*

an der elektrischen Zuführung der Steuersignale an den Modulator-Chip. Sie stellt hohe Anforderungen an die verwendete Aufbautechnik. Weiterhin muß der Modulator-Chip selbst in der Lage sein, den schnellen Spannungsänderungen folgen zu können. Dazu muß bei der Entwicklung und Herstellung der Chips darauf geachtet werden, Kapazitäten zu vermeiden, da sie die Änderung des inneren elektrischen Feldes verlangsamen und die Bewegung der Elektronen bremsen [33]. Bei den optisch angesteuerten Komponenten, bei denen Sättigungseffekte ausgenutzt werden, wird die Schaltfrequenz durch die Erholungszeit der Ladungsträger begrenzt (Abschnitte 2.4 und 2.6). Wird die Probe erneut gesättigt, bevor sie sich vollständig erholt hat, sinkt der Kontrast.

Mit **Breite** (Halbwertsbreite) und **Kontrast** werden die geometrischen Eigenschaften des Schaltfensters charakterisiert. Sie sind stets gemeinsam zu betrachten. Wie bei den einzelnen Schaltern bereits dargelegt (Abschnitt 4.4 und Kapitel 5), lassen sich mit bestimmten Parametern die Schaltfensterbreite und der Schaltkontrast gegeneinander ausspielen. So können unabhängig voneinander zum Teil deutlich schmalere Fenster und deutlich höhere Kontraste erreicht werden als hier angegeben. Nutzbar sind aber nur Angaben, welche sich gleichzeitig auf beide Größen beziehen. Auch hier gibt es noch einen gewissen Spielraum, der je nach spezieller Anforderung mit Betonung auf eine der beiden Größen ausgelegt werden kann. So kann es bei Demultiplex-Anwendungen günstig sein, das Schaltfenster nur so kurz zu wählen, daß die benachbarten Kanäle gerade unterdrückt werden. Ein kürzeres Schaltfenster wäre nicht notwendig, würde aber den Kontrast reduzieren. Die in der Tabelle angegebenen

Werte beschreiben also nur eine Auswahl aus den verschiedenen Kombinationen aus Breite und Kontrast. Sie beziehen sich auf jeweils das Schaltfenster, mit dem das beste Demultiplex-Ergebnis erzielt wurde. Für die Pulserzeugung beschreibt die Schaltfensterbreite auch die Pulsbreite. Ebenso gibt der Kontrast das Verhältnis der Puls-Spitzenleistung zum Untergrund an.

Die angegebene **Datenrate** bezieht sich auf die Anwendung als Demultiplexer und bezeichnet die maximale Datenrate, die fehlerfrei demultiplext werden konnte. Die dazugehörige Basisdatenrate entspricht der angegebenen Schaltfrequenz. Als Datenraten wurden nur die diskreten Raten untersucht, die sich ausgehend von 10 Gbit/s durch Verdoppelung mittels eines Multiplexers erreichen lassen. Für hohe Datenraten ist in erster Linie eine geringe Schaltfensterbreite nötig. Die maximale Datenrate ergibt sich ungefähr dadurch, daß die entsprechende Bitperiode mindestens etwa so groß sein sollte, wie das Schaltfenster des Demultiplexers breit ist. Je nach Form kann das Schaltfenster aber auch breiter oder schmaler sein. Um die gleiche Datenrate demultiplexen zu können, dürfen Schaltfenster mit steilen Flanken, wie die des CASA, eine größere Schaltfenster-Halbwertsbreite besitzen als Schaltfenster mit flacheren Flanken, wie die eines EAM bei hohen Gegenspannungen.

Das **DEMUX-Verhältnis** bezieht sich auch auf die Anwendung als Demultiplexer und beschreibt das Verhältnis von Gesamtdatenrate zu Basisdatenrate. Es gibt also an, wie viele OTDM-Kanäle verwendet werden können. Für ein hohes Demultiplex-Verhältnis ist ein kurzes Schaltfenster bei gleichzeitig hoher Schaltfrequenz, also langer Bitperiode nötig. Bei der sinusförmigen elektrischen Ansteuerung des EAM ist das Demultiplex-Verhältnis bei jeder Komponente konstant, da die Modulationsbreite direkt von der Modulationsfrequenz abhängt. Erst durch Verkürzung der Modulationsbreite, wie bei der Puls-Modulation, oder durch Kaskadierung, wie beim SCEAM oder der Kaskadierung mit einem SOA, kann das Schaltfenster bei gleicher Schaltfrequenz verkürzt werden.

Aus dem Vergleich der verschiedenen Schalterkonzepte anhand der Tabelle 7.1 beziehungsweise der Abbildung 7.1 ergeben sich folgende Feststellungen und Beurteilungen:

- Die Schaltkontraste des CASA und des mit einem SOA kaskadierten EAM sind deutlich geringer als die Schaltkontraste der anderen Schaltkonfigurationen. Das liegt an der entsprechenden Schaltfensterform und dem Verfahren der Kontrastbestimmung. Die Schaltfensterformen bei diesen beiden Schaltern sind durch den Transmissionseinbruch aufgrund der SOA-Sättigung bestimmt. Der Kontrast kann also nicht größer als die SOA-Sättigung werden (Abschnitt 5.1.2).

- Die Kontraste der sinus- und puls-modulierten EAM-Schaltfenster besitzen keine signifikanten Abweichungen zueinander. Der höhere Kontrast beim elektro-optisch modulierten EAM liegt an der bauteilbedingt höheren Modulationsspannung, die verwendet werden konnte. Einzig der SCEAM ermöglicht aufgrund seiner zusätzlichen Unterdrückung des Untergrundes einen deutlich höheren Kontrast.

- Bei den Schaltfensterbreiten der konventionellen EAM-Schalter bestätigt sich die in Abschnitt 4.1 beschriebene Proportionalität von Schaltfensterbreite zu Periodendauer der Ansteuerung. Eine vierfach höhere Modulationsfrequenz führt zu einem vierfach kürzeren Schaltfenster. Diese Grenze kann durch verschiedene Modifikationen überwunden werden:
  - Durch Puls-Modulation kann bei gleicher Modulationsfrequenz eine Verkürzung der Schaltfensterbreite um etwa die Hälfte erreicht werden. Das ist aber nur bei kleinen Modulationsfrequenzen möglich, die deutlich geringer sind als die Bandbreite, um die notwendigen Oberwellen zu erhalten. Eine Puls-Modulation bei einer Modulationsfrequenz von 40 GHz führt mit diesen Komponenten also nicht zu einer Verbesserung gegenüber der Sinus-Modulation.
  - Eine weitere Möglichkeit zur Verkürzung der Schaltfenster ist die elektro-optische Modulation. Sie funktioniert allerdings nur bei Komponenten, die eine geringe Sättigungsintensität besitzen (Abschnitt 2.3) und auch bei hohen optischen Sättigungsleistungen keinen Schaden nehmen. Die geforderte Unempfindlichkeit des Schalters gegenüber Änderungen in der Leistung des zu schaltenden Lichtsignals kann allerdings nur erreicht werden, wenn das zu schaltende Signal den Schalter nicht selbst sättigt. Dafür ist jedoch eine hohe Sättigungsintensität nötig. Da kommerzielle EAM üblicherweise nur für die elektrische Ansteuerung ausgelegt werden, wird bei der Entwicklung eine hohe Sättigungsintensität angestrebt, so daß sich diese Komponenten für die elektro-optische Modulation nicht besonders eignen.
  - Eine Verkürzung des Schaltfensters auch bei sinus-förmiger elektrischer Ansteuerung mit hohen Modulationsfrequenzen wie 40 GHz wird schließlich nur durch Kaskadierung erreicht. Neben der Verkürzung wird gleichzeitig sogar ein höherer Kontrast möglich.

