

# Entwicklung eines Laser Seitenband Spektrometers für extrem breitbandige Frequenzanalyse

Inaugural-Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität zu Köln



vorgelegt von  
**Frank Schlöder**  
aus Dormagen

Köln 2006

Berichterstatter: Prof. Dr. R. Schieder  
Prof. Dr. S. Schlemmer

Tag der letzten mündlichen Prüfung: 12. Juli 2006

# Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung . . . . .	1
Abstract . . . . .	3
<b>1 Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2 Das Laser-Seitenband Spektrometer</b>	<b>9</b>
2.1 Laser . . . . .	12
2.2 Laserstrahl-Koppler . . . . .	14
2.3 Erbium-dotierter Faser-Verstärker . . . . .	16
2.4 Glasfaser-Kollimator . . . . .	21
2.5 Etalon . . . . .	22
2.6 Abbildungsoptik . . . . .	22
2.7 Detektor . . . . .	24
<b>3 Theoretische Betrachtungen</b>	<b>27</b>
3.1 Etalon . . . . .	27
3.1.1 Ausleuchtung des Etalons . . . . .	30
3.1.2 Etalon Durchmesser . . . . .	32
3.1.3 Etalons in Serie . . . . .	36
3.1.4 Walk-off . . . . .	38
3.1.5 Walk-off Simulation . . . . .	41
3.1.6 Fazit . . . . .	52
3.2 Modulatoren . . . . .	53
3.3 Integrierte Optik . . . . .	53
3.4 Modulatoren, Schalter . . . . .	55
3.5 Phasen-Modulator . . . . .	57
3.6 Amplituden-Modulator . . . . .	61
<b>4 Photonstatistik</b>	<b>65</b>
<b>5 Justierung</b>	<b>69</b>
5.1 Zylinderlinse . . . . .	69
5.2 Etalon . . . . .	71
<b>6 Messungen</b>	<b>75</b>
6.1 Aufbau mit dem Phasenmodulator . . . . .	75

6.1.1	Bandpass . . . . .	76
6.2	Filterkurve mit zwei Etalons in Serie . . . . .	77
6.3	Aufbau mit dem Amplitudenmodulator . . . . .	80
6.4	Filterkurve mit einem Etalon . . . . .	82
<b>7</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>85</b>

# Zusammenfassung

Sowohl in der Radioastronomie als auch in der Atmosphärenforschung gibt es einen Bedarf für breitbandige Spektrometer mit einer Bandbreite von bis zu 10 GHz und einer moderaten Auflösung.

In der Radioastronomie wurde durch die stete Weiterentwicklung der Heterodynempfängssysteme der THz-Bereich für die Beobachtung zugänglich. Dies erfordert bei zahlreichen Beobachtungen, z. B. des galaktischen Zentrums, breitbandige Spektrometer, da die Geschwindigkeitsverteilung von Molekül- und Atomlinien in diesen turbulenten Gebieten sehr hoch ist. Die Auflösung des Spektrometers kann dabei in einen Bereich von 50-100 MHz liegen.

Auch in der Atmosphärenforschung werden breitbandige Spektrometer benötigt, um die vollständige Information aus den Flügeln der druckverbreiterten Linienprofile zu gewinnen.

Ziel dieser Arbeit war es daher ein Spektrometer zu entwickeln, das die Möglichkeit einer breitbandigen Frequenzanalyse bietet. Dies wird durch die Modulation eines Lasers mit einem externen Phasenmodulator möglich. Der Phasenmodulator kann das Laserlicht mit Frequenzen über 10 GHz modulieren. Zur Frequenzanalyse der so erzeugten Seitenbänder dient ein Fabry-Perot Etalon. Durch die Ausleuchtung des Etalons mit einer Zylinderlinse konnte erreicht werden, dass das vom Etalon erzeugte Ringsystem auf eine Zeile transformiert wird. Dies ermöglicht eine effiziente Ausnutzung des Signallichts.

Um die Eigenschaften des in dieser Arbeit entwickelten Spektrometers zu charakterisieren und die Ausleuchtung des Etalons zu optimieren wurde ein Simulationsprogramm entwickelt.

Mit Hilfe der Simulation ist es möglich eine Aussage über die Mindestgröße der Apertur des Etalons zu treffen, um die „walk-off“ Verluste zu reduzieren. Es konnte zudem an Hand der Simulation gezeigt werden, welchen Einfluss die Ausleuchtung des Etalons auf die Auflösung und Intensitätsverteilung über das gesamte Band hat. Im Rahmen der experimentellen Untersuchung konnten die gefundenen Ergebnisse durch Messungen weitestgehend bestätigt werden.

Zum Abschluss dieser Arbeit wird eine mögliche Weiterentwicklung, sowie neue Komponenten für das Laser-Seitenband-Spektrometer vorgestellt.



# Abstract

Recent technological developments have significantly improved the sensitivity of high frequency heterodyne receivers, which now allow efficient astronomical observations at frequencies of 1 THz and above. Typical targets for these high frequency observations include the galactic center as well as extra galactic sources, where atomic and molecular transitions are largely broadened in turbulent regions.

Observations at frequencies above a few THz often require a new class of back-ends, that provide a high instantaneous bandwidth of more than 5 GHz at moderate resolutions of a few hundred to a thousand frequency pixels. Also measurements in the earth's atmosphere will largely benefit from a high bandwidth device that covers the broadened lines from different altitudes.

In this thesis I have developed the prototype for a new type of spectrometer, that can fulfill most of the requirements of THz astronomy and atmospheric research.

The system is based on the side-band detection of phase modulated laser light: the intermediate frequency (IF) from the receiver (range up to 10 GHz) is fed to a commercial phase modulator. The modulated laser is passed through a Fabry Perot Interferometer (FPI) and then detected on a CCD. For properly matched optics, the FPI produces a ring system that contains all the spectral information of the IF input signal.

The performance of the developed spectrometer depends heavily on the optical setup and parameters of its components. The overall bandwidth is defined by the phase-modulator as well as the length of the FPI, the resolution is defined by the diameter, the optical quality, and the illumination of the FPI. The sensitivity of the system is limited by the noise characteristics of the CCD and by successful carrier suppression.

To characterize the performance of the spectrometer, a ray-tracing software has been developed, that simulates the electro-magnetic field distribution in the FPI, taking into account various effects like refraction, walk-off losses and optical quality of the components.

The results of the simulations match well the measured spectra and can explain oscillations and other side effects observed in the spectrometer. Furthermore, one can now systematically analyze the system for a given FPI, and optimize the performance by searching the best laser beam parameters and illumination of the FPI. The results can also be used to define the requirements on the optical components for future developments.





# 1 Einleitung

Die Erforschung des Millimeter und Submillimeterbereichs nimmt in der Astrophysik weltweit einen wichtigen Platz ein. Am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln werden nicht nur die für diesen Frequenzbereich nötigen Empfänger entwickelt und gebaut, sondern auch die für die Frequenzanalyse notwendigen Spektrometer. Die hier am Institut entwickelten Spektrometer sind sogenannte akusto-optische Spektrometer (AOS). Neben diesen Spektrometertyp gibt es die Autokorrelatoren und Filterbänke.

Man unterscheidet zwischen digitalen und analogen Autokorrelatoren. Beide Arten nutzen dabei den mathematischen Zusammenhang, dass das Leistungsspektrum eines Signals der Fouriertransformierten der Autokorrelationsfunktion entspricht. Digitale Autokorrelatoren können kompakt gebaut werden und besitzen ein einfaches Timing. Zudem kann die Auflösung und Bandbreite flexibel eingestellt werden. Die Schwierigkeit bei diesem Spektrometertyp ist die benötigte digitale Technologie. Das Eingangssignal muss, nach dem Nyquist-Theorem, mit doppelter Frequenz abgetastet werden. Für große Bandbreiten steht zur Zeit die benötigte Rechenleistung nicht zur Verfügung.

Beim analogen Autokorrelator muss ebenfalls mit doppelter Frequenz der maximalen Signalfrequenz abgetastet werden. Zur Digitalisierung eines breitbandigen Signals, mit entsprechender Auflösung, stehen zur Zeit aber keine schnellen Analog-Digital Konverter zur Verfügung.

Die Filterbank ermöglicht es, Signale mit großen Bandbreiten zu analysieren. Dabei wird für jeden einzelnen Frequenzkanal ein Filter mit der entsprechenden Mittenfrequenz, ein Detektor mit quadratischer Kennlinie und ein Integrator verwendet. Der Vorteil einer Filterbank ist, bei Verwendung von rauscharmen Detektoren, der große Dynamikbereich. Technisch schwierig ist es für große Bandbreiten identische Filter und Detektoren zu fertigen.

Beim akusto-optischen Spektrometer wird das zu analysierende HF-Signal mittels eines piezoelektrischen Transducers in eine interne Spannung umgewandelt und mechanisch an einen Kristall (Bragg-Zelle) gekoppelt. Dabei breitet sich im Kristall eine Ultraschallwelle aus, die zu periodischen Dichteschwankungen führt und somit periodische Brechungsindexänderungen zu Folge hat. An diesem so erzeugten Phasengitter wird das einfallende Laserlicht in Abhängigkeit von der Frequenz gebeugt und mit einem CCD<sup>1</sup> nachgewiesen.

---

<sup>1</sup>Charge Coupled Device

Bei allen Spektrometertypen lässt sich die Auflösung und Bandbreite über einen gewissen Bereich den jeweiligen Anforderungen anpassen. Typische Kenngrößen dieser Spektrometertypen sind in Tabelle 1.1 gegenübergestellt.

Spektrometertyp	Bandbreite	Auflösung
Digitaler Autokorrelator	$\approx 2$ GHz	$\approx 1$ MHz
Analoger Autokorrelator	$\approx 3,6$ GHz @ $\Delta P = 6$ dB	$\approx 33$ MHz
Filterbank	beliebig	beliebig
WBS (AOS) für HERSCHEL/HIFI	$\approx 4 \cdot 1$ GHz	$\approx 1$ MHz
BAOS (AOS)	$\approx 3$ GHz	$\approx 2$ MHz

Tabelle 1.1: Spektrometertypen

Bei den oben beschriebenen Techniken ist jedoch die Bandbreite aus technischen oder praktischen Gründen auf  $< 4$  GHz beschränkt.

Die stete Weiterentwicklung von Empfängern eröffnet den Astronomen einen Frequenzbereich über 1 THz hinaus. Dieser Bereich ist dahingehend interessant, da einige wichtige Moleküllinien in diesem Frequenzbereich liegen, die sowohl in sehr turbulenten Regionen, bei extragalaktischen Quellen, als auch im Zentrum unserer Galaxie gemessen werden. Das Profil der Linien ist gerade in diesen Regionen durch die großen auftretenden Geschwindigkeiten der Moleküle sehr verbreitert.

Dies erfordert Spektrometer mit Bandbreiten von mehr als 4 GHz, damit das vollständige Profil und insbesondere die Flügel der Linien detektiert werden können.

Breitbandige Spektrometer sind ebenfalls für die Atmosphärenforschung sehr interessant, da die Moleküllinien bei Beobachtung durch mehrere Atmosphärenschichten stark druckverbreitert sind. Um Aussagen z. B. über die Temperatur oder die Häufigkeit der Moleküle treffen zu können, muss das gesamte Profil der Linie bekannt sein.

Um den Forderung nach ständig wachsender Bandbreite gerecht zu werden, wird in dieser Arbeit eine neuer Spektrometertyp vorgestellt und charakterisiert. Um die große Bandbreite zu erreichen wird die Phase eines Lasers mit Hilfe eines Modulators moduliert. Die Frequenzanalyse der erzeugten Seitenbänder erfolgt dann mit Hilfe eines Fabry-Perot Etalons. Der verwendete Modulator ist ein kommerziell erhältliches Bauteil mit 10, 20 oder 40 GHz Modulationsbandbreite. Hauptsächlich werden diese Modulatoren in der Nachrichtentechnik zur Datenübertragung in Glasfasern eingesetzt.

Die Bandbreite, die mit dieser Methode erzielt werden kann liegt somit über 10 GHz. Die Frequenzauflösung hängt vom freien Spektralbereich und von der Finesse des Fabry-Perot Etalons ab.

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist der Aufbau und die Charakterisierung des Laser-Seitenband-Spektrometers. Der Aufbau und die einzelnen Komponenten werden im Kapitel 2 beschrieben. Um die Eigenschaften des im Rahmen dieser Arbeit

entwickelten Spektrometers zu untersuchen, wurden eine Reihe von Tests durchgeführt und verschiedene Aufbauten getestet. Zusätzlich wurde ein Simulationsprogramm entwickelt, das es ermöglichte die die Ausleuchtung des Etalons zu optimieren. Die Ergebnisse werden im Kapitel 6 präsentiert und mit den aus Simulationen gewonnenen Daten verglichen.

Im letzten Kapitel werden dann ergänzende und neue Komponenten für das Laser-Seitenband-Spektrometer vorgestellt und ein Ausblick auf zukünftige Weiterentwicklungen gegeben.



## 2 Das Laser-Seitenband Spektrometer

Alles sollte so einfach wie möglich gemacht werden, aber nicht einfacher.

(A.Einstein)

In diesem Kapitel wird der Aufbau, die prinzipielle Funktionsweise und die erforderlichen Komponenten des Laser-Seitenband-Spektrometers beschrieben. Im nachfolgenden Kapitel wird die Theorie und die Funktionsweise der wichtigsten Komponenten dargestellt.

Wie in der Einleitung erläutert, werden Spektrometer mit einer großen Bandbreite in naher Zukunft für die Beobachtung im THz-Bereich immer wichtiger. Das Laser-Seitenband-Spektrometers stellt eine Möglichkeit zur Realisierung eines solchen breitbandigen Spektrometers dar. Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des Spektrometers mit CCD-Zeilenkamera, Abbildungsoptik, Etalons und Kollimationsoptik. Der Amplitudenmodulator befindet sich zusammen mit dem Laser im schwarzen Gehäuse.

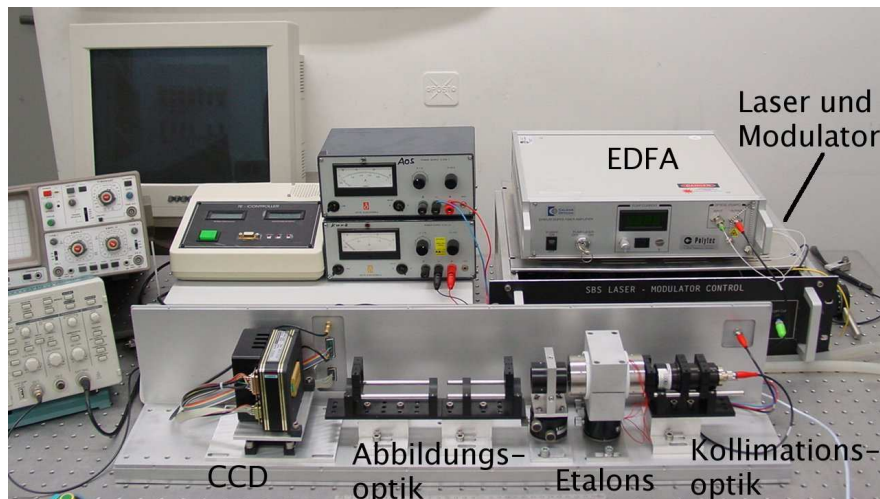


Abbildung 2.1: Aufbau des Laser-Seitenband-Spektrometers. Im Vordergrund sind CCD-Zeilenkamera, Abbildungsoptik, Etalons und Glasfaserkollimationsoptik zu sehen. Im Hintergrund Lichtverstärker (EDFA) und Gehäuse für Laser und Modulator.

Die große Bandbreite des Laser-Seitenband-Spektrometers wird durch den Einsatz eines Phasenmodulators ermöglicht. Dabei nutzt man die durch die Phasenmodulation des Lasers auftretenden Seitenbänder für die Frequenzanalyse aus. Die Modulatoren werden mit Bandbreiten von über 40 GHz standardmäßig im Telekommunikationsbereich eingesetzt. Dort dienen sie vor allem dazu, hohe Datenraten optisch zu übertragen. Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise und des internen Aufbaus eines Modulators findet man im Kapitel 3.2.

Eine direkte Modulation des Lasers mit Frequenzen über 2 GHz ist aufgrund der Struktur der Laserdioden nicht möglich [13], [7]. Mit neuartigen senkrecht zur Oberfläche emittierende Laser (VCSEL<sup>1</sup>) ist eine Modulation von bis zu 10 GHz zwar möglich, jedoch besitzen sie bei höheren Leistungen ( $> 10 \text{ mW}$ ) kein Singlemodeverhalten. Standardmäßig werden heute sowohl Phasen- als auch Amplitudenmodulatoren verwendet. Der einfachste Aufbau eines Amplitudenmodulator besteht dabei aus einem Phasenmodulator, der sich zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren befindet.