- Bei der Anwendung als Demultiplexer ist im wesentlichen die Schaltfensterbreite für die maximale Datenrate ausschlaggebend. Es ist allerdings zu beachten, daß zum Demultiplexen die gesamte Schaltfensterform berücksichtigt werden muß. So lassen sich mit dem elektro-optischen EAM aufgrund seiner Schaltfensterform nur 40 Gbit/s demultiplexen, während sich durch Kaskadierung mit einem SOA trotz schlechterer Kontrast- und Breite-Werte sogar 80 Gbit/s erreichen lassen. Daß beim elektro-optischen EAM die Form des Schaltfensters im wesentlichen der des konventionellen EAM entspricht, ist in Abbildung 6.10 zu sehen.

- Beim Vergleich des SCEAM mit dem konventionellen EAM ergeben die besseren Kontrast- und Breite-Werte zwar kein höheres Demultiplex-Verhältnis, aber der SCEAM ermöglicht einen stabileren Betrieb (Abschnitt 6.1.2).

- Bei der Anwendung der optischen Schalter zur Erzeugung kurzer Lichtpulse wirkt sich jede Verbesserung des Schaltfensters direkt auf die Puls-

form aus. Dadurch kommen die Vorteile der Selbstkaskadierung klar zum Vorschein.

Bei dem Gesamtvergleich stellt sich heraus, daß der Selbstkaskadierte Elektroabsorptionsmodulator (SCEAM) unter den untersuchten Schalterkonzepten die günstigsten Schalteigenschaften für Anwendungen in der optischen Signalverarbeitung besitzt. Mit dem SCEAM wird sowohl das kürzeste Schaltfenster als auch gleichzeitig der höchste Schaltkontrast erreicht. Beides ist bei einer hohen Schaltfrequenz von 40 GHz möglich. Selbst bei der kürzesten erreichten Schaltfensterbreite von etwa 3, 6 ps liegt der Kontrast mit etwa 22 dB noch über dem des konventionellen EAM (Abbildung 5.34). Trotz der guten Schalteigenschaften ist der Aufbau des SCEAM mit nur einer schaltenden Komponente verhältnismäßig einfach. Die Ansteuerung mit einem elektrischen Sinus-Signal ist unter den verschiedenen beschriebenen Ansteuerungsarten am wenigsten aufwendig. Dadurch ist der SCEAM auch im Betrieb zugleich recht unkompliziert.

7.2 Vergleich mit anderen EAM-basierten Schalterkonzepten

Im folgenden soll der SCEAM, der sich als günstigstes der untersuchten Schalterkonzepte gezeigt hat, mit Schaltern verglichen werden, die ebenfalls auf Elektroabsorptionsmodulatoren basieren und von anderen Gruppen entwickelt worden sind. Dazu wird der SCEAM in Bezug auf die Eigenschaften der in Abschnitt 1.1 beschriebenen Schalterkonzepten TEAM, TW-EAM und PD-EAM betrachtet.

TEAM

Der TEAM (Twin-EAM [17]) besteht aus zwei kaskadierten EAM und funktioniert nach dem gleichen Prinzip wie der SCEAM. Denn auch im TEAM werden zwei Durchgänge durch einen EAM verwendet. Der Unterschied ist allerdings, daß im TEAM das Lichtsignal durch zwei getrennte EAM geschickt wird, während das Licht im SCEAM zweimal durch denselben EAM geführt wird.

In den Schalteigenschaften und im Betrieb sind beide Konzepte sehr vergleichbar. Bei der Verwendung gleicher EAM-Komponenten vom selben Hersteller werden die gleichen Leistungen erreicht. Der wesentliche Unterschied ist allerdings, daß beim TEAM die Reflexe von den EAM-Facetten nicht ungeschaltet durch den Schalter gelangen können, welche im SCEAM zu einer Begrenzung des Schaltkontrastes führen.

Beide Konzepte kommen ausschließlich mit kommerziellen Komponenten aus. Während allerdings für den SCEAM zwei Zirkulatoren gebraucht werden, ist der Aufbau des TEAM jedoch wesentlich aufwendiger, da neben dem zweiten EAM auch die dazugehörige zweite elektrische Hochfrequenzansteuerung benötigt wird. Der TEAM erfordert dadurch deutlich mehr Material als der SCEAM.

TW-EAM

Der TW-EAM (travelling-wave EAM [18, 19, 20]) ist ein technologisch neuer Ansatz zur Herstellung von schnellen EAM-Komponenten. Durch die Wanderwellen-Technik wird die Bandbreite des EAM und damit die Schaltgeschwindigkeit erhöht.

Mit einem einzelnen TW-EAM konnte beim OTDM-Demultiplex von 80 Gbit/s auf 10 Gbit/s ein DEMUX-Verhältnis von acht erreicht werden [18], wohingegen mit konventionellen EAM nur ein Wert von vier gezeigt werden konnte (Abschnitt 6.1.1). Die bei der Pulserzeugung mit einem TW-EAM erreichte Pulsbreite von 4 ps [20] ist fast so kurz wie bei TEAM oder SCEAM mit < 3 ps [17, 40].

TW-EAM befinden sich zur Zeit noch in der Entwicklung und sind kommerziell noch nicht erhältlich. Die Wanderwellen-Technik macht den TW-EAM allerdings nur für eine Durchgangsrichtung des Lichtes nutzbar. Eine Selbstkaskadierung im bidirektionalen Betrieb ist also nicht möglich.

PD-EAM

Beim PD-EAM (photo diode EAM [21, 22]) wird der gleiche Ansatz verfolgt wie beim in Abschnitt 5.4 beschriebenen Puls-modulierten EAM. Durch die monolithische Integration aller Komponenten von der Photodiode bis zum EAM auf einem Chip sind allerdings die hochfrequenten Verluste geringer als beim Aufbau mit einzelnen Komponenten. Die sich daraus ergebene höhere Bandbreite ermöglicht sogar ein DEMUX-Verhältnis von 16 beim OTDM-Demultiplex von 160 Gbit/s auf 10 Gbit/s [21]. Aufgrund der benötigten Oberwellen in der elektrischen Ansteuerung sind hohe DEMUX-Verhältnisse nur bei geringeren Schaltfrequenzen möglich, wie in diesem Fall bei 10 Gbit/s.

Da der PD-EAM quasi als optisch-optischer Schalter betrachtet werden muß, ist die benötigte Ansteuerung mit kurzen optischen Pulsen besonders in einer vorwiegend elektronischen Umgebung relativ aufwendig.

7.3 Vergleich mit sonstigen Schalterkonzepten

Andere erfolgreiche Konzepte für schnelles optisches Schalten, welche nicht auf EAM basieren, sind meistens optisch-optische Schalter (Abschnitt 1.1). Sie basieren auf nichtlinearen optischen Effekten in Fasern, Kristallen oder Halbleitern. Die erreichten Schaltfensterbreiten liegen teilweise unterhalb einer Pikosekunde und sind damit deutlich kürzer als bei der Verwendung von EAM-basierten Schaltern.

Als optisch-optische Schalter sind diese Schalter für ihre Ansteuerung auf Pulsquellen angewiesen, welche sehr kurze und leistungsstarke Lichtpulse produzieren, um einen ausreichenden Schalteffekt zu bewirken. Die elektrische Ansteuerung für EAM-basierte Schalter läßt sich in vielen Fällen einfacher bewerkstelligen.

Schalter, die schnelle optische Effekte in Fasern oder Kristallen ausnutzen wie SFG, FWM oder XPM, sind sehr schnell. Sie sind allerdings auf eine genaue

Einstellung der Lichtpolarisation und der Wellenlänge angewiesen, was sie im praktischen Betrieb recht unhandlich macht.

Bei Schaltern, die auf Sättigungseffekten wie XPM, XAM oder XGM beruhen, wird die Schaltgeschwindigkeit durch die Erholungszeit des Mediums beschränkt. Durch die Verwendung von differentiellen interferometrischen Verfahren in XPM-Schaltern kann der Einfluß der Erholungszeit auf das Schaltfenster minimiert werden [5, 45, 46]. Bei steigender Schaltfrequenz nimmt aber auch bei diesem Verfahren der Schaltkontrast erheblich ab, wenn die nächste Sättigung bereits stattfindet, bevor das Medium sich vollständig erholt hat.

Durch die hohe Empfindlichkeit von interferometrischen Schaltern gegenüber geringen Änderungen der Betriebsbedingungen muß für die Stabilisierung des gesamten Aufbaus gesorgt werden. Sofern die geforderte Stabilität nicht durch passive Maßnahmen erreicht werden kann, muß eine aktive Regelung eingesetzt werden [12, 5].

Im Vergleich mit den meisten anderen Schalterkonzepten sind EAM-basierte Schalter in Aufbau und Betrieb wesentlich unkomplizierter und stabiler. Trotz ihrer etwas breiteren Schaltfenster sind sie als schnelle optische Schalter daher besonders interessant. Insbesondere in Hinblick auf eine breitere kommerzielle Nutzung können diese praktischen Überlegungen von entscheidender Bedeutung sein.

7.4 Ausblick

Aufgrund ihrer Eigenschaften haben EAM-basierte Schalter bereits gezeigt, daß sie als schnelle optische Schalter erfolgreich in Anwendungen der optischen Signalverarbeitung eingesetzt werden können. Aufgrund der laufenden Entwicklungsarbeiten in EAM-Technologie und -Aufbautechnik, die bei verschiedenen Instituten und Firmen durchgeführt werden, ist mit weiteren Verbesserungen der Eigenschaften von EAM-Komponenten zu rechnen. Um zukunftsfähige Schalterkonzepte auf der Basis von Elektroabsorption entwickeln zu können, ist es daher notwendig, daß diese Schalterkonzepte nicht in Konkurrenz zur technologischen Weiterentwicklung stehen, sondern auf ihr aufbauen.

Da das Konzept der Selbstkaskadierung nicht an eine bestimmte Komponente gebunden ist, ist es auch auf weiterentwickelte EAM-Komponenten anwendbar, sofern ein bidirektionaler Betrieb möglich ist. Jede Verbesserung des verwendeten EAM führt dann auch zu einer Verbesserung der Schalteigenschaften des SCEAM. So ist die Selbstkaskadierung beispielsweise auch mit einem PD-EAM möglich.

Zur Verbesserung der Realisierung der Selbstkaskadierung an sich können einige Weiterentwicklungen in Betracht gezogen werden. Zur Verminderung von Störungen durch Temperaturschwankungen sollte die Faserschleife möglichst kurz sein. Dazu können die Faserstücken zwischen den einzelnen Komponenten verkürzt werden. Weiterhin kann auf den Filter hinter dem optischen Verstärker verzichtet werden, wenn der Verstärker in der Sättigung betrieben wird und dadurch weniger ASE-Rauschen produziert. Am EAM-Chip selbst sollte versucht werden, die Reflexe an den Facetten zu reduzieren, da sie den Schaltkontrast

des SCEAM begrenzen. Eine weitere Möglichkeit zur Realisierung der Rückkopplung ohne Faserschleife besteht darin, die Endfacette zu verspiegeln. Da dadurch die Möglichkeit der Zwischenverstärkung wegfällt, funktioniert dieses Verfahren nur, wenn die Durchgangsverluste klein genug sind. Außerdem besteht keine Möglichkeit mehr, die Verzögerung zwischen beiden Durchgängen einzustellen. Im Gegensatz dazu wird ein solcher EAM mit verspiegelten Endfacetten noch einfacher im Betrieb und deutlich kompakter und stabiler.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden schnelle optische Schalter auf der Basis von Elektroabsorptionsmodulatoren (EAM) für Anwendungen in der optischen Signalverarbeitung entwickelt und untersucht.

Elektroabsorptionsmodulatoren sind kompakte elektro-optische Halbleiterkomponenten. Ihre Transmission ist im allgemeinen unempfindlich gegenüber Änderungen der Polarisation und der Leistung des eingestrahlten Lichtes.

Als Ausgangspunkt wurde zunächst ein kommerziell erhältlicher EAM charakterisiert, der auf die allgemein übliche Weise zum schnellen optischen Schalten verwendet wurde. Bei diesem als konventionell bezeichneten EAM-Schalter wird der EAM mit einem sinusförmigen elektrischen Hochfrequenzsignal angesteuert. Die Charakterisierung des Schalters erfolgte mit sogenannten Schaltfenstermessungen, mit denen sich das optische Transmissionsverhalten des Schalters mit einer zeitlichen Auflösung von etwa einer Pikosekunde bestimmen läßt. Die wichtigsten Größen zur quantitativen Beschreibung eines Schaltfensters sind die zeitliche Halbwertsbreite als Maß für die Zeit, die der Schalter geöffnet ist, und der Schaltkontrast, welcher das Verhältnis von durchgeschalteter zu unterdrückter optischer Leistung angibt.

Als wichtigste Eigenschaften des konventionellen EAM-Schalters ergeben sich folgende Punkte:

1. Die Schaltfensterbreite ist proportional zur Periodendauer der elektrischen Ansteuerung. Eine hohe Ansteuerfrequenz ergibt also kurze Schaltfenster.

2. Der maximale Schaltkontrast ist durch das maximale Unterdrückungsverhältnis der statischen Elektroabsorption gegeben.

3. Die größte erreichte Modulationsspannung ($U_{mod} = 4\,\mathrm{V}$) lieferte die geeignetsten Schaltfenster.

4. Mit der Gleichspannung U_{DC} läßt sich ein Kompromiß zwischen kurzem Schaltfenster und hohem Kontrast einstellen. Eine Verkürzung des Schaltfensters läßt sich also nur bei gleichzeitiger Verminderung des Kontrastes erreichen.

Basierend auf den Ergebnissen mit dem konventionellen EAM-Schalter wurden modifizierte Schalterkonzepte entwickelt, um die Möglichkeiten der EAM-Schalter zu erweitern. Dazu wurde der EAM teilweise auch optisch angesteuert oder mit anderen Komponenten kaskadiert. Diese Schalter wurden ebenfalls mit Hilfe von Schaltfenstermessungen charakterisiert.

- Bei dem mit einem Halbleiterlaserverstärker kaskadierten EAM (**EAM+SOA**) erfolgt die Ansteuerung des EAM elektrisch und die des Halbleiterlaserverstärkers (SOA) optisch mit einem kurzen Lichtpuls. Durch Kreuzgewinnmodulation (XGM) im SOA wird die Transmission schnell reduziert und das EAM-Schaltfenster somit durch die steilere Endflanke verkürzt.

- Beim **CASA** (Cascaded Amplifier and Saturable Absorber) wird auch der EAM optisch angesteuert. Durch Kreuzabsorptionsmodulation (XAM) mit einem kurzen Lichtpuls wird die Transmission schnell erhöht, wodurch das Schaltfenster auch eine steile Anfangsflanke bekommt.

- Die gleichzeitige elektrische und optische Ansteuerung des EAM (**eo-EAM**) ergibt ein kürzeres Schaltfenster mit höherem Kontrast als bei ausschließlich elektrischer Ansteuerung.

- Erfolgt die elektrische Ansteuerung an Stelle eines sinusförmigen Signals mit elektrischen Pulsen (**Puls-modulierter EAM**), so läßt sich die Schaltfensterbreite verkürzen, ohne daß der Schaltkontrast sinkt.

- Wird ein EAM mit sich selbst kaskadiert (Self Cascaded EAM - **SCEAM**), so wird das Schaltfenster durch das zweifache Schalten verkürzt und der Kontrast erhöht.