Bei der Modulation eines Signals ist die eigentliche Information in den Seitenbändern enthalten. Da bei der Frequenzanalyse mit einem Fabry-Perot Etalon der Träger sehr viel zum Untergrund beiträgt und das Signal zu Rauschverhältnis soweit reduziert, dass das Seitenbandsignal nicht mehr vom Untergrund unterschieden werden kann, muss der Träger unterdrückt werden. Hierzu wurde ein interferometrischer Aufbau (Mach-Zehnder Interferometer) gewählt (Abb. 2.2).

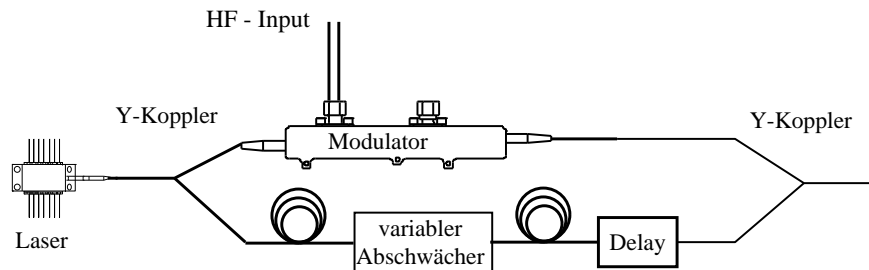


Abbildung 2.2: Aufbau mit Phasenmodulator und Mach-Zehnder Interferometer. Zur Intensität und Phasenanpassung sind ein variabler Abschwächer und eine „delay-Line“ integriert.

Das Laserlicht wird hierzu über einen Y-Koppler in zwei Glasfasern bei gleichen Intensitäten aufgeteilt und über einen zweiten Y-Koppler zur Interferenz gebracht. Dabei befindet sich in einem Interferenzarm der Phasenmodulator während im anderen ein variabler Abschwächer zur Intensitätsanpassung und eine „Delay-Line“ zur Weglängenanpassung integriert ist. Die Anpassung der Polarisation wird durch geeignete geometrische Anordnung der Glasfaser erreicht. Die Stabilität dieses externen Aufbaus erweist sich als äußerst kritisch und schwierig. Die Intensitätsanpassung lässt sich mit einem Regelkreis stabilisieren, jedoch kann eine Temperaturstabilisierung ( $\pm 0,5^\circ \text{ C}$ )

<sup>1</sup>Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser

des gesamten Interferometeraufbaus so nicht sichergestellt werden. Mit entscheidend hierfür ist die Länge der beiden Interferenzarme von ca. 1,5 m, die durch die Länge der Glasfaser der beiden Y-Koppler vorgegeben ist.

Eine Weiterentwicklung der kommerziell erhältlichen Modulatoren integriert einen Phasenmodulator zusammen mit einem Mach-Zehnder Interferometer in einem Bauteil. Durch diese integrierte Struktur erhält man einen Amplitudenmodulator. Verwendet man diesen Typ von Amplitudenmodulator, so kann das extern aufgebaute Interferometer entfallen und die Amplituden- und Phasenanpassung ist intrinsisch gegeben. Die Unterdrückung des Trägersignals wird dabei durch geeignete Wahl des Arbeitspunktes des Amplitudenmodulators erreicht.

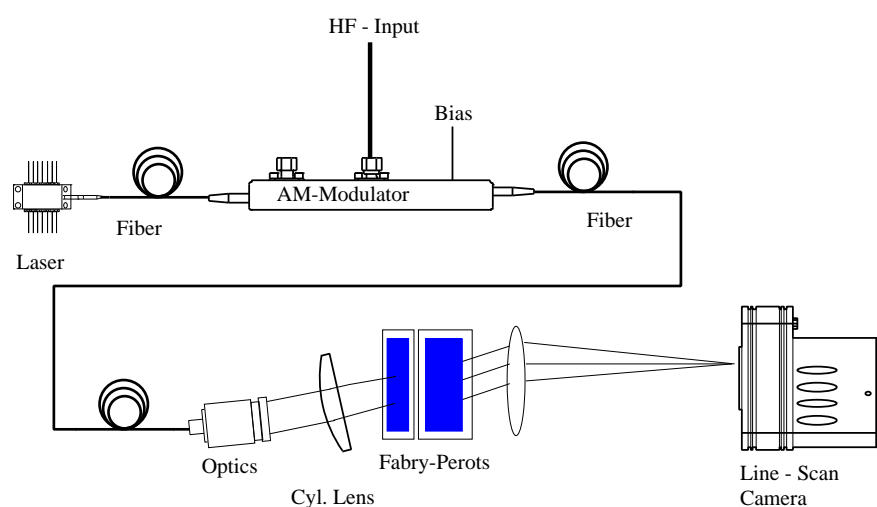


Abbildung 2.3: Skizze des Laser-Seitenband-Spektrometers mit Amplitudenmodulator.

Abbildung 2.3 zeigt eine Skizze des Aufbaus des Laser-Seitenband-Spektrometers mit dem Amplitudenmodulator und zwei Etalons in Reihe. Die weiteren Komponenten des Laser-Seitenband-Spektrometers werden in den nachfolgenden Kapitel einzeln beschrieben. Auf die Phasenmodulation wird im Kapitel 3.2 über die Theorie zu den Modulatoren genauer eingegangen.

## 2.1 Laser



Abbildung 2.4: *Optisches Bild des DFB-Laser.*

Der verwendete Laser ist ein „Distributed Feedback Laser“ (DFB-Laser) Typ 1905 LMI von Alcatel. Dieser zeichnet sich vor allem durch eine kleine Linienbreite ( $< 5$  MHz) aus. Im Lasermodul integriert ist zusätzlich ein optischer Isolator, um Rückreflexionen aus der Glasfaser zu unterdrücken und somit die Stabilität des Lasers zu erhöhen. Tests mit einem externen Isolator hinter dem Lasermodul haben gezeigt, dass keine weitere Verbesserung zu erreichen ist. Daher ist ein zusätzlicher externer Isolator nicht nötig.

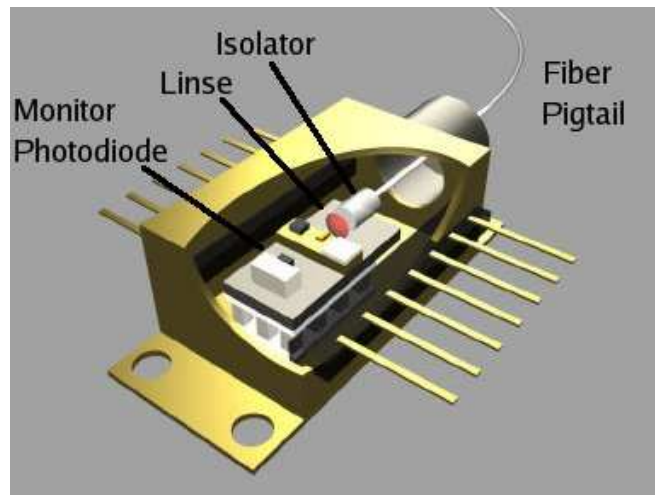


Abbildung 2.5: *Integrierte Komponenten des eingesetzten DFB-Lasers. Monitor Photodiode zur Leistungskontrolle, Isolator zur Unterdrückung von Rückreflexionen und Linse zur Einkoppelung in die Glasfaser.*

Die wichtigsten Kenngrößen des Lasers sind in der Tabelle 2.1 aufgeführt.

Zur Frequenzstabilisierung des Laser ist im Lasermodul ebenfalls ein Peltierelement mit Regelung integriert. Die experimentellen Untersuchungen zeigten jedoch, dass die



Ausgangsleistung	10 - 30 mW
Strom bei 10 mW	100 mA
Strom bei 20 mW	190 mA
Strom bei 30 mW	260 mA
Wellenlänge	1554 nm
Linienbreite	< 5 MHz
Seitenmoden- unterdrückung	35 dB
Wellenlängen- zu Temperaturänderung	< 0,5pm/°C

Tabelle 2.1: Kenngrößen des Alcatel 1905 LMI DFB-Lasers.

Peltier-Stabilisierung zu große Intensitätsschwankungen nach sich zog, weshalb der Laser auf eine Durchflussplatte montiert wurde, die von einem Kühlsystem auf konstanter Temperatur ( $\Delta T = \pm 0,1^\circ\text{C}$ ) gehalten wird.

## Laserstabilität

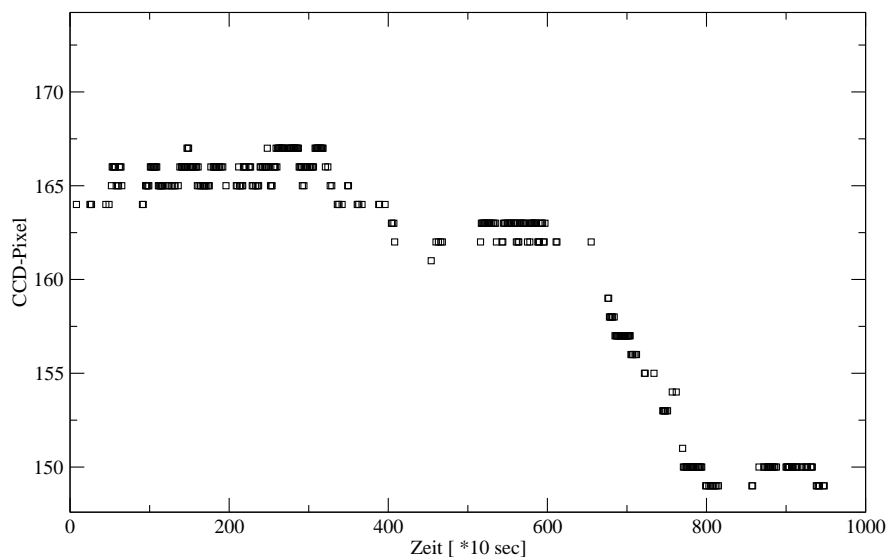


Abbildung 2.6: Laserstabilität mit externer Temperaturstabilisierung.

Die Frequenzstabilität wurde mit Hilfe des Etalons untersucht. Dazu wurde das Etalon unter einen Winkel ausgeleuchtet und das Maximum eines Fringes über mehrere Stunden protokolliert (Abbildung 2.6). Man erkennt, dass die Frequenz über einen längeren Zeitraum nicht stabil ist. Die Verschiebung des Maximums um 15 CCD-Pixel entspricht mit der verwendeten Abbildungsoptik  $\approx 400$  MHz. Die Ursache dieser Schwankungen kann sowohl der Laser, als auch thermische Ausdehnung des Etalons sein. Es kann abgeschätzt werden, dass die thermische Ausdehnung dieses Etalons bei

einer Temperaturänderung von 1° Celsius für die Frequenzänderung nicht ausreicht. Eine maximale Temperaturänderung von einem Grad Celsius kann angenommen werden, da das Etalon im geschlossenen und temperaturstabilisierten Gehäuse montiert war. Somit werden die Schwankungen allein vom Laser verursacht. Die Schwankungen können im allgemeinen durch eine externe Stromregelung kompensiert werden. Andererseits stehen auch Laser im Spektralbereich von 1,5  $\mu\text{m}$  z. B. von Avanex zur Verfügung, die eine integrierte Frequenzkontrolle enthalten. Dieses sinusförmige Regelsignal kann direkt zur Stromregelung verwendet werden.

Da die Polarisationsrichtung für die Ankoppelung an den Modulator wichtig ist, müssen beim Laser-Seitenband-Spektrometer polarisationserhaltende Singlemodefasern<sup>2</sup> verwendet werden (s. Kapitel 3.2). Eine Standard Singlemodefaser transportiert alle Polarisationsrichtungen, sodass linear polarisierte Laserstrahlung am Ende der Glasfaser depolarisiert ist. Polarisationserhaltende Singlemodefasern führen die eingekoppelte Laserstrahlung in zwei senkrecht aufeinander stehenden Vorzugsrichtungen, der „schnellen“ und der „langsamen“ Achse, mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Die entkoppelten Vorzugsrichtungen entstehen durch Doppelbrechung, die durch spannungserzeugende Strukturen innerhalb des Fasermantels erzeugt wird.

Die langsame Achse steht parallel zum Spannungsfeld und wird wegen geringer Biegeempfindlichkeit standardmäßig eingekoppelt. Der Steckerindex ist auf die langsame Achse ausgerichtet. Linear polarisierte Strahlung, die nicht genau auf eine der beiden Achsen eingekoppelt wird, ist aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten am Ende der Faser elliptisch polarisiert [4].

Verbindet man zwei Glasfaserenden mit Hilfe eines Laserstrahl-Kopplers oder eines Fasersteckers, so muss man sicherstellen, dass beide Steckerindizes auf die langsame Achse ausgerichtet sind. Da die Glasfaserstecker fertig konfektioniert sind, muss dies beim Kauf mitberücksichtigt werden.

## 2.2 Laserstrahl-Koppler

Der Laserstrahl-Koppler ist kommerziell erhältlich und ermöglicht eine effiziente und rückwirkungsfreie Einkoppelung eines kollimierten Laserstrahls in einen Singlemode-Lichtwellenleiter.

Dieser Koppler dient dazu, zwei Glasfaserkabel mit unterschiedlicher Steckerkonfiguration miteinander zu verbinden. Insbesondere, wenn eine Singlemodefaser mit FC/APC-Stecker<sup>3</sup> und eine Singlemodefaser mit einfachen FC/PC-Stecker<sup>4</sup> verbun-

<sup>2</sup>Eine polarisationserhaltende Singlemodefaser bezeichnet man als PM-Faser.

<sup>3</sup>Beim APC („Angled Physical Contact“) Stecker ist die Steckerendfläche gekrümmt und winklig zur Faserachse (8°-Schliff), wodurch Rückreflexion von den Steckerendflächen nicht auftreten.

<sup>4</sup>Ein PC-Stecker („Physical Contact“) hat eine gekrümmte Endfläche, sodass sich beim Verbinden nur die Glasfaserkernflächen berühren.

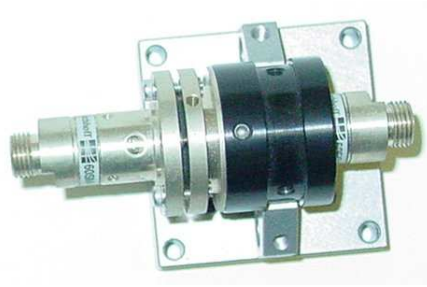


Abbildung 2.7: Laserstrahl-Koppler

den werden müssen. Dabei kommt es auf eine effiziente Ein- und Auskoppelung des Lichts an, was durch diesen Koppler erreicht wird.

Zur direkten Verbindung zweier FC/APC-Stecker dient die Faserkupplung (Abb. 2.8).



Abbildung 2.8: Verbindung eines FC/APC Faserstecker auf FC/APC Faserstecker.

Sie ermöglicht das die Glasfaserkerne präzise aufeinander ausgerichtet sind, um Verluste insbesondere durch einen transversalen Versatz zu vermeiden (vgl. Abb. 2.9).

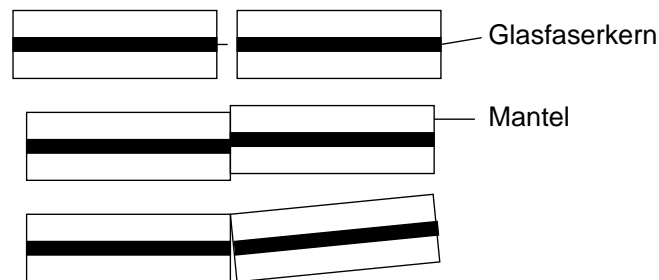


Abbildung 2.9: Verluste beim Verbinden von Glasfaserleitungen. Oben: endlicher Abstand; Mitte: transversaler Versatz; unten: Verkipfung.

Bei einem Kerndurchmesser von  $5 - 8 \mu\text{m}$  können Justierfehler von  $1 \mu\text{m}$  bedeutende Verluste verursachen, wobei die Verkipfung der Glasfaser die größten Verluste bewirken [17]. Um diese Verluste gering zu halten müssen entsprechend den Glasfasersteckern Kupplungen verwendet werden.

## 2.3 Erbium-dotierter Faser-Verstärker

Auf Grund des Prinzips des Laser-Seitenband-Spektrometers ist es erforderlich, dass die Intensität in den Seitenbändern maximiert wird. Dazu kann die Leistung des Lasers, oder die HF-Leistung am Modulator erhöht werden, oder die Lichtleistung am Ausgang des Modulators wird direkt mit einem Lichtverstärker verstärkt.

Die notwendige Laserleistung liegt bei über 50 mW. Ein DFB-Laser mit dieser Ausgangsleistung und Singlemodeverhalten ist zur Zeit nicht verfügbar. Würde ein Laser diese Anforderungen erfüllen, so wäre es für das Laser-Seitenband-Spektrometer sicherlich eine Option, da die HF-Leistung, die am Modulator angelegt werden kann, begrenzt ist. Bei zu großer HF-Leistung kommt man in den Bereich, in dem der Modulator nicht mehr linear arbeitet. Messungen mit einer HF-Leistung von 12-15 dBm zeigten im Spektrum Mischterme 2-ter und höhere Ordnung der Modulationsfrequenz (s. Abb. 2.10).

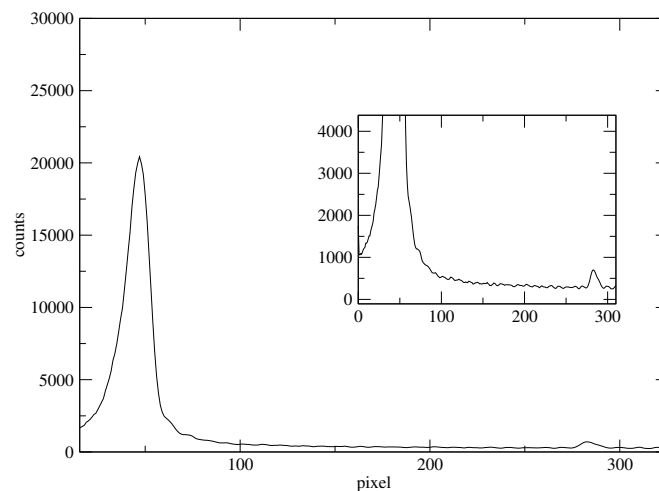


Abbildung 2.10: Auftreten von Mischtermen höhere Ordnung in den Seitenbändern bei einer HF-Leistung von 15 dBm.

Da die Leistung des eingesetzten Lasers nicht ausreicht, wurde in diesen Aufbau ein Lichtverstärker (EDFA<sup>5</sup>) eingesetzt.

Das Prinzip des Erbium-dotierten Faserverstärkers (EDFA) in seiner einfachsten Form ist in Abbildung 2.11 gezeigt. Eine mehrere Meter lange, mit Erbium dotierte Glasfaser ist über einen Y-Koppler mit dem Eingangssignal und einem Pumplaser verbunden. Der Y-Koppler ermöglicht es, dass die Erbium dotierte Glasfaser kontinuierlich von einem Laser bei 980 nm gepumpt werden kann, wodurch Ionen aus den Grundzustand in einen angeregten Zustand wechseln. Signallicht löst beim Eintritt in die Glasfaser stimulierte Emissionen aus und wird somit kohärent verstärkt [18].

<sup>5</sup> „erbium-doped fiber amplifer“

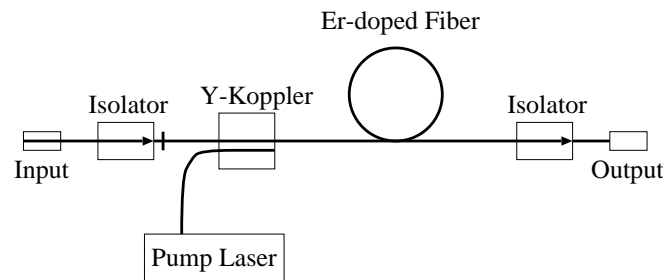


Abbildung 2.11: Schematischer Aufbau eines Erbium-dotierten Faserverstärkers (EDFA).

Die Verstärkung, die mit dem EDFA erreicht werden kann, hängt dabei von der Eingangsleistung und der Leistung des Pumplasers ab. In Tabelle 2.2, die dem Datenblatt entnommen wurde, ist die Ausgangsleistung bei verschiedenen Eingangsleistung aufgeführt, wobei der Pumpstrom maximal ist (488 mA).

Eingangsleistung [dBm]	Ausgangsleistung [dBm]	Verstärkung [dB]
-25	2.04	27.04
-20	6.9	26.9
-15	10.47	25.47
-10	13.22	23.22
-5	15.26	20.26
0	16.48	16.48
5	17.31	12.31

Tabelle 2.2: Verstärkung des Eingangssignals bei maximalen Pumpstrom von 488 mA.

Die Verstärkung durch den EDFA ist eine nichtlineare Funktion, wie in Abbildung 2.12 dargestellt.

Wegen der Nichtlinearität würde man den Verstärker im Aufbau vor den Modulator einsetzen, da dann die Nichtlinearität keine Auswirkungen hat. Abbildung 2.13 skizziert den Aufbau mit dem Einsatz des Verstärkers vor dem Modulator.

Der in diesem Aufbau eingesetzte Laser hat eine Ausgangsleistung von 10 bis 30 mW, d.h. das Eingangssignal für den EDFA liegt somit schon bei über 5 dBm. An Hand der Tabelle 2.2 erkennt man, dass bei diesen Eingangsleistungen der Verstärker die geringste Verstärkung hat. Man gewinnt somit nicht viel, was den Einsatz des EDFA vor dem Modulator nicht sinnvoll erscheinen lässt. Aus diesem Gesichtspunkt heraus ist es sinnvoller den EDFA nach dem Modulator einzusetzen. Abbildung 2.14 skizziert den Aufbau mit der Integration des EDFA nach dem Modulator.

Wenn man verlangt, dass die Nichtlinearität in der Verstärkung kleiner als 1% ist, dann darf die Eingangsleistung nur zwischen -25 und -20 dBm liegen (s.Tab. 2.2). Dies ist

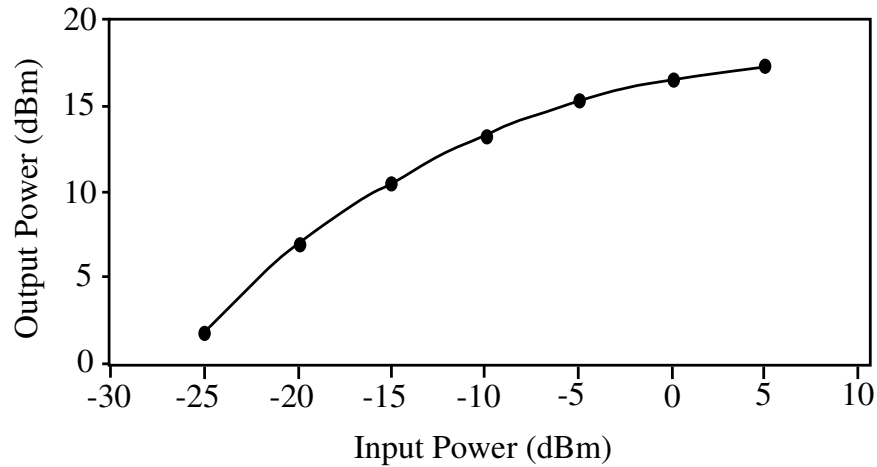


Abbildung 2.12: *Eingangsleistung zu Ausgangsleistung für 1550 nm und einem Strom von 488 mA.*

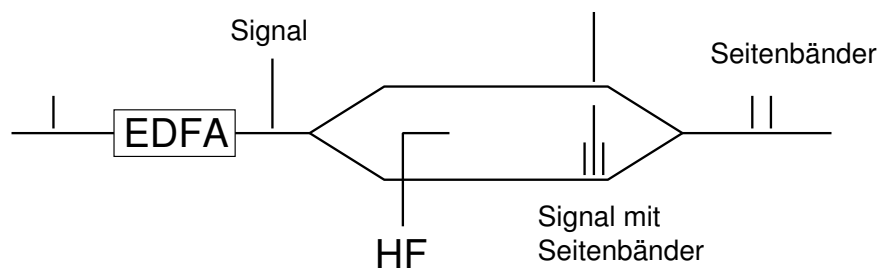


Abbildung 2.13: *Integration des EDFA vor dem Modulator. Dargestellt ist die Verstärkung des Trägersignals, die Erzeugung der Seitenbänder und die Interferenz mit dem Trägersignal.*

nach dem Amplitudenmodulator gewährleistet, da dann das Trägersignal unterdrückt ist und nur die Leistung der Seitenbänder entscheidend ist. Diese lässt sich direkt messen und liegt bei einer Modulationsleistung des Synthesizer von  $-5$  dBm bei  $-26$  bis  $-22$  dBm bei Modulationsfrequenzen von  $1 - 8$  GHz.

Eine wichtige Kenngröße des EDFA ist die „noise figure“ ( $F$ ). Sie gibt an um wie viel das Signal zu Rausch Verhältnis durch den Rauschbeitrag des Verstärkers verschlechtert wird und ist definiert als [4]

$$F = 10 \cdot \log \frac{S/N_{in}}{S/N_{out}}$$

wobei

$S/N_{in}$  = Signal zu Rauschverhältnis des Eingangssignals  
 und  $S/N_{out}$  = Signal zu Rauschverhältnis des Ausgangssignals ist.

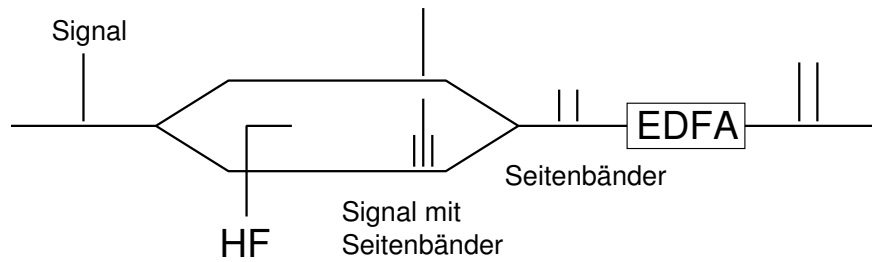


Abbildung 2.14: *Integration des EDFA nach dem Modulator. Dargestellt ist die Erzeugung der Seitenbänder, die Interferenz mit dem Trägersignal und die Verstärkung der Seitenbänder.*

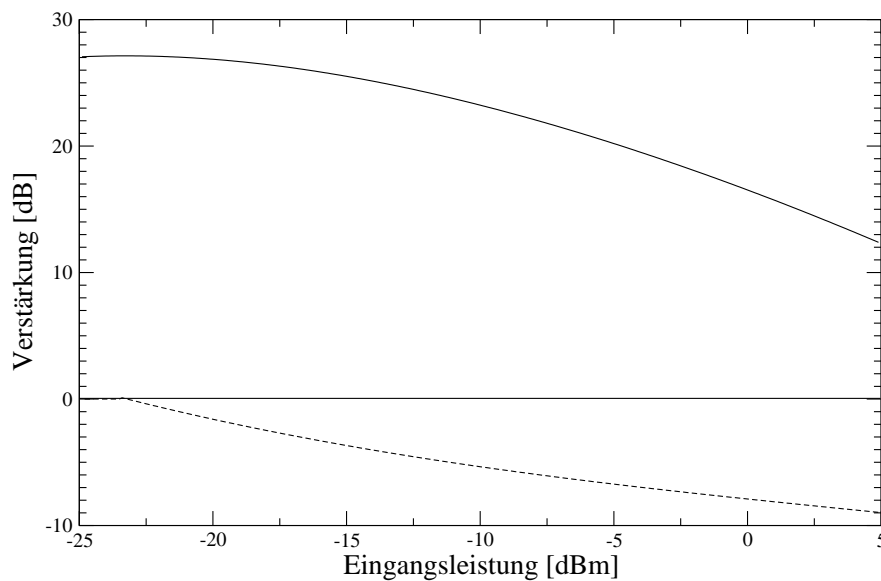


Abbildung 2.15: *Verstärkung des EDFA als Funktion der Eingangsleistung. Die gestrichelte Linie gibt die Abweichung zur linearen Verstärkung an.*

Die „noise figure“ als Funktion der Pumpstroms ist in Abbildung 2.16 dargestellt.

Der zusätzliche Rauschanteil im Ausgangssignal eines optischen Verstärkers rührt von der spontanen Emission im Laserverstärker her. Diesen bezeichnet man als ASE („amplified spontaneous emission“) [6]. Interferenz des ASE-Lichts mit dem Signallicht sorgt für Fluktuationen, die sich als Rauschen im Ausgangssignal des Verstärkers bemerkbar machen.

Es kann gezeigt werden, dass bei großer Verstärkung der Wert von  $F$  nur von den Besetzungszahlen der Laserniveaus abhängt [16], [7]:

$$F \simeq 2 \frac{N_2}{N_2 - N_1}$$

$N_2$  Besetzungszahl des oberen Niveaus

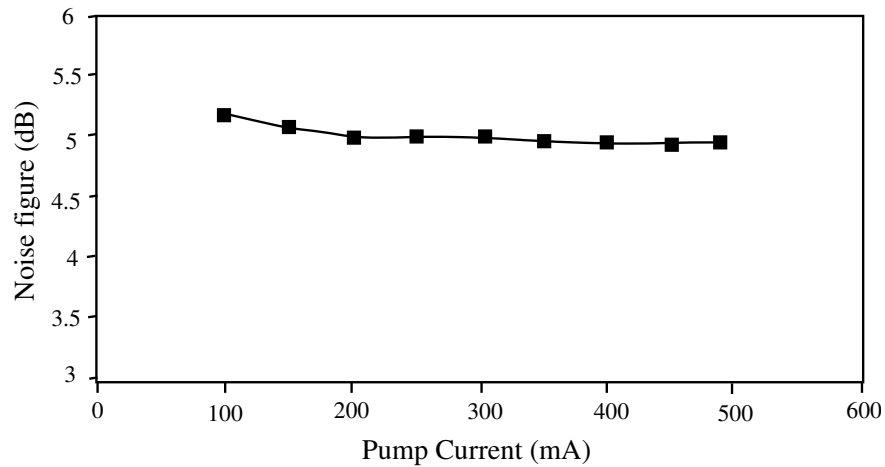


Abbildung 2.16: „noise figure“ als Funktion des Pumplaserstroms bei einem Eingangssignal von  $-5$  dBm und einer Wellenlänge von  $1550$  nm.

$N_1$  Besetzungszahl des unteren Niveaus

Wenn für die Besetzungszahlen  $N_2 \gg N_1$  gilt, dann hat  $F$  den kleinsten Wert von 2 (3 dB). Das bedeutet im günstigsten Fall verschlechtert sich das Signal zu Rauschverhältnis um den Faktor 2.

Der eingesetzte EDFA hat eine „noise figure“ von  $F = 5$  dB bei einem Pumpstrom von  $100 - 500$  mA, wodurch sich das Signal zu Rauschverhältnis um den Faktor  $\approx 3$  verschlechtert.



## 2.4 Glasfaser-Kollimator

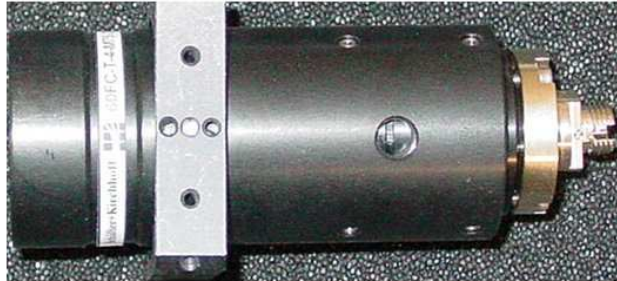


Abbildung 2.17: Glasfaser-Kollimationsoptik zur Strahlaufweitung.

Zur Auskoppelung des Lichts aus der Glasfaser und zur Strahlaufweitung dient ein Glasfaser-Kollimator mit einer Brennweite von 75 mm. Hierdurch wird ein kollimierter Laserstrahl mit einem Durchmesser von ca. 20 mm erreicht (Abb. 2.17 und 2.18).

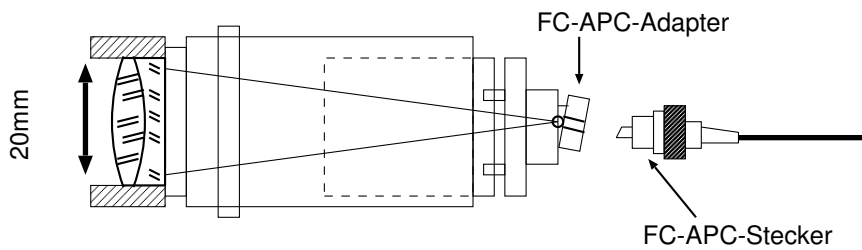


Abbildung 2.18: Skizze des Glasfaser-Kollimators mit einer Brennweite von 75 mm zur Strahlaufweitung und Kollimierung des aus der Glasfaser austretenden Lichts.