Nach der Charakterisierung der einzelnen Schalter wurden diese in Anwendungen der optischen Signalverarbeitung eingesetzt. Dazu wurden OTDM-Demultiplex-Experimente bei verschiedenen Datenraten bis zu 160 Gbit/s durchgeführt und die Erzeugung kurzer optischer Pulse mit einer Repetitionsrate von 40 GHz experimentell untersucht und miteinander verglichen.

Bei dem Gesamtvergleich stellt sich heraus, daß der Selbstkaskadierte Elektroabsorptionsmodulator (SCEAM) unter den untersuchten Schalterkonzepten die günstigsten Schalteigenschaften für Anwendungen in der optischen Signalverarbeitung besitzt. Mit dem SCEAM wird sowohl das kürzeste Schaltfenster als auch gleichzeitig der höchste Schaltkontrast erreicht. Beides ist bei einer hohen Schaltfrequenz von 40 GHz möglich. Selbst bei der kürzesten erreichten Schaltfensterbreite von etwa 3, 6 ps liegt der Kontrast mit etwa 22 dB noch über dem des konventionellen EAM. Der Aufbau des SCEAM ist verhältnismäßig einfach, da nur eine schaltende Komponente benötigt wird. Die Ansteuerung mit einem elektrischen Sinus-Signal ist unter den verschiedenen beschriebenen Ansteuerungsarten die am wenigsten aufwendige. Dadurch ist der SCEAM auch im Betrieb gut handhabbar.

Anhang A

Anhang

A.1 Dezibel

Für die Verstärkung G der Lichtleistung P wird statt des dimensionslosen linearen Verhältnisses $G_{lin} = \frac{P}{P_{in}}$ oft die logarithmische Darstellung mit der Einheit *Dezibel* (dB) verwendet. Die Umrechnung erfolgt mit dem Zehner-Logarithmus:

$$\frac{G_{dB}}{\mathrm{dB}} = 10 \cdot \lg\left(G_{lin}\right) \quad \text{bzw.} \quad G_{lin} = 10^{\left(\frac{G_{dB}}{\frac{\mathrm{dB}}{10}}\right)} \tag{A.1}$$

Entsprechend kann auch die optische Absolutleistung logarithmisch angegeben werden. Sie wird üblicherweise als Verstärkung gegenüber 1 mW angegeben und besitzt daher die Einheit dBm, wobei „m“ für das „milli“ in 1 mW steht. Entsprechend ist die Umrechnung bei optischen Leistungen:

$$\frac{P_{dBm}}{\mathrm{dBm}} = 10 \cdot \lg\left(\frac{P_{lin}}{\mathrm{mW}}\right) \quad \text{bzw.} \quad \frac{P_{lin}}{\mathrm{mW}} = 10^{\left(\frac{P_{dBm}}{\frac{\mathrm{dBm}}{10}}\right)} \tag{A.2}$$

Die folgende Tabelle stellt die Umrechnung einiger Werte dar:

Tabelle A.1: Umrechnung der optischen Leistung zwischen dBm und mW (teilweise gerundet).

$\frac{P_{lin}}{\text{mW}}$	$\frac{P_{dBm}}{\text{dBm}}$
0,001	-30
0,01	-20
0,1	-10
0,5	-3
0,79	-1
1	0
1,26	1
1,58	2
2	3
2,51	4
3,16	5
4	6
5	7
6,31	8
8	9
10	10
100	20
1000	30

A.2 Zur Elektroabsorption

In diesem Teil wird der in Abschnitt 2.2 beschriebene Zusammenhang $U \propto \Delta E$ hergeleitet.

A.2.1 Breite b der Potentialbarriere

Aus dem Bild der verkippten Bandkanten (Abbildung 2.2) ergibt sich bei einer Spannung U über die Breite d der aktiven Zone in x-Richtung eine Änderung der Bandkantenenergie um eU (Abbildung A.1).

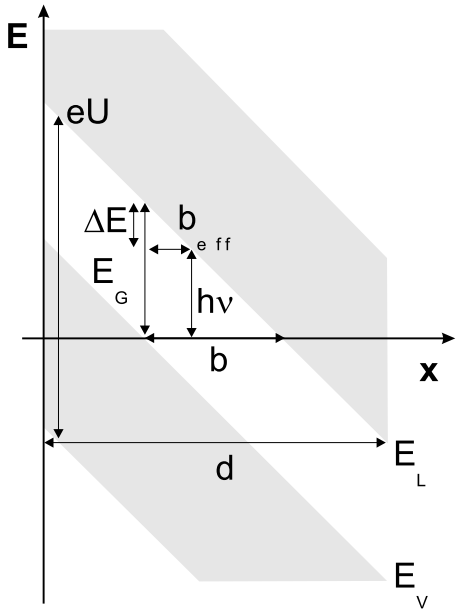

Abbildung A.1: *Verhältnisse bei der Bandverkippung durch eine elektrische Spannung.*

Mit der Bandlückenenergie E_G ergibt sich für den Abstand der Bandkanten in x-Richtung b

$$\begin{aligned} \frac{eU}{d} &= \frac{E_G}{b} \\ \Leftrightarrow\ b &= \frac{d \cdot E_G}{eU}. \end{aligned} \tag{A.3}$$

A.2.2 Effektive Breite b_{eff} der Potentialbarriere

Die effektive Breite b_{eff} ist eine lineare Funktion der Photonenenergie $h\nu$ mit der Steigung $-\frac{b}{E_G}$ und dem Achsenabschnitt b:

$$b_{eff} = -\frac{b}{E_G} h\nu + b \tag{A.4}$$

Mit Gleichung (A.3) und $\Delta E = E_G - h\nu$ folgt für ein konstantes b_{eff}:

$$\begin{aligned} b_{eff} &= \frac{\Delta E}{U}\frac{d}{e} \\ \Leftrightarrow U &= \Delta E \frac{d}{e \cdot b_{eff}} \\ \Rightarrow U &\propto \Delta E \end{aligned} \tag{A.5}$$

Dieser Zusammenhang bedeutet, daß die fehlende Photonenenergie aus der Energie des angelegten elektrischen Feldes aufgebracht werden kann.

A.3 Modengekoppelter Halbleiterlaser

Als Pulsquellen wird ein abstimmbarer modengekoppelter Halbleiterlaser (tunable mode locked laser - TMLL) mit externer Kavität verwendet [36]. Abbildung A.2 zeigt den Aufbau des Pulslasers.