Die Strahlaufweitung ermöglicht so die volle Ausleuchtung der effektiven Apertur des Etalons.

## 2.5 Etalon

Die Abbildungen 2.19 und 2.20 zeigen die beiden Etalons zur Frequenzselektion. Alle Kenndaten der beiden Etalons und die Funktionsweise im Spektrometer werden im Kapitel 3.1 beschrieben.

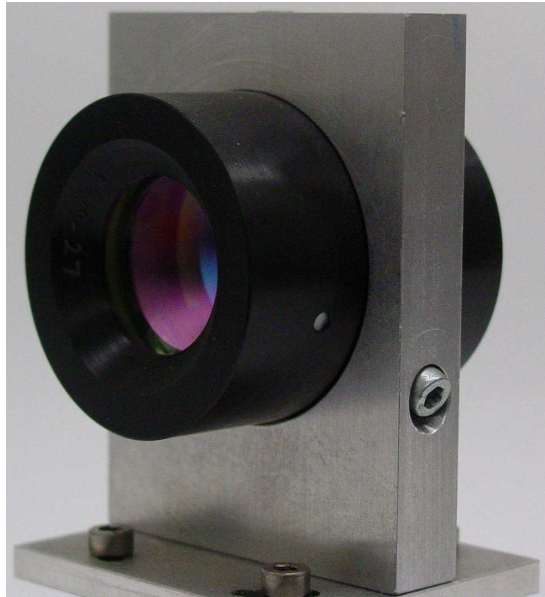


Abbildung 2.19: Etalon mit einem freien Spektralbereich von 18 GHz.

In der Abbildung 2.20 erkennt man gut die Heizfolie um das Etalon, die kleine Änderungen des Spiegelabstandes ermöglicht, sowie den Teflonring zur thermischen Isolierung. Kleine Änderungen des Spiegelabstandes sind beim Aufbau von zwei Etalons in Serie wichtig, um die Resonanzbedingung für beide Etalons gleichzeitig zu erfüllen.

## 2.6 Abbildungsoptik

Zur Abbildung der Fringes auf den Liniendetektor wird ein Teleobjektiv benutzt. Es besteht aus zwei Linsen, einer Konvex- ( $f_1 = 200$ ) und einer Konkavlinse ( $f_2 = -50$ ) (s.Abb. 2.21).

Die Strahlmatrix dieses Systems, die sich aus dem Strahldurchgang durch die Konvexlinse, der Strahltranslation über den Linsenabstand  $d$  und dem Strahldurchgang durch

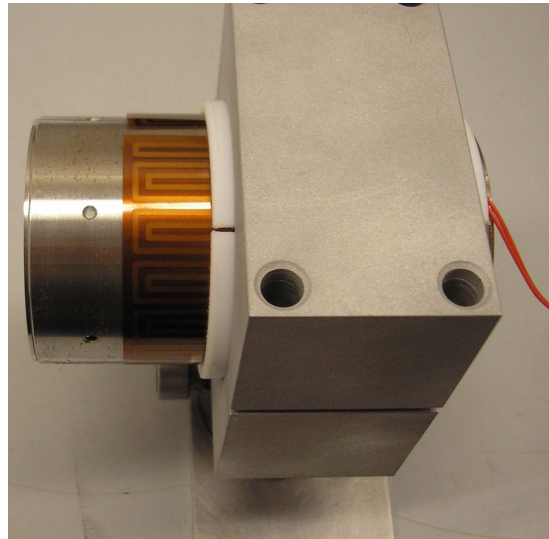


Abbildung 2.20: Etalon mit einem freien Spektralbereich (FSR) von 3 GHz. In die Halterung wurde eine Heizfolie und ein Teflonring zur thermischen Isolierung integriert.

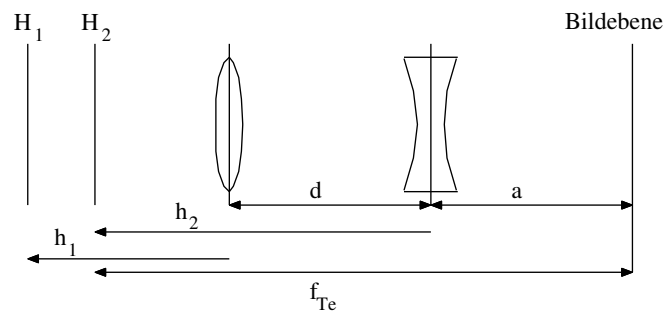


Abbildung 2.21: Lage der Hauptebenen eines einfachen Teleobjektivs

die Konvexlinse ergibt, lautet

$$M_{Te} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_1} & 0 \\ \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2} & 1 - \frac{d}{f_2} \end{pmatrix}$$

Die hieraus resultierende Brennweite  $f_{Te}$  des Teleobjektivs wird aus dem Element  $C$  der ABCD-Matrix bestimmt.

$$f_{Te} = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d},$$

sodass sich ein Wert von  $f_{Te} = 400$  mm mit  $d = 175$  mm ergibt.

## 2.7 Detektor

Der lineare Zeilendetektor ist von der Firma Hamamatsu mit der Typenbezeichnung G8161-512S. Dieser Zeilendetektor ist in einem Wellenlängenbereich von 0.9 bis 1.7  $\mu\text{m}$  hoch empfindlich. Integriert im Detektorkopf ist ein sehr stabiler Temperaturkontroller, der den Sensor nach dem Einschalten auf  $-10^\circ\text{C}$  kühlt. Dadurch wird der Dunkelstrom reduziert und die hohe Lichtempfindlichkeit erreicht.



Abbildung 2.22: Zeilendetektor von Hamamatsu

Kenndaten des Detektors:

Wellenlänge	0.9 – 1.7 $\mu\text{m}$
max. Ladungen	30 pC $\cong 180 \cdot 10^6$ Elektronen
Dunkelstrom	0.1 pA/pixel
Ladungskonvertierung	0.3 V/pC
Temperatur	-10 Grad Celsius
Clock Frequenz	4 MHz
max. Auslesefrequenz	Clock Frequenz / 8 Hz
Pixelanzahl	512
Pixeldimension	25 $\times$ 250 $\mu\text{m}$ (H) $\times$ $\mu\text{m}$ (V)
active Fläche	12,8 $\times$ 0.25 mm(H) x mm(V)
max. Ausgangsvideosignal	5 V

Tabelle 2.3: Kenndaten des Liniendetektors

Das Video-Signal des Detektors wird auf dem CCD-Chip selbst aufbereitet. Dafür sind Verstärker, Multiplexer und eine DC-Offset Schaltung auf dem Chip integriert. Abbildung 2.23 zeigt den Ausschnitt aus dem Blockschaltbild der Kamera.

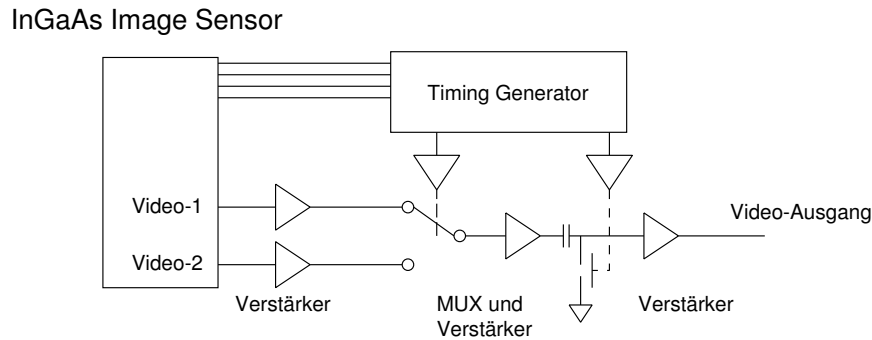


Abbildung 2.23: Ausschnitt aus dem Blockschaltbild der Detektors.

Die geraden (Video-1) und die ungeraden (Video-2) Pixel des Detektors werden zuerst getrennt verstärkt und anschließend über einen Multiplexer und zweiten Verstärker zusammenschaltet. Anschließend wird das Video-Signal um den DC-Offset korrigiert, sodass das Ausgangssignal direkt mit einem ADC verbunden werden kann.

Den spektralen Empfindlichkeitsverlauf der Kamera zeigt Abbildung 2.24, die maximale Empfindlichkeit liegt bei ungefähr  $1,5 \mu\text{m}$  auf.

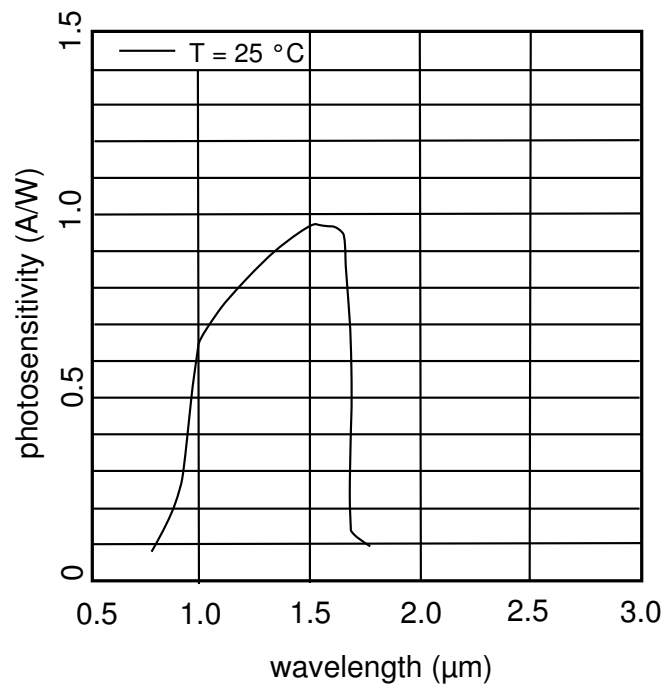


Abbildung 2.24: Spektraler Empfindlichkeitsverlauf als Funktion der Wellenlänge.



# 3 Theoretische Betrachtungen

Das Problem kennen ist wichtiger, als die Lösung zu finden, denn die genaue Darstellung des Problems führt automatisch zur richtigen Lösung.

*(A.Einstein)*

In diesem Kapitel wird die Theorie zu den beiden wichtigsten Komponenten des Spektrometers, dem Modulator und dem Etalon, beschrieben. Beim Modulator wird auf die Erzeugung der Seitenbänder und das Grundprinzip eines Phasen- als auch Amplituden-Modulators eingegangen. Beim Etalon wird speziell der Einfluss der Apertur und die Ausleuchtung des Etalons mit Hilfe einer Zylinderlinse untersucht. Diese sind für eine optimale Auflösung und Nachweisempfindlichkeit die wesentlichen Faktoren.

## 3.1 Etalon

Das Etalon wird häufig zur Frequenzselektion, sowohl in optischen Resonatoren, als auch in Spektrometern, eingesetzt. Ein Etalon besteht aus zwei ebenen, parallelen, hochreflektierenden Flächen, die einen festen Abstand  $d$  zueinander haben. Im Bild 3.1 ist ein Strahlverlauf durch das Etalon gezeichnet. Monochromatisches Licht, das unter einem Winkel  $\theta$  auf das Etalon einfällt, wird zu einem Teil reflektiert und zum anderen Teil transmittiert. Danach durchläuft es das Etalon und wird am zweiten teildurchlässigen Spiegel erneut reflektiert. Ein Teil des Lichts tritt dabei aus dem Etalon aus. Der reflektierte Anteil durchläuft erneut das Etalon und wird jetzt am ersten Spiegel reflektiert und so fort.

Die Strahlen hinter dem Etalon können mit Hilfe einer Sammellinse auf einem Schirm abgebildet werden, wo sie durch Interferenz ein Ringmuster erzeugen. Alle Strahlen, die bei einer gegebenen Frequenz unter dem selben Winkel auf das Etalon fallen, führen zu einem einzigen Interferenzring.

Die Felder  $E_1, E_2, E_3, \dots$  lassen sich durch die folgende Formel beschreiben:

$$\vec{E}_t = \sum_{l=1}^{\infty} \vec{E}_l = \vec{E}_0 t_1 t_2 e^{i\varphi} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^m \cdot e^{2mi\varphi}$$

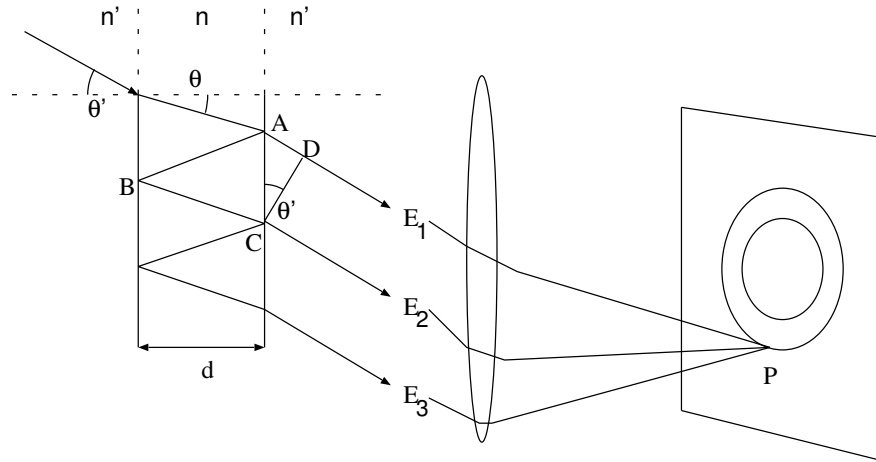


Abbildung 3.1: Das Etalon wirkt wie ein Filter für bestimmte Einfallswinkel. In der Bildebene entsteht ein Ringsystem erzeugt von Lichtstrahlen, die unter den gleichen Einfallswinkel auf das Etalon treffen.

$t_1, t_2$  sind die Transmissionskoeffizienten der Amplitude des Feldes und  $r_1, r_2$  die entsprechenden Reflexionskoeffizienten. Die Beziehung zwischen  $\theta$  und  $\theta'$  ist über das Brechungsgesetz  $n \sin(\theta) = n' \sin(\theta')$  gegeben. Mit dem Gangunterschied  $n AB + n BC - n' AD$  (entspricht  $2\varphi$ ) zwischen zwei benachbarten Feldern berechnet sich die Phasenverschiebung zu:

$$\varphi = n \cdot \frac{2\pi \nu}{c_0} \cdot d \cdot \cos(\theta)$$

$c_0$  ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $\nu$  die Frequenz des einfallenden Strahls. Die Intensität der transmittierten Strahlung  $T = |E_t|^2 / |E_0|^2$  kann durch die Reflexionskoeffizienten  $r_1$  und  $r_2$  der beiden Etalon Spiegel ausgedrückt werden durch:

$$T = \frac{(1 - r_1)(1 - r_2)}{(1 - \sqrt{r_1 r_2})^2 + 4\sqrt{r_1 r_2} \sin^2(\varphi/2)} \quad (3.1)$$

Betrachtet man den idealisierten Fall, dass beide Reflexionskoeffizienten ( $r_1 = r_2 = R$ ) gleich sind und keine Verluste ( $T = 1 - R$ ) auftreten, dann bezeichnet man die Funktion (3.1) als Airy-Funktion. Den typischen, periodischen Verlauf als Funktion der Phasenverschiebung zeigt Abbildung 3.2.