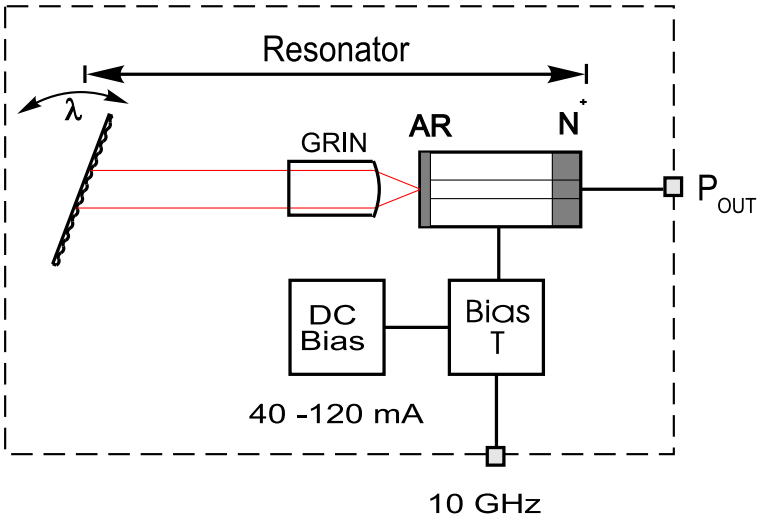

Abbildung A.2: *Aufbau des abstimmbaren modengekoppelten Halbleiterlasers.*

Kernstück eines TMLL ist ein $1,55\,\mu$m-InP-Halbleiterlaserchip mit vergrabener Heterostruktur (buried heterostructure - BH). Durch die nachträgliche TiO_2/SiO_2-Zweifachentspiegelung konnte die Reflektivität einer Facette unter 10^{-4} gebracht werden. An dieser Seite des Laserchips wird das Licht zur Wellenlängenabstimmung über eine sogenannte GRIN-Linse (graded index) auf ein Gitter mit 300 Linien/mm gekoppelt. Zur passiven Modenkopplung wurde an der anderen Facette durch Stickstoffionenimplantation ein sättigbarer Absorber erzeugt. Der Injektionsstrom setzt sich aus einem Gleichstrom (DC-Bias), der dicht unter der Laserschwelle liegt, und einem per Synthesizer erzeugten und verstärken Wechselstrom zusammen. Dadurch wird aktive Modenkopplung erreicht. Über eine manuelle elektrische Verzögerungsleitung wird die Phase des Synthesizersignals und damit die zeitliche Lage der Laserpulse eingestellt. Mit den verwendeten TMLL lassen sich Pulse mit Wellenlängen zwischen 1440 nm und 1560 nm, Repetitionsraten von 1 GHz bis 14 GHz, Pulsbreiten von etwa 1 ps und mittlere Leistungen von etwa -10 dBm erzeugen.

Anhang B

Verwendete Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzungen

AC	Wechselspannung	alternating current
AR	Anti-Reflexion	
ASE	Verstärkte spontane Emission	amplified spontaneous emission
BER	Bit-Fehlerrate	bit error rate
BH	vergrabene Heterostruktur	buried heterostructure
CASA	kaskadierter SOA und SA	cascaded amplifier and sat. absorber
CC	Ladungsträgerkühlung	carrier cooling
CH	Ladungsträgererwärmung	carrier heating
CW	Dauerstrich	continuous wave
DC	Gleichspannung	direct current
DEMUX	Demultiplexer	
EA	Elektroabsorption	
EAM	Elektroabsorptionsmodulator	
EDFA	Erbium-dotierter Faserverstärker	erbium-doped fiber amplifier
eo-EAM	elektro-optisch angesteuerter EAM	
ETDM	elektrisches Zeitmultiplex	electrical time division multiplexing
FWHM	Halbwertsbreite	full width at half maximum
FWM	Vierwellenmischung	four-wave mixing
GRIN	Gradientenindex	graded index
HF	Hochfrequenz	
ITU	Int. Union für Telekommunikation	International Telecommunication Union
LD	Laserdiode	
MOD	Modulator	
MQW		multi-quantum well
MUX	Multiplexer	
OSA	Optischer Spektrum Analysator	
OTDM	optisches Zeitmultiplex	optical time division multiplexing
PD	Photodiode	
PD-EAM	EAM mit integrierter PD	photo diode EAM
PDL	polarisationsabhängige Dämpfung	polarization dependent loss

PRBS	Pseudo-Zufalls-Bitmuster	pseudo random bit sequence
RW	Rippen-Wellenleiter	ridge waveguide
SA	sättigbarer Absorber	saturable absorber
SCEAM	Selbstkaskadierter EAM	self cascaded EAM
SFG	Summenfrequenzbildung	sum-frequency generation
SHB	spektrales Lochbrennen	spectral hole burning
SOA	Halbleiterlaserverstärker	semiconductor-optical amplifier
SSB	Einseitenband	single side band
TEAM	Twin-EAM	
TMLL	abstimmb. modengekoppelter Laser	tunable mode locked laser
TPA	Zweiphotonenabsorption	two photon absorption
TW-EAM	EAM mit Wanderwellenelektroden	travelling wave EAM
WDM	Wellenlängenmultiplex	wavelength division multiplexing
XAM	Kreuzabsorptionsmodulation	cross absorption modulation
XGM	Kreuzgewinnmodulation	cross gain modulation
XPM	Kreuzphasenmodulation	cross-phase modulation

Formelzeichen

b	Breite der Potentialbarriere
b_{eff}	effektive Breite der Potentialbarriere
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
d	Verzögerung in der SCEAM-Schleife
	Länge, Abstand
e	Elementarladung: $1,60217733 \cdot 10^{-19}$ C
	Eulersche Zahl: 2,71828...
E	Energie
E_G	Bandlückenenergie
E_L	untere Kante des Leitungsbandes
E_V	obere Kante des Valenzbandes
f	Frequenz
f_c	Trägerfrequenz
G	Verstärkung
G_{dB}	Verstärkung in dB
G_{lin}	lineare Verstärkung
h	Plancksches Wirkungsquantum $6,6260755 \cdot 10^{-34}$ Js
I	Lichtintensität
	Stromstärke
I_S	Sättigungsintensität
I_0	Eingangsintensität
m	Flachheit der S-Kurve
n	natürliche Zahl
N	Menge der natürlichen Zahlen
P	Leistung
P_{dBm}	Leistung in dBm
P_{in}	mittlere Eingangsleistung

$P_{in,Empf}$	mittlere Eingangsleistung am Empfänger
$P_{in,max,optisch}$	maximale optische Eingangsleistung
P_{lin}	lineare Leistung
P_{out}	mittlere Ausgangsleistung
P_{pump}	mittlere Leistung der Sättigungspulse
$P_{pump,SA}$	mittlere Leistung der Sättigungspulse am SA
$P_{pump,SOA}$	mittlere Leistung der Sättigungspulse am SOA
q	Formparameter
t	Zeit
t_0	zeitliche Lage des Schaltfenstermaximums
t_1	1. Halbwertszeitpunkt
t_2	2. Halbwertszeitpunkt
T	Transmission
T_E	Transmission des EAM
T_{Emax}	maximale Transmission des EAM-Schaltfensters
T_{E1}	Transmission des 1. EAM-Schaltfensters
T_{E2}	Transmission des 2. EAM-Schaltfensters
T_{max}	maximale Transmission des EAM
T_S	Transmission des SCEAM
$T_{S,syn}$	Transmission des SCEAM im synchronen Fall
T_{Smax}	maximale Transmission des SCEAM-Schaltfensters
$T_{Smax,syn}$	maximale Transmission des synchronen SCEAM-Schaltfensters
U	Spannung
U_D	Diffusionsspannung
U_{DC}	Gleichspannung
U_{ext}	externe Spannung
U_{max}	maximale Spannung
U_{min}	minimale Spannung
U_{mod}	Modulationsspannung
U_P	Photospannung
U_0	Wendestelle der $T(U)$-Kurve des EAM
w_E	Halbwertsbreite des EAM-Schaltfensters
w_S	Halbwertsbreite des SCEAM-Schaltfensters
x	Ort
α	Absorptionskoeffizient
α_0	Anfangsabsorption
ΔE	Energiedifferenz
Δt	Verzögerung
	zeitliche Halbwertsbreite des optischen Pulses
ΔT	Transmissionsänderung
$\Delta\lambda$	spektrale Halbwertsbreite des optischen Pulses
$\Delta\nu\Delta t$	Puls-Bandbreite-Produkt
$(\Delta\nu\Delta t)_{TF}$	transformationsbegrenztes Puls-Bandbreite-Produkt
λ	Wellenlänge
λ_G	Wellenlänge der Absorptionskante
λ_{pump}	Wellenlänge der Sättigungspulse
ν	optische Frequenz

π	Kreiszahl: 3,14159...
τ	Verweildauer eines Ladungsträgers
ϕ	Phase
Ψ_L	Wellenfunktion eines Ladungsträgers im Leitungsband
Ψ_V	Wellenfunktion eines Ladungsträgers im Valenzband

Anhang C

Eigene Veröffentlichungen

Zeitschriftenbeiträge

1. Yamamoto, T., L. K. Oxenløwe, C. Schmidt, C. Schubert, E. Hilliger, U. Feiste, J. Berger, R. Ludwig und H. G. Weber: *Clock recovery from 160 Gbit/s data signals using phase-locked loop with interferometric optical switch based on semiconductor optical amplifier.* IEE Electronics Letters (EL), 37(8):509–510, April 2001.

2. Weinert, C. M., J. Berger, U. Feiste, E. Hilliger, B. Konrad, M. Kroh, R. Ludwig, K. Petermann, C. Schmidt, C. Schubert, H. G. Weber und T. Yamamoto: *High Bit Rate OTDM-Transmission on Standard Fibre.* International Journal of Electronics and Communications (AEÜ), 55(5):349–353, 2001.

3. Jiang, L. A., E .P. Ippen, U. Feiste, S. Diez, E. Hilliger, C. Schmidt und H. G. Weber: *Sampling Pulses with Semiconductor Optical Amplifiers.* IEEE Journal of Quantum Electronics (JQE), 37(1):118–126, Januar 2001.

4. Diez, S., E. Hilliger, M. Kroh, C. Schmidt, C. Schubert, H. G. Weber, L. Occhi, L. Schares, G. Guekos und L. K. Oxenloewe: *Optimization of SOA-based Sagnac-interferometer switches for demultiplexing to 10 and 40 Gb/s.* Optics Communications, 189:241–249, 2001.

5. Toptchiyski, G., S. Kindt, K. Petermann, E. Hilliger, S. Diez und H. G. Weber: *Time-Domain Modeling of Semiconductor Optical Amplifiers for OTDM Applications.* IEEE Journal of Lightwave Technology (JLT), 17(12):2577–2583, Dezember 1999.

Konferenzbeiträge

1. Hilliger, E., V. Marembert, S. Ferber, M. Kroh, J. Berger, H. G. Weber und B. Schmauss: *EAM with Improved Switching Performance by Self Cascading.* In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, 2003. Paper TuP2.

2. Boerner, C., C. Schubert, C. Schmidt, E. Hilliger, V. Marembert, J. Berger, S. Ferber, E. Dietrich, R. Ludwig, B. Schmauss und H. G. Weber: *160 Gbit/s Clock Recovery with Electro-Optical PLL Using a Bidirectionally Operated Electroabsorption Modulator as Phase Comparator*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, 2003.

3. Weber, H.G., R. Ludwig, U. Feiste, C. Schmidt, C. Schubert, J. Berger, E. Hilliger, M. Kroh und T. Yamamoto: *High-Speed All-Optical Signal Processing in Optical Communications Systems*. In: *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 73, Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest, Postconference Edition*, Seite 610, Washington DC, 2002. Optical Society of America.

4. Weber, H. G., R. Ludwig, C. Schmidt, C. Schubert, J. Berger, E. Hilliger, M. Kroh, V. Marembert, C. Boerner, S. Ferber und H.J. Ehrke: *160 Gbit/s TDM-Transmission Technology*. In: *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, 2002. Invited paper 2.1.1.

5. Hilliger, E., V. Marembert, C. Schubert, H. G. Weber, K. Yvind und J. Hanberg: *Improved Electroabsorption Demultiplexer by Tandem-Arrangement with Semiconductor Optical Amplifier*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, Seiten 742–743, Anaheim, CA, USA, März 2002. Paper ThGG92.

6. Ludwig, R., U. Feiste, C. Schmidt, C. Schubert, J. Berger, E. Hilliger, M. Kroh, T. Yamamoto, C. M. Weinert und H.G. Weber: *Enabling Transmission at 160 Gbit/s*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, Seiten 1–2, Anaheim, CA, USA, März 2002. Paper TuA1.

7. Weber, H. G., R. Ludwig, U. Feiste, C. Schmidt, E. Hilliger, C. Schubert, J. Berger, M. Kroh und T. Yamamoto: *Optical Signal Processing for High Speed Communication Systems*. In: *Proc. European Conference on Integrated Optics (ECIO)*, April 2001.

8. Schubert, C., J. Berger, E. Hilliger, H. G. Weber, G. Toptchiyski, S. Randel und K. Petermann: *All-Optical Switching Using Gain-Transparent Semiconductor Optical Amplifiers*. In: *Nonlinear Guided Waves and Their Applications (NLGW)*, Clearwater, FL, USA, 2001.

9. Oxenloewe, L. K., E. Hilliger, A. Tersigni, A. M. Nik, S. Højfeldt, F. Romstad, K. Yvind, P. M. W. Skovgaard, K. Hoppe und J. Hanberg: *All-optical de-multiplexing and wavelength conversion in an electro-absorption modulator*. In: *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Amsterdam, Niederlande, Oktober 2001.

10. Oxenløwe, L. K., C. Schubert, C. Schmidt, E. Hilliger, J. Berger, U. Feiste, R. Ludwig und H. G. Weber: *Optical clock recovery*

using cross-phase modulation in a Sagnac-interferometer. In: *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Seiten 525–526, Baltimore, Maryland, USA, Mai 2001. Paper CThU2.

11. Hilliger, E., J. Berger, H. G. Weber, K. Yvind, P. M. W. Skovgaard und J. Hanberg: *The cascaded amplifier and saturable absorber (CASA) all-optical switch.* In: *Proc. Photonics in Switching (PS)*, Santa Barbara, CA, USA, 2001.

12. Toptchiyski, G., S. Randel, K. Petermann, S. Diez, E. Hilliger, C. Schmidt, C. Schubert, R. Ludwig und H. G. Weber: *Analysis of Switching Windows in a Gain-Transparent-SLALOM Configuration.* IEEE Journal of Lightwave Technology (JLT), Seiten 2188–2195, Oktober 2000.

13. Toptchiyski, G., K. Petermann, S. Diez, E. Hilliger, C. Schmidt, R. Ludwig und H.G. Weber: *Evaluation of Switching Windows for Fast Optically-Controlled SOA Switches.* In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, Baltimore, MD, USA, 2000. Paper ThF4.

14. Toptchiyski, G., K. Obermann, K. Petermann, E. Hilliger, S. Diez und H. G. Weber: *Modeling of Semiconductor Optical Amplifiers for Interferometric Switching Applications.* In: *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Seiten 215–216, Mai 1999. Paper CTuW2.

15. Toptchiyski, G., E. Hilliger, S. Diez, E. Patzak, K. Petermann und H. G. Weber: *Switching Performance of a Gain-Transparent All-Optical Switch in SLALOM Configuration.* In: *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Band 1, Seiten 326–327, September 1999.

16. Ludwig, R., S. Diez, U. Feiste, E. Hilliger, C. Schmidt und H. G. Weber: *Applications of SOA's for Optical Signal Processing and OTDM.* In: *Proc. Optical Amplifiers and their Applications (OAA)*, Seiten 124–127, Nara, Japan, Juni 1999. Paper ThC3.

17. Jiang, L., E. P. Ippen, S. Diez, E. Hilliger, C. Schmidt und H. G. Weber: *Wavelength and Intensity Sampling of Optical Signals Using Semiconductor Optical Amplifiers.* In: *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Seiten 444–445, Mai 1999. Paper CThL6.

18. Diez, S., E. Hilliger, R. Ludwig, C. Schmidt und H. G. Weber: *Echtzeit Schaltfenstermessungen an optischen Schaltern für hohe Datenübertragungsraten.* In: *100. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft Für Angewandte Optik*, Seite 108, Berlin, Mai 1999.

19. Hilliger, E., S. Diez, H.-J. Ehrke, R. Ludwig, C. Schmidt, H. G. Weber und J. Y. Emery: *80 Gbit/s All-Optical Demultiplexing Using*

a Hybrid Mach-Zehnder Interferometer Switch with Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifiers. In: *Proc. Photonics in Switching (PS)*, Seiten 97–99, Santa Barbara, CA, USA Juli 1999.

20. Diez, S., E. Hilliger, R. Ludwig, C. Schmidt und H. G. Weber: *Optisches Samplingverfahren mit hoher zeitlicher Auflösung (1ps) auf der Basis von Vierwellenmischung in Halbleiterlaserverstärkern.* In: *100. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft Für Angewandte Optik*, Seite 38, Berlin, Mai 1999.