Die Maxima von  $T$  ergeben sich, wenn  $\sin(\varphi) = 0$  ist. Mit Hilfe der Formel für die Phasenverschiebung ergeben sich für die Transmissionsmaxima

$$\nu_i = i \cdot \frac{c_0}{n d \cos(\theta)}$$

$$T_{max} = \frac{(1 - r_1)(1 - r_2)}{(1 - \sqrt{r_1 r_2})^2}$$



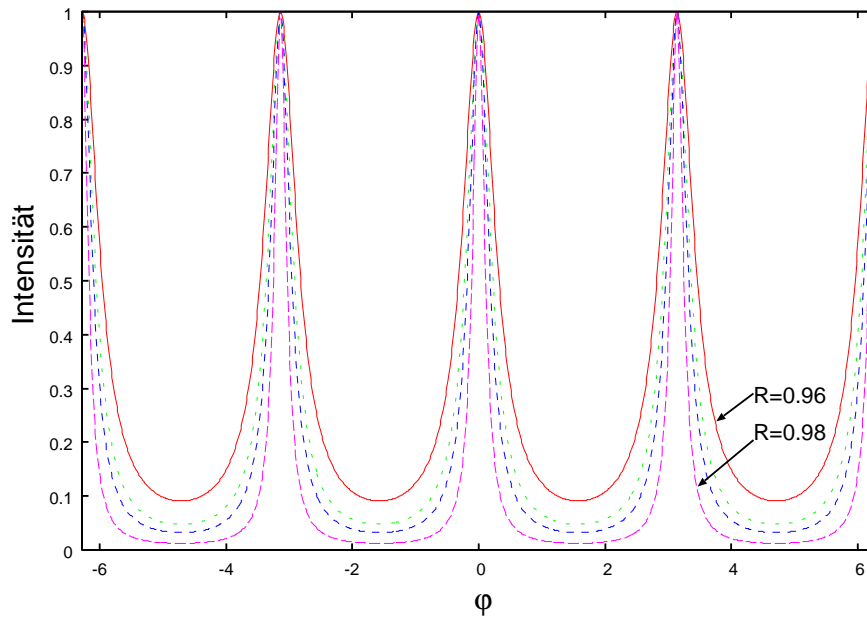


Abbildung 3.2: Airy-Funktion für unterschiedliche Reflektionskoeffizienten  $R$

Der freie Spektralbereich des Etalons („Free Spectral Range“, FSR) ist definiert als der Abstand zwischen zwei Transmissionsmaxima. Der freie Spektralbereich ausgedrückt in Frequenzen ist

$$\text{FSR} = \Delta \nu_{\text{FSR}} = \nu_i - \nu_{i-1} = \frac{c_0}{2n d \cos(\theta)}.$$

Das Verhältnis des Abstandes benachbarter Maxima zu der Halbwertsbreite der Airy-Funktion heißt Finesse. Die Finesse beschreibt, wie scharf die Transmissionsmaxima sind. Sie ist um so größer, je höher die Reflektivität  $R$  der Spiegel ist und bestimmt sich für ein ideales Etalon über

$$F = \frac{\pi \sqrt{R}}{(1 - R)} \quad \text{mit} \quad r_1 = r_2 = R.$$

Das hier verwendete schmale Etalon hat einen freien Spektralbereich von 18 GHz und eine Finesse von 100. Weitere Kenndaten des Etalons sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Um die Auflösung zu erhöhen wird im allgemeinen ein zweites Etalon, mit einem kleineren freien Spektralbereich, hinter das erste Etalon gesetzt. Das Prinzip wird im Kapitel 3.1.3 beschrieben. Im Aufbau kam ein Etalon mit einem freien Spektralbereich von 3 GHz und einer Finesse von 65 zum Einsatz. In Tabelle 3.2 sind die Kenndaten dieses Etalons aufgeführt.

Kenndaten des 18 GHz Etalons	
Durchmesser des Etalons	30 mm
freie Apertur	20 mm
FSR	18 GHz
Spiegelabstand	8.327 mm
Reflektivität ( $R$ )	>98%
effektive Finesse	$\approx 100$
	über 15 mm der Apertur
Oberflächengenauigkeit der Spiegel	
Außenseite	$\lambda/20$
Innenseite	$\lambda/150$
Spacer-Material	Zerodur G Z

Tabelle 3.1: Daten des in dieser Arbeit verwendeten air-spaced Etalon mit einem freien Spektralbereich von 18 GHz und einer Finesse von 100.

### 3.1.1 Ausleuchtung des Etalons

Die Ausleuchtung eines Etalons erfolgt im allgemeinen mit divergentem Licht. Durch diese Ausleuchtung wird das typische Ringsystem erzeugt. Ist man jedoch nur an einen Ausschnitt des Ringsystems interessiert, so kann das Ringsystem z. B. mit einem Kegelspiegel auf eine Linie transformiert werden [15]. Eine ähnliche Transformation des Ringsystems erreicht man mit Hilfe einer Zylinderlinse zur Ausleuchtung des Etalons (s. Abb. 3.3).

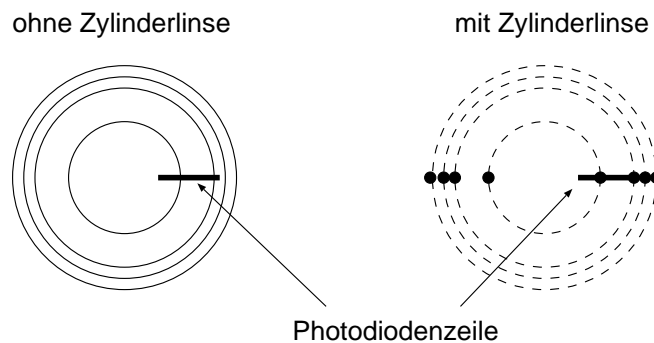


Abbildung 3.3: Ausleuchtung des Etalons mit einer Zylinderlinse transformiert das Ringsystem auf eine Zeile.

Durch diese Art der Ausleuchtung mit einem vertikal divergenten Laserstrahl erreicht man eine effiziente Ausnutzung des Signallichts. Abbildung 3.4 zeigt eine Nahinfrarot Aufnahme des transformierten Ringsystems.

Da die Schärfe der Interferenzstreifen und damit die Auflösung mit der Zahl der interferierenden Teilbündel wächst, sollte die Ausleuchtung des Etalons möglichst über

Kenndaten des 3 GHz Etalons	
Durchmesser des Etalons	42 mm
freie Apertur	21 mm
FSR	3 GHz
Spiegelabstand	49.9492 mm
Reflektivität ( $R$ )	>96.5%
effektive Finesse	$\approx 65$ über 20 mm der Apertur
Oberflächengenauigkeit der Spiegel	
Außenseite	$\lambda/150$
Innenseite	$\lambda/20$
Spacer-Material	Quartzglas

Tabelle 3.2: Daten des in dieser Arbeit verwendeten air-spaced Etalon mit einem freien Spektralbereich von 3 GHz und einer Finesse von 65.

den gesamten Aperturbereich erfolgen. Das heißt, die Strahlaufweitung sollte in der Größenordnung der Apertur des Etalons liegen.



Abbildung 3.4: Nahinfrarot Aufnahme des transformierten Ringsystems. Die Höhe des Bildes beträgt  $\sim 410\mu\text{m}$ .

Die benötigte Brennweite der Zylinderlinse bestimmt sich über die Bandbreite des Spektrometers und somit über den benötigten Winkelbereich unter dem das Signallicht das Etalon ausleuchtet.

Abbildung 3.5 zeigt die Änderung des Winkelbereichs durch die drehen des Etalons. Ist  $\theta_1 \approx 0$ , dann bestimmt  $\theta_2 = \theta$  direkt den benötigten Winkelbereich. Es gilt

$$\begin{aligned} \cos(\theta) &= \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\nu_0}{\nu} \\ &= \frac{193,548 \text{ THz}}{193,556 \text{ THz}} \end{aligned}$$

Das heißt, ein Frequenzbereich von 8 GHz entspricht einer Winkeländerung von  $0,52^\circ$ . Diese Winkeländerung erreicht man durch geringe Drehung des Etalons und einer Brennweite für die Zylinderlinse von

$$f = \frac{a/2}{\tan(\theta/2)} \approx 1650 \text{ mm.}$$

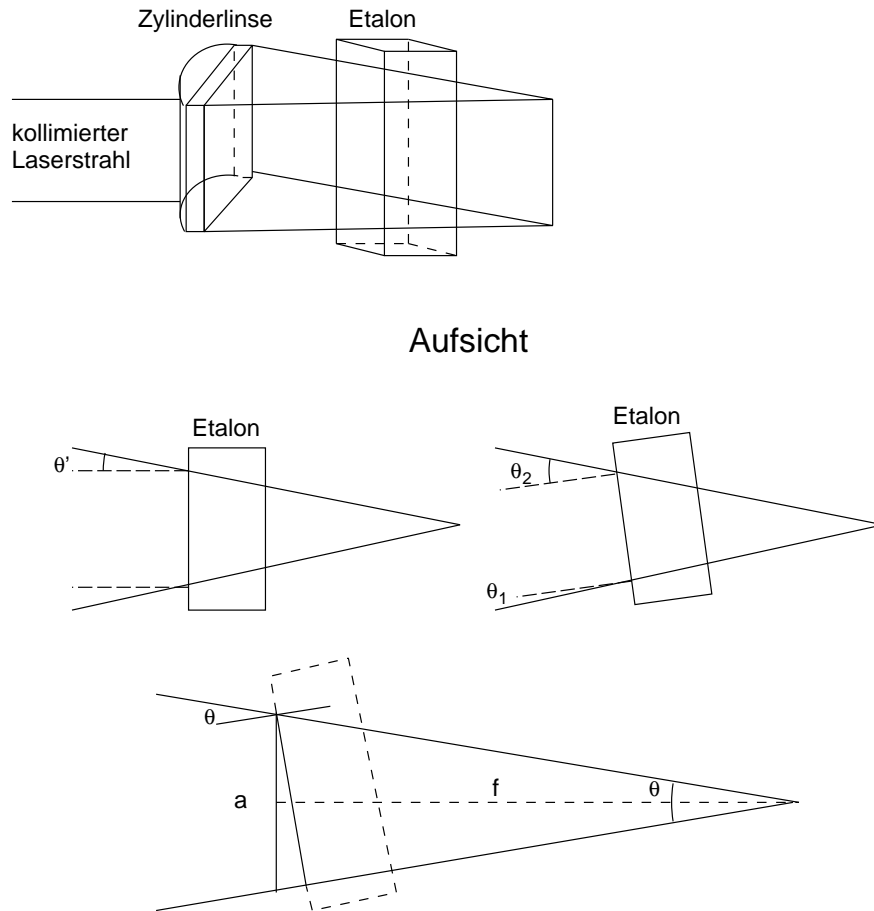


Abbildung 3.5: Änderung des Winkelbereichs durch drehen des Etalons.

$a = 15 \text{ mm}$  ist der Durchmesser des kollimierten Strahls, der über eine Glasfaser-Kollimationsoptik an die Apertur des Etalons angepasst wurde.

Abbildung 3.6 zeigt die benötigte Brennweite als Funktion eines Winkelbereichs von  $0,5^\circ$  bis  $0,9^\circ$ .

### 3.1.2 Etalon Durchmesser

Um Beugungsverluste bei einem zu kleinen Spiegeldurchmesser des Etalons auszuschließen, kann man folgende Abschätzung für den erforderlichen Durchmesser an Hand den folgenden Überlegungen gewinnen.

Bei einem planparallelen Etalon besteht folgende Beziehung zwischen der Dicke des Etalons  $d$ , dem Einfallswinkel  $\theta$  und der Wellenlänge  $\lambda$ :

$$2 \cdot d \cdot \cos(\theta) = p \cdot \lambda.$$

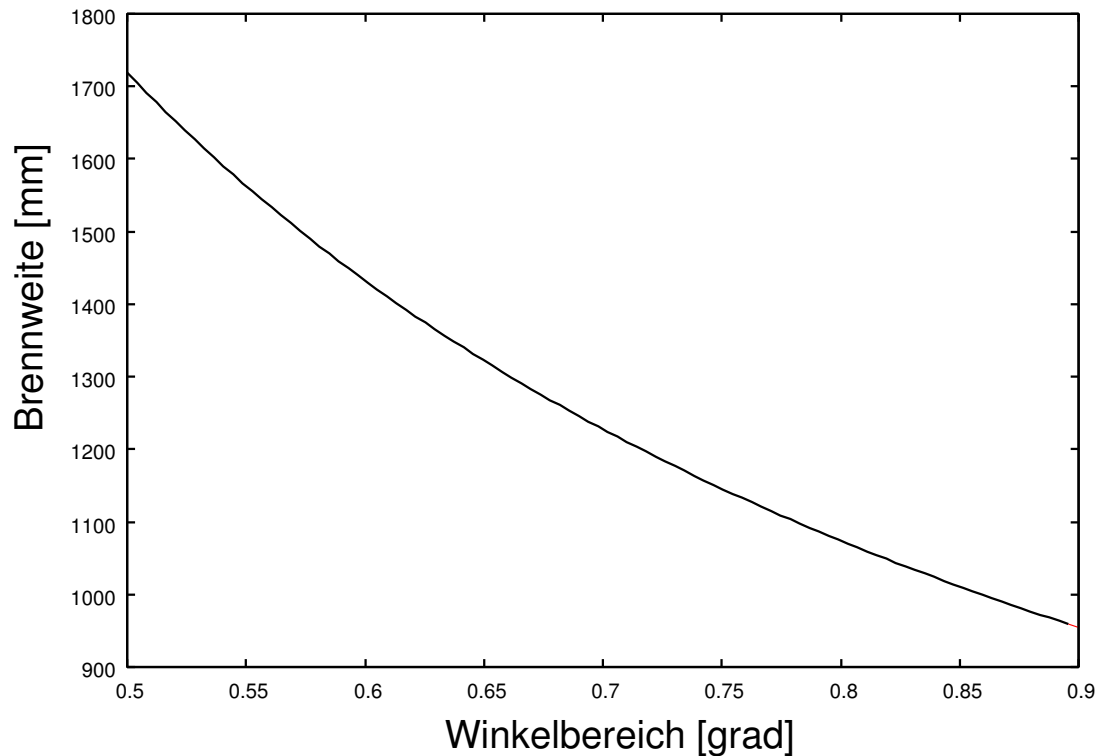


Abbildung 3.6: Brennweite der Zylinderlinse in Abhängigkeit des benötigten Einfallswinkelbereichs.

$p$  gibt hierbei die Ordnung an, die hinter dem Etalon betrachtet werden soll. Verwendet man diese Formel nun einmal für  $\theta = 0$  und einmal für einen beliebigen Winkel  $\theta$ , dann folgt daraus

$$\cos(\theta) = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\nu_0}{\nu}. \quad (3.2)$$

$\nu_0$  steht hierbei für die Frequenz des Lichts in Resonanz unter dem Einfallswinkel  $\theta = 0$ .

Differenziert man Gleichung (3.2), so führt dies zu:

$$-\sin(\theta) \cdot d\theta = -\frac{\nu_0}{\nu^2} \cdot d\nu \quad (3.3)$$

und somit

$$d\theta = \frac{\nu_0}{\sqrt{\nu^2 - \nu_0^2}} \cdot \frac{1}{\nu} d\nu$$

Bleibt man in der Nähe der zentralen Ordnung des Etalons, so kann die Frequenz  $\nu$  beschrieben werden durch den Abstand zu  $\nu_0$  in Einheiten  $\alpha$  des freien Spektralbereichs (FSR). Wird der FSR in Wellenzahlen angegeben, so hat man

$$\nu = \nu_0 + \alpha \cdot \text{FSR} \cdot c$$

Dann gilt:

$$\begin{aligned}\nu^2 - \nu_0^2 &= 2 \cdot \nu_0 \cdot \alpha \cdot \text{FSR} \cdot c \cdot \left[ 1 + \frac{\alpha \cdot \text{FSR} \cdot c}{2 \cdot \nu_0} \right] \\ &\approx 2 \cdot \nu_0 \cdot \alpha \cdot \text{FSR} \cdot c.\end{aligned}$$

Für die Auflösung  $d\nu$  verlangt man, dass sie einen Bruchteil des FSR beträgt, wie er durch die Finesse ( $F$ ) beschrieben wird.

$$d\nu = \frac{\text{FSR}}{F} \cdot c$$

Somit erhält man insgesamt:

$$\begin{aligned}\frac{d\nu}{\nu} &= \frac{\text{FSR}}{F} \cdot \frac{c}{\nu} \\ d\theta &= \sqrt{\frac{\text{FSR}}{2 \cdot \alpha \cdot \lambda_0}} \cdot \frac{\lambda}{F}\end{aligned}$$

Diese Winkelauflösung darf jedoch nicht durch die Beugung an der Apertur des Etalons reduziert werden. Die Apertur ist gegeben durch

$$\delta\theta \approx \frac{\lambda}{D},$$

dabei bezeichnet  $D$  den Durchmesser des Etalons. Es muss also gelten:

$$\delta\theta \leq d\theta$$

oder

$$\frac{\lambda}{D} \leq \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha \cdot \lambda_0}{\text{FSR}}} \cdot F$$

Für den benötigten Durchmesser des Etalons folgt somit:

$$D \geq \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha \cdot \lambda_0}{\text{FSR}}} \cdot F \quad (3.4)$$

Bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 1$ ,  $\text{FSR} = 2/3 \text{ cm}^{-1}$  (20GHz) und einer Finesse von 200 ergibt sich für den minimalen Durchmesser des Etalons:

$$D \geq 4,3 \text{ cm}.$$

In den Abbildungen 3.7 und 3.8 ist die Funktion (3.4) graphisch für einen freien Spektralbereich von 10 und 20 GHz und drei verschiedenen Wellenlängen dargestellt. Hierbei gilt es zu beachten, dass bei gleicher Finesse mit größerem freien Spektralbereich der Durchmesser zwar kleiner wird, sich aber gleichzeitig die Auflösung verschlechtert. Die Anforderungen sinken bei Verfügbarkeit anderer Modulatoren für den Wellenlängenbereich von 780 nm.

An Hand von Gleichung (3.4) sieht man außerdem, dass mit zunehmendem Winkel (also mit zunehmendem  $\alpha$ ) der benötigte Durchmesser zunimmt. Deshalb sollte darauf geachtet werden, dass man bei relativ niedriger Ordnung bleibt.

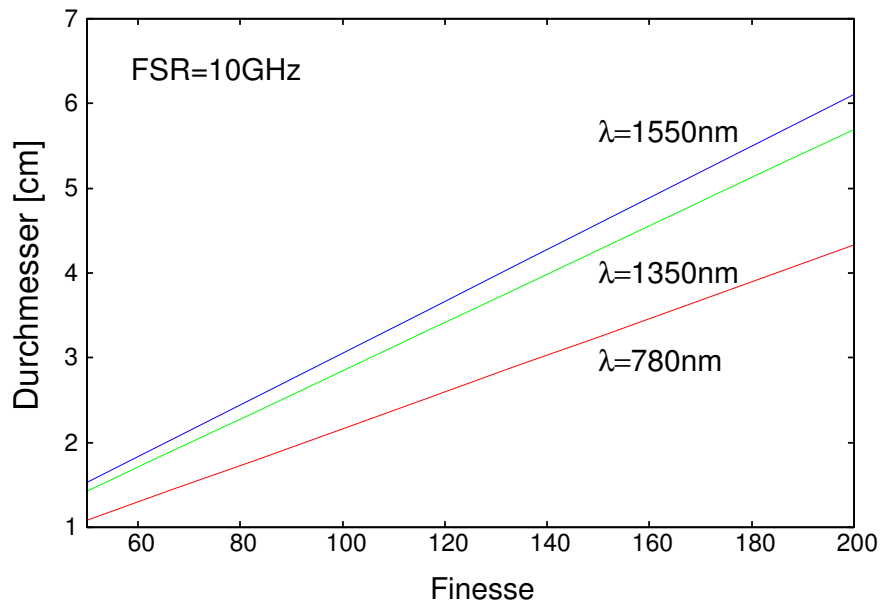


Abbildung 3.7: Etalondurchmesser als Funktion der Finesse für unterschiedliche Wellenlängen und einen freien Spektralbereiche von 10GHz.

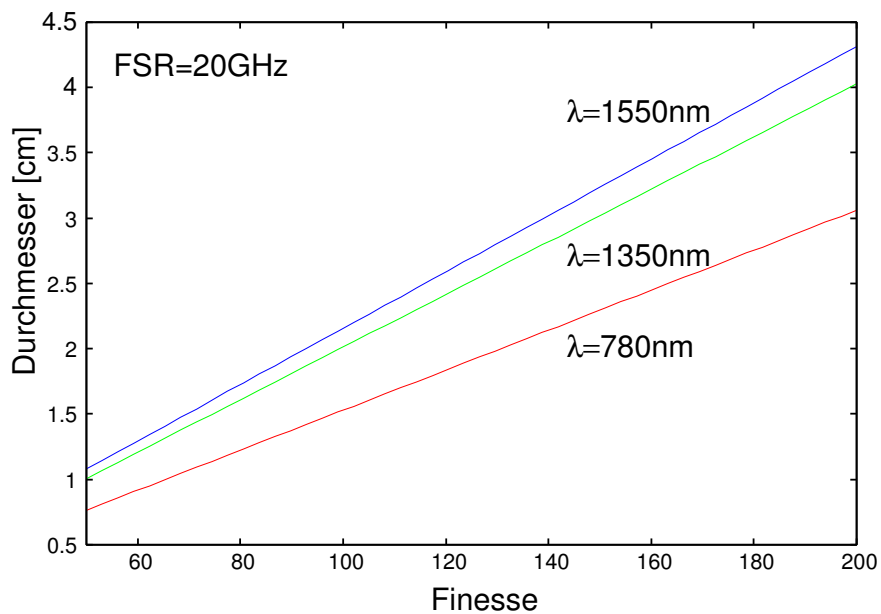


Abbildung 3.8: Etalondurchmesser als Funktion der Finesse für unterschiedliche Wellenlängen und einen freien Spektralbereiche von 20GHz.

### 3.1.3 Etalons in Serie

Ein Etalon mit einer großen Finesse und einem großen freien Spektralbereich herzustellen ist technisch schwierig. Gerade die Oberflächengenauigkeit und die Parallelität der beiden Spiegel sind dabei die begrenzenden Faktoren für die Finesse. Um eine größere Auflösung zu erreichen, positioniert man zwei Etalons mit unterschiedlichen freien Spektralbereich und Finesse hintereinander.

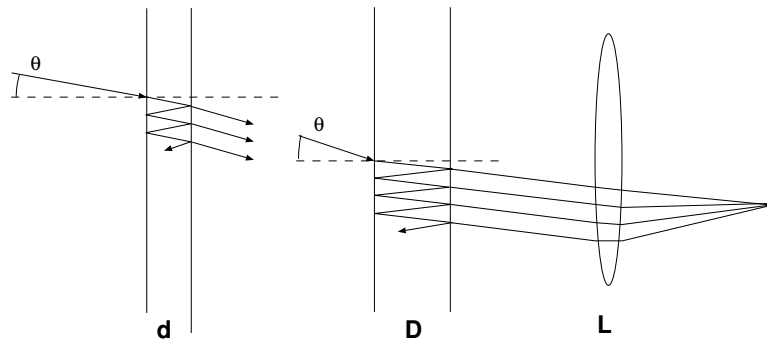


Abbildung 3.9: Zwei Etalons mit unterschiedlichen freien Spektralbereichen in Serie.

Jedes Etalon für sich stellt dabei ein Frequenzfilter dar, sodass insgesamt die resultierende Transmissionsfunktion ein Produkt der Einzel-Transmissionsfunktion ist. Dabei muss lediglich die Bedingung gelten, dass beide gleichzeitig in der zentralen Ordnung die gleiche Frequenz  $\nu_0$  transmittieren [2].

Betrachtet man, wie in Abb. 3.9 skizziert, zwei Etalons, ein schmales mit Spiegelabstand  $d$  und ein breiteres mit Spiegelabstand  $D$ , so soll gelten

$$2d \cos(\theta) = n \lambda \quad \text{und} \quad 2D \cos(\theta) = m \lambda,$$

wobei  $n$  und  $m$  ganze Zahlen sind. Bei beiden Etalons tritt unter dem Winkel  $\theta$  ein Transmissionsmaxima auf. Dies ist in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt.

Man erkennt, dass die Fringes des dickeren Etalons, die zwischen zwei Fringes des schmalen Etalons liegen, unterdrückt werden. Der effektive freie Spektralbereich ist jetzt bestimmt durch das schmale Etalon, während die Linienbreite und damit die Auflösung des Systems weitgehend durch das dicke Etalon bestimmt wird.

Um diesen Effekt zu erreichen, muss man sicherstellen, dass die beiden Spiegelabstände in einem ganzzahligen Verhältnis zu einander stehen, damit gerade in der zentralen Ordnung die gleiche Frequenz transmittiert wird. Dies kann man z. B. dadurch erreichen, dass man ein Etalon mit einer geregelten Heizung versieht. Grundsätzlich ist es jedoch viel einfacher, ein Festetalon mit der notwendigen Präzision herzustellen, als ein offenes Etalon unter allen möglichen äußeren Einflüssen planparallel zu halten.



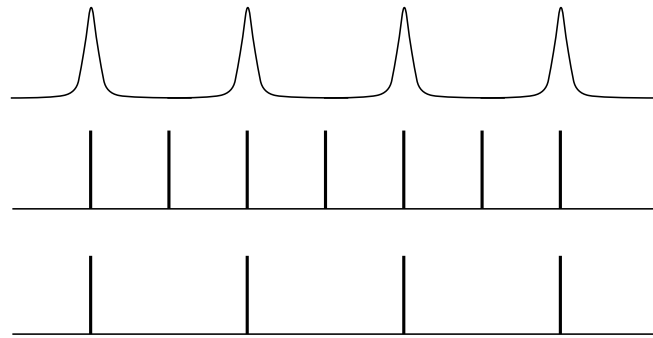


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Transmission zweier „hintereinander geschalteter“ Etalons mit unterschiedlichen freien Spektralbereich in Serie. Der effektive freie Spektralbereich wird bestimmt durch das schmale Etalon und die Auflösung durch das dicke Etalon.

### 3.1.4 Walk-off

In den vorangegangenen Überlegungen wurde stets angenommen, dass sich die Intensität aus unendlich vielen, sich überlagernden Einzelfeldern zusammensetzt. Bei einer endlichen Apertur ist diese Voraussetzung nicht mehr gegeben, weshalb man sog. „walk-off“ Verluste durch die endliche Zahl von Interferenzbündel mitberücksichtigen muss. In diesem Abschnitt wird daher der Einfluss der Apertur auf die resultierende Transmissionskurve genauer untersucht.

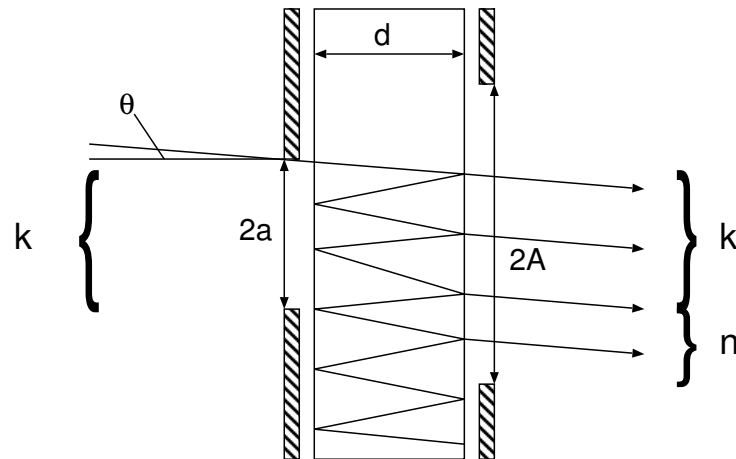


Abbildung 3.11: Strahlenversatz bei Reflektionen im Etalon.

In Abbildung 3.11 ist schematisch dargestellt wie der unter dem Einfallswinkel  $\theta$  einfallende Strahl das Etalon durchläuft. Der Versatz des Strahls bei einem Umlauf und Einfallswinkel  $\theta$  ist  $2d \tan(\theta)$ .

Man definiert dann zwei Zahlen  $k$  und  $n$  wie folgt

$$k \simeq \frac{a}{2d \tan(\theta)} \quad \text{und} \quad n \simeq \frac{A - a}{2d \tan(\theta)},$$

wobei  $k$  die maximale Anzahl von Reflexionen innerhalb der kleinen Apertur und  $n$  die restlichen Reflexionen innerhalb der großen Apertur ist.

Die Intensitätsverteilung kann aus der Summe der Einzelfeldern über den Aperturbereich berechnet werden zu [14]

$$\sum_{j=1}^k E_j = \frac{T}{1 - R e^{i\varphi}} \left( 1 - \frac{R^{(n+1)} e^{i(n+1)\varphi} - R^{(k+n+1)} e^{i(k+n+1)\varphi}}{k(1 - R e^{i\varphi})} \right).$$

Sind die beiden Aperturen gleich groß ( $n = 0$ ), dann folgt

$$\sum_{j=1}^k E_j = \frac{T}{1 - R e^{i\varphi}} \left( 1 - \frac{R e^{i\varphi} - R^{(k+1)} e^{i(k+1)\varphi}}{k(1 - R e^{i\varphi})} \right).$$

Für kleine Werte von  $k$  treten Oszillationen in der Nähe der Maxima auf. Diese wirken sich negativ auf die Linienbreite, Linienform und Intensität aus (vgl. Abb. 3.13 und 3.14). Es kann abgeschätzt werden, dass der Effekt durch die Apertur für Werte  $k \geq 200$  vernachlässigbar ist. Bei Werten von  $k \sim 100$  sind sowohl Linienbreite, Kontrast und Linienintensität um 10%-20% reduziert. Aus diesem Grund sollte darauf geachtet werden, dass  $k$  nicht zu klein ist, also die Apertur des Etalons entsprechend gewählt wird.

Das für den Aufbau verwendete 18 GHz-Etalon hat eine Apertur von 15 mm und einen Spiegelabstand von 8,327 mm, sodass  $k = 49$  für den ersten Fringe (bei  $0,52^\circ$ ) ist.

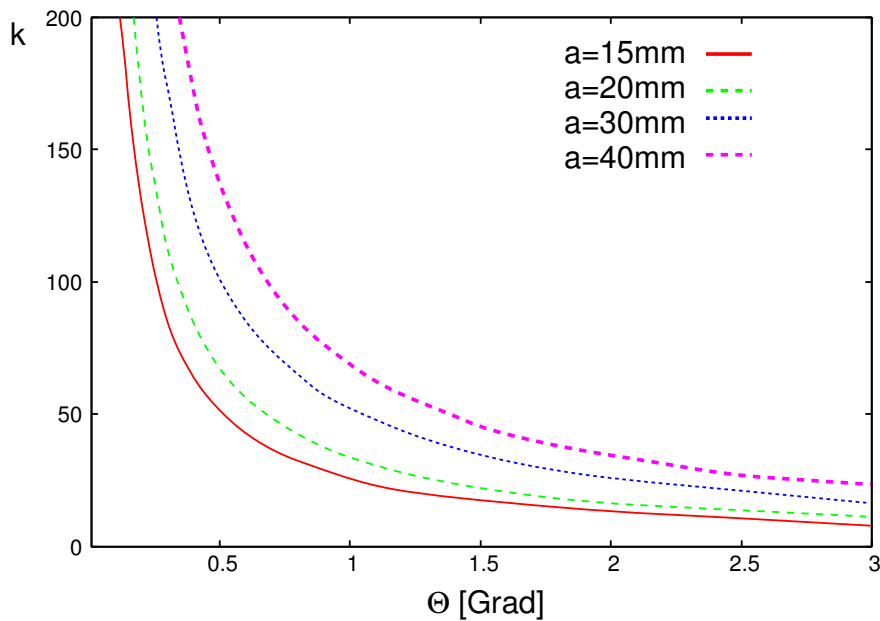


Abbildung 3.12: Werte für  $k$  als Funktion des Einfallswinkel  $\theta^\circ$  berechnet für unterschiedliche Aperturen des Etalons.

Dies verdeutlicht, dass eine zu kleine Apertur die Linienbreite und Intensität begrenzt. Bei einer Wellenlänge von  $1,55\mu\text{m}$  müsste das Etalon idealerweise eine Apertur von 55 mm haben, damit  $k$  in der Größenordnung von  $\sim 200$  liegt. Erst dann können die Einflüsse des „walk-off“ vernachlässigt werden.

Die Auswirkungen einer zu kleinen Apertur werden daher genauer mit Hilfe einer Simulation untersucht. Um die Intensität der transmittierten Wellen zu berechnen betrachtet man die einzelnen komplexen Amplituden der Teilwellen.

$$a_k'' = (1 - R) R^{k-1} A e^{i(k-1)\varphi}$$

$A$  ist die Amplitude der einfallenden Welle,  $R$  der Reflexionsgrad und  $\varphi$  die Phasendifferenz, welche definiert ist als

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} L \quad \text{mit} \quad L = 2nd \cos(\Theta).$$

Für die Amplitude von  $p$  sich überlagernden Teilwellen erhält man

$$\begin{aligned} a'' &= (1 - R) A \sum_{k=1}^p R^{k-1} e^{i(k-1)\varphi} \\ &= (1 - R) A \sum_{k=0}^p R^k e^{ik\varphi} \\ &= (1 - R) A \frac{1 - R^p e^{ip\varphi}}{1 - R e^{i\varphi}} \end{aligned}$$

$p$  bezeichnet die Anzahl der aufsummierten Glieder.

Nach Vereinfachungen erhält man für die transmittierte Intensität  $I''$

$$I'' = I \frac{(1 - R^p)^2 + 4R^p \sin^2(\frac{p\varphi}{2})}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2(\frac{\varphi}{2})}. \quad (3.5)$$

Für unendlich viele Strahlenbündel ( $R < 1$ ;  $\lim_{p \rightarrow \infty} R^p = 0$ ) geht die Formel (3.5) in Gleichung (3.1) über.