Arbeitsgruppenbeiträge

1. Oxenløwe, L. K., E. Hilliger, F. Romstad, A. Tersigni, S. Højfeldt, A. M. Nik, K. Yvind, P. M. W. Skovgaard, K. Hoppe und J. Hanberg: *All-optical signal processing using electroabsorption modulators.* In: *Proc. International Workshop on Optical Signal Processing*, Seiten 57–58, Kgs. Lyngby, Dänemark, 2001.

2. Toptchiyski, G., S. Randel, K. Petermann, S. Diez, E. Hilliger, C. Schmidt, R. Ludwig und H.G. Weber: *Evaluation of the Demultiplexing Performance of All-Optical Switches.* In: *Proc. Combined COST266/267 Workshop on Optical Signal Processing in Photonic Networks*, Seiten 43–45, Berlin, April 2000.

Patente

1. Hilliger, Enno: *Optically Controlled Switch.* Internationales Patent PCT/DE 01 88610, 2001.

2. Hilliger, Enno, Vincent Marembert und Bernhard Schmauss: *Methode to optimize switching performance of optical switch by multiple use of switching device.* Erfindungsmeldung, 2002. Lucent Technologies Network Systems GmbH.

Literaturverzeichnis

[1] Partha P. Miltra, Jason B. Stark: *Nonlinear limits to the information capacity of optical fibre communications.* Nature, 411:1027–1030, Juni 2001.

[2] Takara, H., S. Kawanishi und M. Saruwatari: *Optical Signal Eye Diagram Measurement with Subpicosecond Resolution Using Optical Sampling.* IEE Electronics Letters (EL), 32(15):1399–1400, Juli 1996.

[3] Morioka, T., S. Kawanishi, H. Takara und M. Saruwatari: *Error-Free 500 Gb/s All-Optical Demultiplexing Using Low-Noise, Low Jitter Supercontinuum Short Pulses.* IEE Electronics Letters (EL), 32:833–834, 1996.

[4] Kawaguchi, H. und J. Inoue: *Four-Wave Mixing Among Sub-Picosecond Optical Pulses in a Semiconductor Optical Amplifier and its Applications to Optical Sampling.* SPIE Proceedings, 3283:477–484, 1998.

[5] Diez, Stefan: *All-Optical Signal Processing by Gain-Transparent Semiconductor Switches.* Dissertation, Technische Universität Berlin, 2000.

[6] Doran, N. J. und D. Wood: *Nonlinear-optical loop mirror.* Optics Letters, 13(1):56–58, 1988.

[7] Eiselt, M., W. Pieper und H. G. Weber: *SLALOM: Semiconductor Laser Amplifier in a Loop Mirror.* IEEE Journal of Lightwave Technology (JLT), LT-13(10):2099–2112, Oktober 1995.

[8] Eiselt, Michael: *Ring-Interferometer mit Halbleiterlaser-Verstärker: Grundlagen und Anwendungen.* Dissertation, Technische Universität Berlin, 1994.

[9] Schubert, C., S. Diez, J. Berger, R. Ludwig, U. Feiste, H. G. Weber, G. Toptchiyski, K. Petermann und V. Krajinovic: *160 Gb/s All-Optical Demultiplexing Using a Gain-Transparent Ultrafast-Nonlinear Interferometer (GT-UNI).* IEEE Photonics Technology Letters (PTL), 13(5):475–477, Mai 2001.

[10] Schubert, C., J. Berger, U. Feiste, R. Ludwig, C. Schmidt und H. G. Weber: *160 Gb/s Polarization Insensitive All-Optical Demultiplexing Using a Gain-Transparent Ultrafast-Nonlinear Interferometer (GT-*

UNI). IEEE Photonics Technology Letters (PTL), 13(11):1200–1202, November 2001.

[11] Tekin, T., C. Schubert, J. Berger, M. Schlak, B. Maul, W. Brinker, R. Molt, H. Ehlers, M. Gravert und H.-P. Nolting: *160 Gbit/s error-free all-optical demultiplexing using monolithically integrated band gap shifted Mach-Zehnder interferometer (GS-MZI)*. In: *Proc. Conference on Integrated Photonics Research*, Vancouver, Kanada, 2002. Paper IWC4.

[12] Hilliger, E., S. Diez, H.-J. Ehrke, R. Ludwig, C. Schmidt, H. G. Weber und J. Y. Emery: *80 Gbit/s All-Optical Demultiplexing Using a Hybrid Mach-Zehnder Interferometer Switch with Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifiers*. In: *Proc. Photonics in Switching (PS)*, Seiten 97–99, Santa Barbara, California, Juli 1999.

[13] Kurita, H., I. Ogura und H. Yokoyama: *Ultrafast All-Optical Signal Processing with Mode-Locked Semiconductor Lasers*. IEICE Transactions on Electronics, E81-C(2):129–139, Februar 1998.

[14] Kobayashi, H., R. Takahashi, Y. Matsuoka und H. Iwamura: *1 Tbit/s Demultiplexing Using Low Temperature Grown InGaAs/InAlAs Multiple Quantum Wells*. IEE Electronics Letters (EL), 34(9):908–910, 1998.

[15] Eichler, Jürgen und Hans Joachim Eichler: *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag, 3. Auflage, 1998.

[16] Sugiyama, Masaki, Masaharu Doi, Shinji Taniguchi, Tadao Nakazawa und Hiroshi Onaka: *Driver-less 40 Gb/s $LiNbO_3$ Modulator with Sub-1 V Drive Voltage*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, Anaheim, CA, USA, März 2002. Postdeadline paper FB6.

[17] Schuh, K., M. Schmidt, E. Lach, B. Junginger, A. Klekamp, G. Veith und P. Sillard: *4x160 Gbit/s DWDM / OTDM transmission over 3x80 km TeraLight^{TM}-Reverse TeraLight^{TM} fibre*. In: *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Kopenhagen, 2002. Paper 2.1.2.

[18] Rau, L., S. Rangarajan, D. J. Blumenthal, Hsu-Feng Chou, Yi-Jen Chiu und John E. Bowers: *Two-Hop All-Optical Label Swapping with Variable Length 80Gb/s Packets and 10Gb/s Labels using nonlinear Fiber Wavelength Converters, Unicast/Multicast Output and a Single EAM for 80- to 10Gb/s Packet Demultiplexing*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, Anaheim, CA, USA, März 2002. Postdeadline paper FD2.

[19] Chiu, Yi-Jen, Hsu-Feng Chou, V. Kaman, P. Abraham und J.E. Bowers: *High extinction ratio and saturation power traveling-wave electroabsorption modulator*. IEEE Photonics Technology Letters (PTL), 14(6):792–794, 2002.

[20] Chou, Hsu-Feng, Yi-Jen Chiu und John E. Bowers: *40 GHz Optical Pulse Generation using Travelling-wave Electroabsorption Modulator*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, Seite 338ff, Anaheim, CA, USA, März 2002. Paper WV2.

[21] Kodama, S., T. Yoshimatsu, T. Ito, H. Ito und T. Ishibashi: *160-Gbit/s error-free demultiplexing operation by a monolithic PD-EAM optical gate*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, Seite 138ff, Anaheim, CA, USA, März 2002. Paper TuU2.

[22] Takeuchi, Hiroaki, Tadashi Saitoh und Hiroshi Ito: *High-speed Electroabsorption Modulators with Travelling-Wave Electrodes*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, Seite 336ff, Anaheim, CA, USA, März 2002. Paper WV1.

[23] Eichler, Hans-Joachim: *Bergmann - Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 3. Optik, Kapitel 2, Seite 244. de Gruyter, 9. Auflage, 1993.

[24] Franz, W.: *Einfluß eines elektrischen Feldes auf die optische Absorptionskante*. Zeitschrift für Naturforschung A, 13:484–489, 1958.