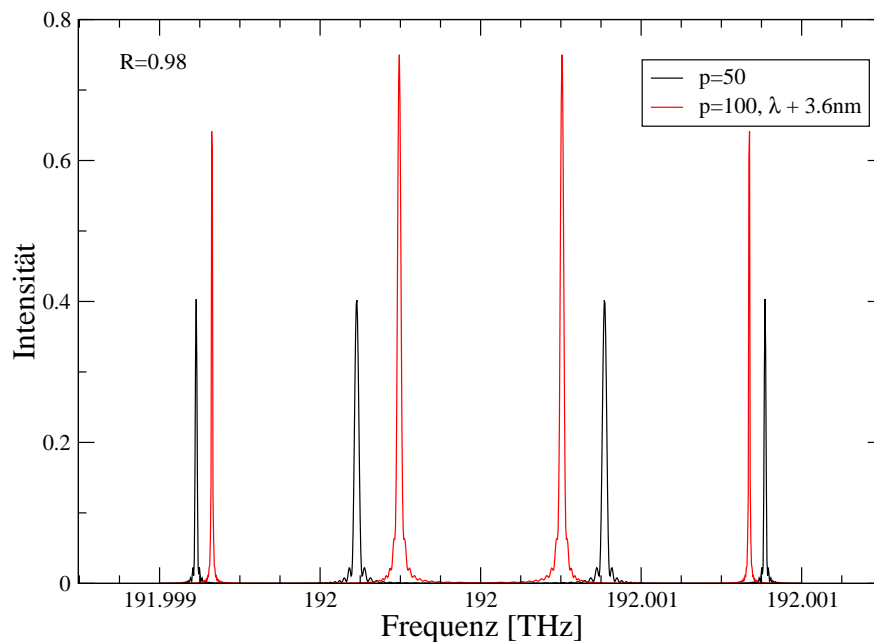


Abbildung 3.13: *Gerechnete Intensität bei Interferenz von endlich vielen Teilwellen.  $p$  bezeichnet hier die Anzahl der Teilwellen.*

Die Graphen 3.13 und 3.14 zeigen den Intensitätsverlauf aufgetragen gegen die Frequenz bei unterschiedlicher Anzahl von Teilstrahlen. Zur besseren Darstellung wurde für  $p = 100$  die Wellenlänge um 3,6 nm geändert. In der Ausschnittsvergrößerung erkennt man gut die auftretenden Oszillationen bei einer zu geringen Anzahl von interferierenden Teilstrahlen.

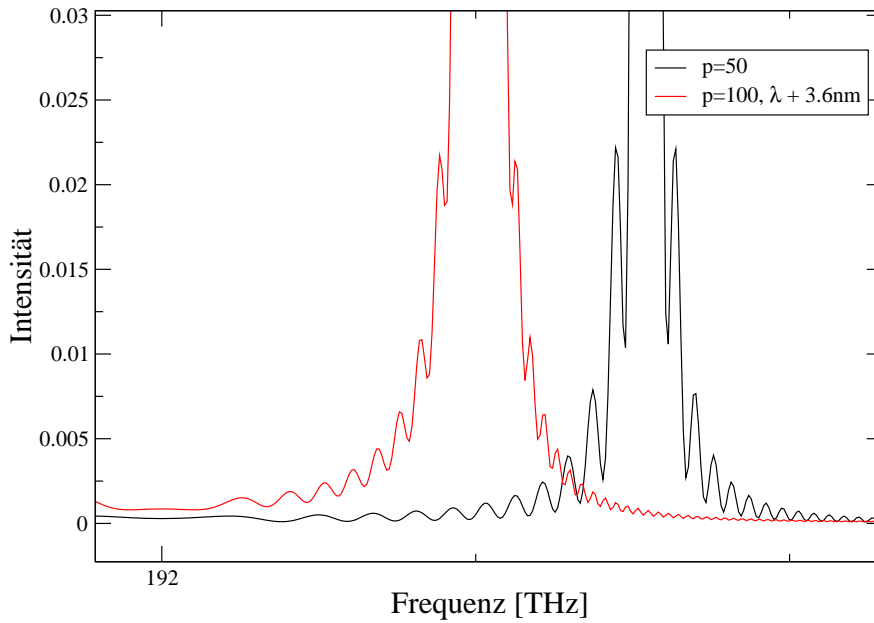


Abbildung 3.14: Ausschnittsvergrößerung des Intensitätsverlaufs vom Graphen in Abbildung 3.13.

### 3.1.5 Walk-off Simulation

Das obige Modell veranschaulicht zwar die Problematik, reicht aber nicht aus, um die gemessenen Intensitäten bei den einzelnen Frequenzen zu beschreiben. Um die Einflüsse detaillierter zu betrachten wird die Ausleuchtungsfunktion an einer eindimensionalen Blende unter Verwendung eines Gauß'schen Strahls berechnet, so wie es dem im Rahmen dieser Arbeit realisierten Aufbau entspricht. Die Strahltaile in u-Richtung (x-Richtung im Etalon) ist gegeben durch dem Parameter  $\omega_u$ .

Die (komplexe) Ausleuchtungsfunktion wird nach folgender Formel berechnet:

$$A(u) = t \cdot \sum_{l=0}^{\infty} A(u_l)$$

mit

$$A(u_l) = |A_1(u_l)| \cdot \exp \left\{ i \cdot \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \left( z_l + \frac{u_l^2}{2R(z_l)} \right) - \arctan(z_l/z_R) \right] \right\}$$

$$|A_1(u_l)| = r^l \cdot \frac{\sqrt[4]{2/\pi}}{\sqrt{\omega_u(z_l)}} \cdot \exp \left\{ - \left( \frac{u_l}{\cos(\alpha_0)} \cdot \omega_u(z_l) \right)^2 \right\}$$

$t$  = Transmissionkoeffizient der Spiegel

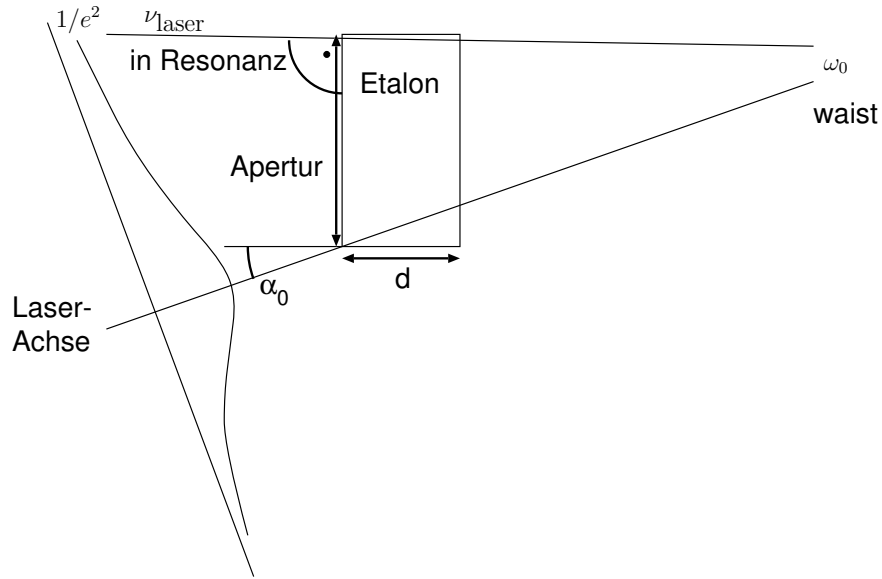


Abbildung 3.15: Ausnutzung der Apertur bei der Ausleuchtung des Etalons.

$$\begin{aligned}
 f &= \text{Laser + Modulationsfrequenz} \\
 \lambda &= c/f = c/(f_{laser} + f_M) \\
 u_l &= [u - 2 \cdot l \cdot d \cdot \tan(\alpha_0)] \cdot \cos(\alpha_0) \\
 z_l &= z_0 + 2 \cdot l \cdot d / \cos(\alpha_0) + u_l \cdot \sin(\alpha_0) \\
 l &= \text{Zahl der Durchläufe durch das Etalon} \\
 d &= \text{Plattenabstand} \\
 w(z_l) &= \omega_{u0} + \sqrt{1 + (\lambda \cdot z_l / \pi / \omega_{u0}^2)^2} \\
 R(z_l) &= z_l \cdot [1 + \{\pi \cdot \omega_{u0}^2 / \lambda / z_l\}^2] \\
 \delta_l &= z_l + u_l^2 / (2 \cdot R(z_l)) \\
 r &= \text{Reflexionskoeffizient der Spiegel}
 \end{aligned}$$

$d$  wird so gewählt, dass er ein ganzes Vielfaches der unmodulierten Laser-Wellenlänge  $\lambda_{laser}$  ist.  $\lambda$  ist die Laser-Wellenlänge inklusive der Modulationsfrequenz.  $f_M$  ist die Hochfrequenz am Modulator und  $u_l$  beschreibt den Austrittsort aus dem Etalon in  $u$ -Richtung nach dem  $l$ -ten Umlauf, gerechnet als Abstand zur (schiefen) Achse des Laserstrahls unter dem Winkel  $\alpha_0$  (s. Abb. 3.15). Im Etalon-Koordinatensystem ist dies der Ort  $u$ , der Werte zwischen 0 und  $D$  einnehmen kann, wobei  $D$  die Länge der Etalon-Apertur ist.  $z_l$  ist die bis zum Ort  $u$  nach  $l$  Umläufen durchgelaufene Distanz in Ausbreitungsrichtung, allerdings gerechnet als Abstand zur Position der Taille, die durch den Wert von  $z_0$  festgelegt wird.  $\omega_{u0}$  ist die Strahltaile des Lasers gerechnet senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers, wie sie durch die Zylinderlinse erzeugt wird.  $\alpha_0$  ist der Winkel der Mitte des Laserstrahls (in  $u$ -Richtung) relativ zur

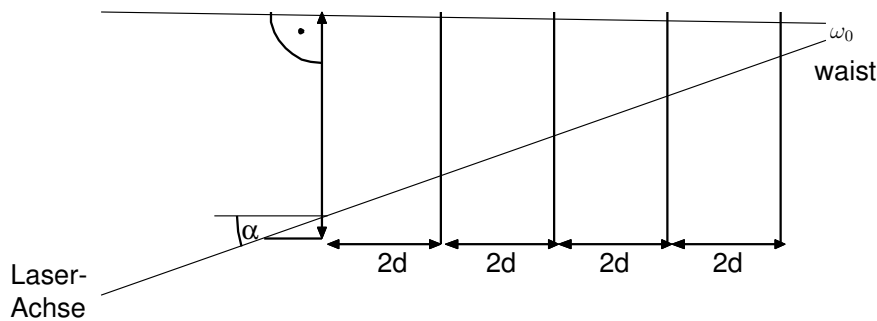


Abbildung 3.16: Äquivalente Darstellung der möglichen Anzahl von Reflexionen im Etalon.

Flächennormalen des Etalons. In  $v$ -Richtung wird eine homogene Ausleuchtung über die volle Apertur angenommen. Deshalb ist die Ausleuchtung in dieser Richtung hier irrelevant. Die vollständige Ausleuchtungsfunktion summiert sich aus den Teilbeiträgen aller  $l$  Umläufe. Im Prinzip sind das unendlich viele.

Zusätzlich kann noch die Beugung an einer rechteckigen Blende unter Verwendung der zuvor berechneten Werte als Ausleuchtungsfunktion berechnet werden.

Die Integration wird nach folgender Formel durchgeführt:

$$I(x) = M \cdot \left| \int_{U_{anf}}^{U_{end}} du \cdot A(u) P(u) \cdot \exp \left\{ -\frac{i k \cdot u \cdot x}{F_x} \right\} \right|^2$$

$u$  = X-Koordinate

$A(u)$  = Ausleuchtungsamplitude auf Apertur

$x$  = x-Koordinate in Bildebene

$k$  =  $2\pi/\lambda$

$F_x$  = Brennweite der Abbildungsoptik in x-Richtung

$U_{anf}, U_{end}$  : Anfangs- und Endkoordinaten der Apertur in u-Richtung

$P(u)$  : ist beliebig bestimmbare Phasenfehlerfunktion  
in u-Richtung.

$M$  = Normierungsfaktor

Berechnet wird das Beugungsbild über das gesamte Frequenzintervall. Die Frequenz  $f$  wird an der Position

$$x_0 = F_x \cdot \sqrt{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 - 1}$$

abgebildet, wobei  $f_0$  die Laserfrequenz bei exakt senkrechter Einstrahlung (Resonanz) ist.

Dargestellt wird das Spektrum als Funktion der Frequenz. Für die Umrechnung von  $x$  auf die Frequenz  $f$  gilt:

$$S(f_M) = S(x) \frac{dx}{df_M}$$

$$S(x) dx = S(x(f_M)) \frac{dx}{df_M} df_M$$

somit folgt:

$$S(f_M) \cdot df_M = I(x(f_M)) \cdot F_x \cdot \frac{\frac{f}{f_0^2}}{\sqrt{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 - 1}} \cdot df_M$$

mit

$$x(f_M) = F_x \cdot \frac{\sqrt{f_M \cdot (2 \cdot f_0 + f_M)}}{f_0}$$

bzw.

$$f_M = F_x \cdot f_0 \cdot \left( \sqrt{1 + \left(\frac{x}{F_x}\right)^2} - 1 \right).$$

$f_M$  ist die am Modulator anliegende Frequenz.

Das Beugungsintegral muss noch den Abbildungsverhältnissen entsprechend mit dem Faktor  $M$  normiert werden. Dieser ist gleich  $1/\lambda/F_x$ . Damit wird das Integral über die Bildebene (CCD) identisch mit dem Integral über die Gegenstandsebene.

In den Tabellen 3.3 und 3.4 sind die Parametersätze für das Simulationsprogramm aufgeführt. Die Abbildung 3.17 und 3.18 zeigen die berechneten Filterkurven bei verschiedenen Frequenzen. Hierzu wird mit einem Synthesizer um die gewünschte Frequenz (z. B. 2 GHz) in einem Intervall von  $\approx \pm 1$  GHz das Signal abgetastet.

Die Auswirkungen einer zu kleinen Apertur zeigen sich vor allem bei dem Etalon mit einem freien Spektralbereich von 3 GHz (s. Abb. 3.18). An dieses Etalon müssen ganz besondere Anforderungen bezüglich des Durchmessers und der Finesse, gestellt werden, wenn die „walk-off“ Verluste zu vernachlässigen sein sollen. Der Durchmesser müsste dann für dieses Etalon mit einer Finesse von 65 nach Gleichung (3.4)  $> 3,6$  cm betragen. Dies kann aus technischer Sicht nicht erfüllt werden, da der Spiegelabstand bei einem freien Spektralbereich von 3 GHz ungefähr 5 cm beträgt. Man wird sich daher auf nur ein Etalon, mit den geforderten Kenndaten, sowie der effektivsten Ausleuchtung konzentrieren.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis, was mit Hilfe der Simulation gewonnen werden konnte, ist die Art der Ausleuchtung des Etalons, so wie in Abbildung 3.15 skizziert. Damit wird es möglich über die gesamte Bandbreite von 8 GHz eine gleichbleibende



Dünnes Etalon (FSR = 18 GHz) mit Finesse 100

Parameter	Wert	Beschreibung
rulen =	15000 $\mu\text{m}$	Breite des Etalons
rd =	8326.6 $\mu\text{m}$	Dicke des Etalons = 10744-faches Vielfaches der halben Laserwellenlänge. Das entspricht einem FSR des kurzen Etalons von 18 GHz.
rnumax =	9 GHz	Maximale Frequenz des Spektrometers
rfx =	2750000 $\mu\text{m}$	horizontale Brennweite. Damit wird ein CCD der Länge 26 mm bei 9 GHz voll ausgeleuchtet.
rr =	0.969	Reflexionskoeffizient der Spiegel für eine Finesse von 100
rt =	0.02	Transmissionskoeffizient der Spiegel
rfin =	100	Finesse

Tabelle 3.3: Parameter für das Simulationsprogramm für einem Etalon mit einem freien Spektralbereich von 18 GHz.

Linienbreite zu erreichen. Durch diese Ausleuchtung, bei der das Maximum des Laserstrahls am Rand des Etalons liegt, ergibt sich zwangsläufig eine gewisse Abschattung des Laserstrahls. In der Simulation kann dies mit berücksichtigt werden. Rechnung mit Abschattung ergeben eine zu vernachlässigende Variation der Effizienz zu hohen Frequenzen. Aus diesem Grund ist diese Art der Ausleuchtung für das Etalon am sinnvollsten.