[25] Keldysh, L. V.: *The effect of a strong electric field on the optical properties of insulating crystals*. Soviet Physics JETP, 34:788–790, 1958.

[26] Fouckhardt, Henning: *Photonik*, Kapitel 10, Seite 225ff. Teubner Studienbücher Angewandte Physik. Teubner, 1994.

[27] Dow, J. D. und D. Redfield: *Electroabsorption in Semiconductors: The Excitonic Absorption Edge*. Physical Review B, 1(8):3351–3358, 1970.

[28] Miller, D. A. B., D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood und C. A. Burrus: *Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures*. Physical Review B, 32(2):1043–1060, 1985.

[29] Hirlimann, C.: *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*, Kapitel 2, Seite 49. Springer Verlag, 1998.

[30] Uskov, Alexander V., J. R. Karin, Radhakrishnan Nagarajan und J. E. Bowers: *Dynamics of Carrier Heating and Sweepout in Waveguide Saturable Absorbers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1(2):552–561, Juni 1995.

[31] Gopinath, Juliet. Massachusetts Institute of Technology, USA. Persönliche Mitteilung.

[32] Weber, H.-G.: *Optische Kommunikationstechnik*, Kapitel 16, Seiten 572–574. Springer Verlag, 2002.

[33] Oxenløwe, Leif Katsuo: *Optical signal processing with semiconductor components*. Ph. D. thesis, Research Center COM, The Technical University of Denmark, 2002.

[34] Skovgaard, Peter M. W. und Kresten Yvind. GiGA Aps - an Intel Company, Dänemark. Persönliche Mitteilung.

[35] Horikawa, Hideaki: *Oki Electroabsorption Modulators*. Vortrag, Juli 2001. Oki Electric Industry Co., Ltd, Japan, Optical Components.

[36] Ludwig, R., S. Diez, A. Ehrhardt, L. Küller, W. Pieper und H. G. Weber: *A Tunable Femtosecond Modelocked Semiconductor Laser for Applications in OTDM Systems*. IEICE Transactions on Electronics, E81-C(2):140–145, 1998.

[37] Hilliger, E., V. Marembert, C. Schubert, H. G. Weber, K. Yvind und J. Hanberg: *Improved Electroabsorption Demultiplexer by Tandem-Arrangement with Semiconductor Optical Amplifier*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, Seiten 742–743, Anaheim, CA, USA, März 2002. Paper ThGG92.

[38] Hilliger, E., J. Berger, H. G. Weber, K. Yvind, P. M. W. Skovgaard und J. Hanberg: *The cascaded amplifier and saturable absorber (CASA) all-optical switch*. In: *Proc. Photonics in Switching (PS)*, Santa Barbara, CA, USA, 2001.

[39] Marembert, Vincent: *Elektrooptisch gesteuerter Sättigbarer-Absorber-Schalter: Charakterisierung und Anwendungen*. Diplomarbeit, Ecole Nationale Supérieure de Physique de Marseille, 2001.

[40] Hilliger, E., V. Marembert, S. Ferber, M. Kroh, J. Berger, H. G. Weber und B. Schmauss: *EAM with Improved Switching Performance by Self Cascading*. In: *Proc. Optical Fiber Communications (OFC)*, 2003. Paper TuP2.

[41] Agrawal, Govind P.: *Nonlinear Fiber Optics*, Kapitel 3, Seiten 72–73. Academic Press, 3. Auflage, 2001.

[42] Weber, H. G., R. Ludwig, C. Schmidt, C. Schubert, J. Berger, E. Hilliger, M. Kroh, V. Marembert, C. Boerner, S. Ferber und H.J. Ehrke: *160 Gbit/s TDM-Transmission Technology*. In: *Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, 2002. Invited paper 2.1.1.

[43] Sala, Kenneth L., Geraldine A. Kenney-Wallace und Gregory E. Hall: *CW Autocorrelation Measurements of Picosecond Laser Pulses*. IEEE Journal of Quantum Electronics (JQE), QE-16(9):990–996, 1980.

[44] Derickson, D. J., P.A. Morton, J.E. Bowers und R.L. Thornton: *Comparison of timing jitter in external and monolithic cavity mode-locked semiconductor lasers*. Applied Physics Letters (APL), 59(26):3372–3374, 1991.

[45] Toptchiyski, G., S. Randel, K. Petermann, S. Diez, E. Hilliger, C. Schmidt, R. Ludwig und H.G. Weber: *Evaluation of the Demultiplexing Performance of All-Optical Switches.* In: *Proc. Combined COST266/267 Workshop on Optical Signal Processing in Photonic Networks*, Seiten 43–45, Berlin, April 2000.

[46] Schubert, C., J. Berger, E. Hilliger, H. G. Weber, G. Toptchiyski, S. Randel und K. Petermann: *All-Optical Switching Using Gain-Transparent Semiconductor Optical Amplifiers.* In: *Nonlinear Guided Waves and Their Applications (NLGW)*, Seiten 23–25, 2001.

Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. H. J. Eichler für seine Betreuung danken, die mir ermöglichte, diese Arbeit an der Technischen Universität Berlin anzufertigen.

Herrn Prof. Dr. H.-G. Weber danke ich für die kompetente und freundliche Betreuung meiner Arbeit am Heinrich-Hertz-Institut. Er hat mich stets in den verschiedensten Belangen sehr hilfsbereit und unkompliziert unterstützt und durch seine aufmunternde Art ein angenehmes Klima geschaffen.

Herrn Prof. Dr. Peter Zimmermann möchte ich für seine Bereitschaft danken, sich für dieses Promotionsverfahren zur Verfügung zu stellen.

Ganz besonders danke ich Vincent Marembert, dessen konstruktive und fröhliche Art mir bei vielen Experimenten und Diskussionen das Vorankommen erleichtert hat.

Mein aufrichtigster Dank gilt allen Kollegen in der Arbeitsgruppe Weber für die sehr gute Zusammenarbeit. Die durch Hilfsbereitschaft geprägte freundliche Atmosphäre hat die Arbeit sehr angenehm gestaltet. Namentlich möchte ich mich sehr herzlich bedanken bei Jörn Berger, Marcel Kroh, Sebastian Ferber, Colja Schubert, Stefan Diez, Carsten Schmidt, Christof Börner, Erik Dietrich, Lothar Küller, Reinhold Ludwig, Uwe Feiste, Andre Grede, Hans-Jürgen Ehrke und Herbert Knupke.

Für die unschätzbare Hilfe durch die Bearbeitung und Bereitstellung der verwendeten Proben danke ich Reiner Türck, Frank Fidorra, Ronald Kaiser und Bernd Hüttl aus dem Hause und Peter Skovgaard, Kresten Yvind und Jesper Hanberg von der Firma GiGA in Dänemark.

Ein besonders herzlicher Dank richtet sich an Leif Oxenløwe, der als Gastwissenschaftler vom COM Center in Dänemark für vier Monate in unserer Arbeitsgruppe war, für die enge Zusammenarbeit und den interessanten Austausch weit über das Fachliche hinaus.

Für die vielen produktiven Stunden bei gemeinsamen Experimenten oder anregenden Diskussionen möchte ich mich weiterhin bedanken bei Tsuyoshi Yamamoto von den Fujitsu Laboratories in Japan, Francis Romstad und Sune Højfeldt vom COM Center in Dänemark, Bernhard Schmauß von Lucent Technologies in Nürnberg, Georgi Toptschiski vom Fachbereich Elektrotechnik der Technischen Universität Berlin, Christian Knöll, Georgi Onitschukov und Zoltan Bakony von der Friedrich-Schiller-Universität in Jena, Karsten Schuh von Alcatel SEL in Stuttgart und Juliet Gopinath vom Massachusetts Institute of Technology in den USA.

Dem Verein der Freunde des Heinrich-Hertz-Institutes und der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.