Die folgenden beiden Graphen (Abb. 3.19 und 3.20) zeigen den Einfluss einer zu kleinen Apertur und einer zu geringen Finesse auf die berechneten Filterkurven. Dabei zeigt sich, dass die Halbwertsbreite (FWHM) der Filterkurven um den Faktor 1, 2 zu höheren Frequenzen zunimmt. Eine Änderung der Finesse wirkt sich, wie man erwartet, auf die Intensität und Auflösung der Filterkurven aus.

Mit Hilfe des Simulationsprogramms ist es auch möglich schrittweise aufzuzeigen, wie sich die einzelnen Parameter auf die Filterkurve auswirken, um diese dann systematisch zu optimieren. In den Abbildungen 3.21 bis 3.24 ist dargestellt, wie sich das Profil der Filterkurven ändert, wenn einzelne Parameter variiert werden. In der ersten Abbildungen wird das Etalon mit einer Apertur von 15 mm und einer Finesse von 100 so ausgeleuchtet, dass das Maximum des Gauß'schen-Strahls am Rande des Etalons liegt. Typisch ist hier die große Intensitätsabnahme bei höheren Frequenzen. Verschiebt man das Maximum des einfallenden Strahls, was im Simulationsprogramm durch den Parameter (*rnullas*) ermöglicht wird, so kann der Intensitätsunterschied über die gesamte Bandbreite minimiert werden (vgl. Abb. 3.22 und 3.23). Abbildung 3.24 zeigt das Profil der Filterkurven, wenn zusätzlich noch die Apertur des Etalons von 15 mm auf 40 mm vergrößert wird.

Dickes Etalon (FSR = 3 GHz) mit Finesse 65

Parameter	Wert	Beschreibung
rulen =	20000 $\mu m$	Breite des Etalons
rd =	49965.8 $\mu m$	Dicke des Etalons = 64472-faches Vielfaches der halben Laserwellenlänge. Das entspricht einem FSR des langen Etalons von 3 GHz.
rnumax =	9 GHz	Maximale Frequenz des Spektrometers
rfx =	2750000 $\mu m$	horizontale Brennweite. Damit wird ein CCD der Länge 26 mm bei 9 GHz voll ausgeleuchtet.
rr =	0.953	Reflexionskoeffizient der Spiegel für eine Finesse von 65
rt =	0.03	Transmissionskoeffizient der Spiegel
rfin =	65	Finesse

Tabelle 3.4: Parameter für das Simulationsprogramm für einem Etalon mit einem freien Spektralbereich von 3 GHz.

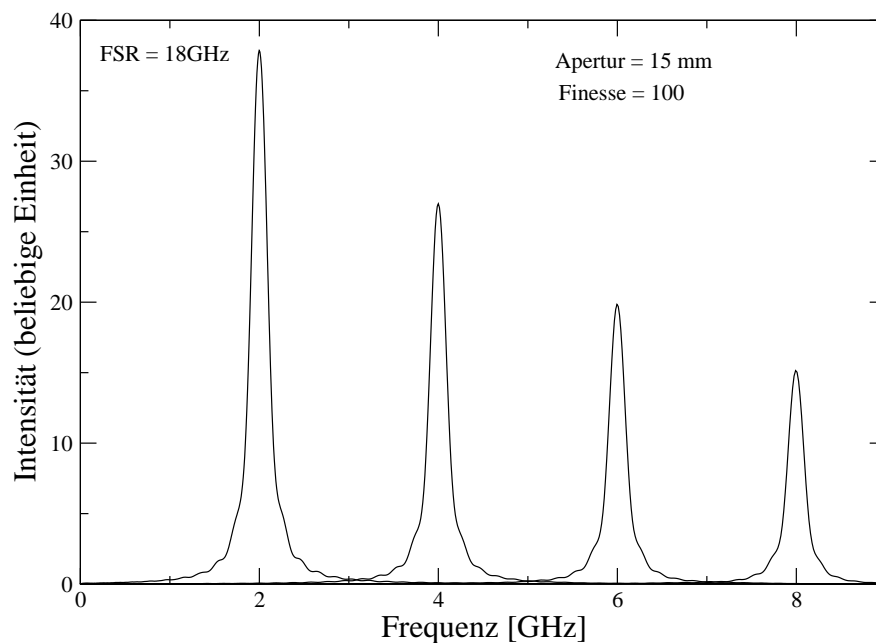


Abbildung 3.17: Simulierte Filterkurven für ein Etalon mit einem freien Spektralbereich von 18 GHz und einer Finesse von 100

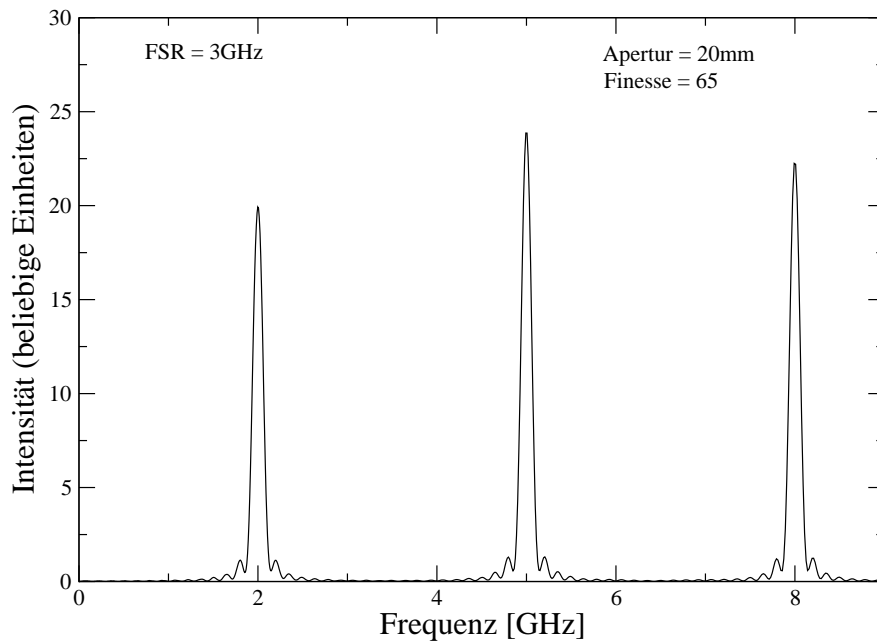


Abbildung 3.18: Simulierte Filterkurven für ein Etalon mit einem freien Spektralbereich von 3 GHz und einer Finesse von 65

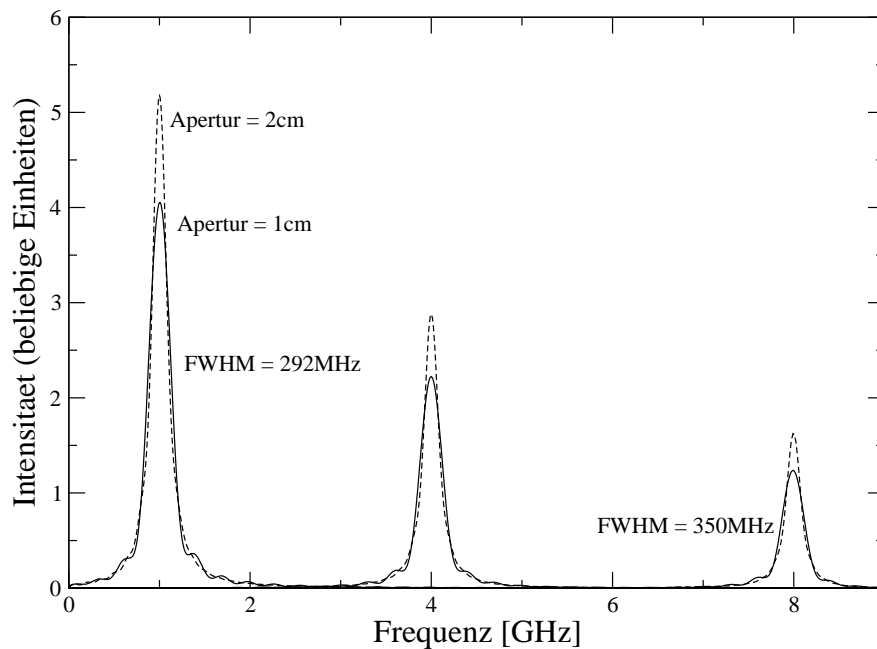


Abbildung 3.19: Simulierte Filterkurven bei Aperturbreiten von 1 und 2 cm.

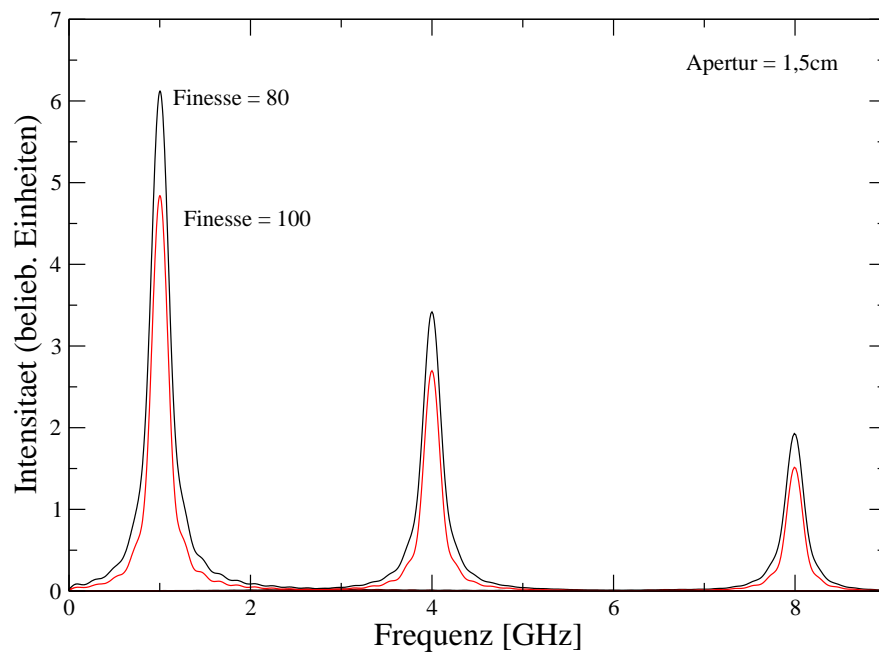


Abbildung 3.20: Simulierte Filterkurven bei einer Finesse von 80 und 100 und einer Aperturbreite von 15 mm.

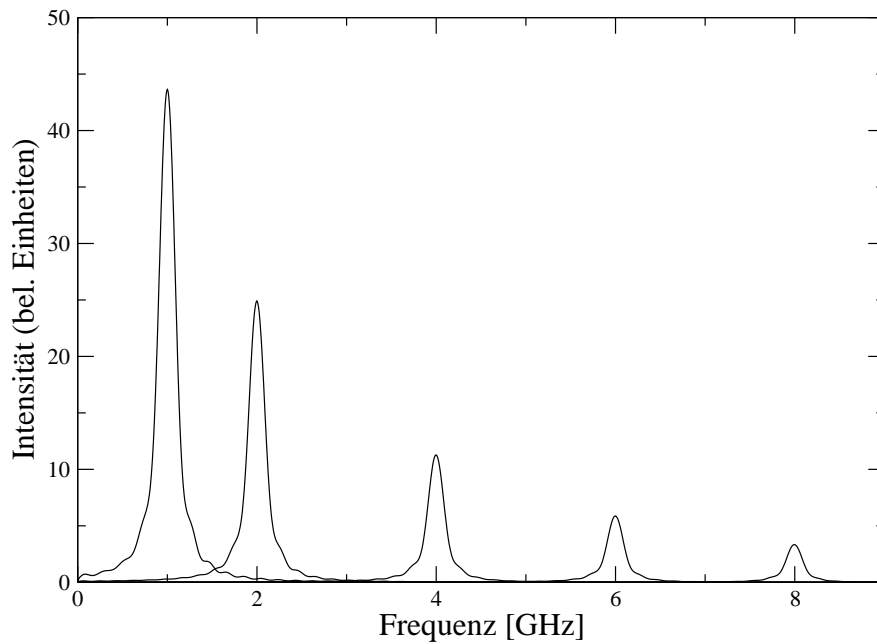


Abbildung 3.21: Simulation für ein Etalon mit einer Apertur von 15 mm und einer Finesse von 100 bei zentraler Ausleuchtung. Simulationsparameter:  $r_{ulen}=15000$ ,  $r_{nulas}=0$ ,  $r_{fin}=100$  (vgl. Tab.3.3).

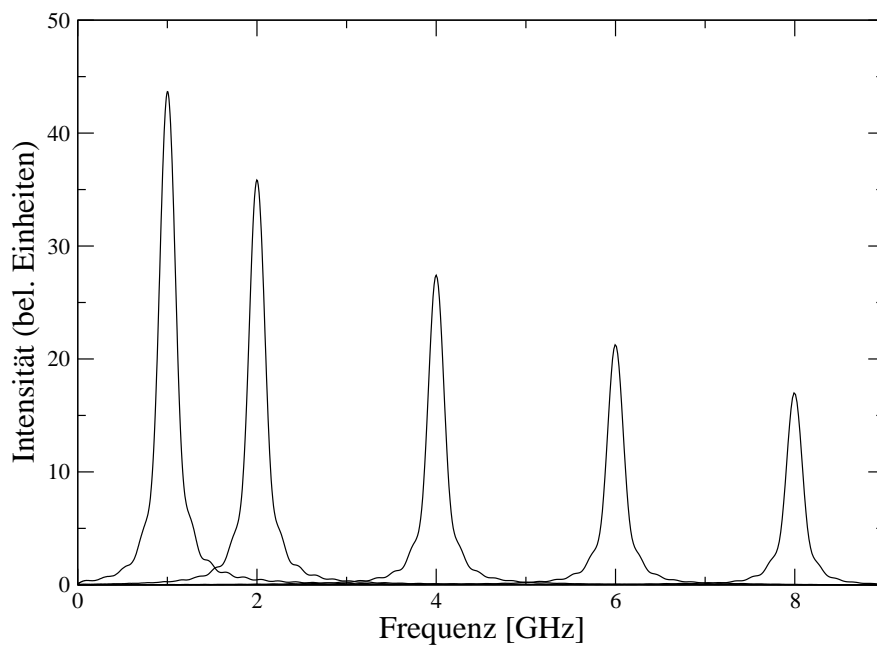


Abbildung 3.22: Simulation des Einflusses der Ausleuchtung auf die Intensität. Apertur=15 mm; Finesse=100. Simulationsparameter:  $r_{ulen}=15000$ ,  $r_{nulas}=4e9$ ,  $r_{fin}=100$  (vgl. Tab.3.3).

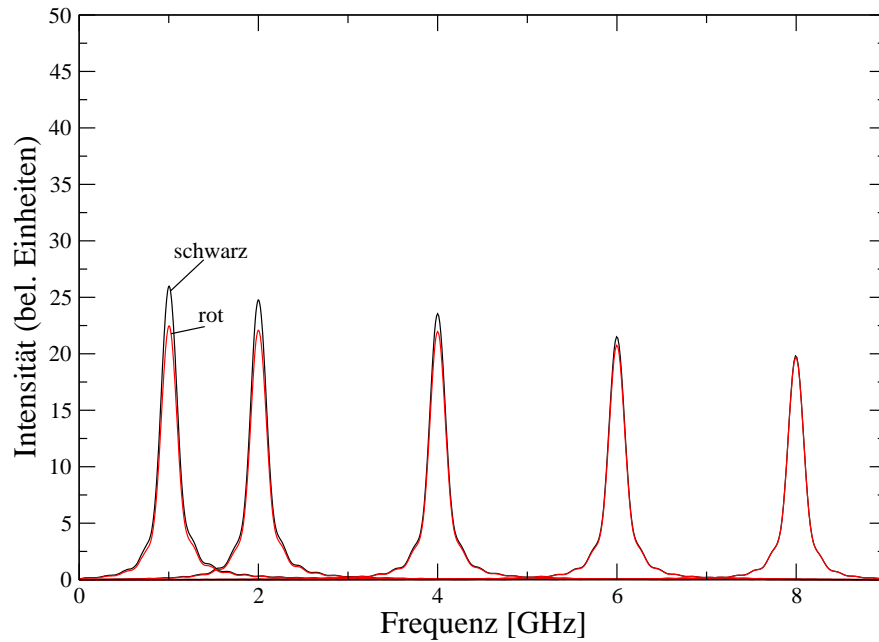


Abbildung 3.23: Simulation des Einflusses der Ausleuchtung auf die Intensität. Apertur=15 mm; Finesse=100. Simulationsparameter:  $ruln=15000$ ,  $rnulas=8e9$  (schwarz),  $rnulas=9e9$  (rot),  $rfin=100$  (vgl. Tab.3.3).

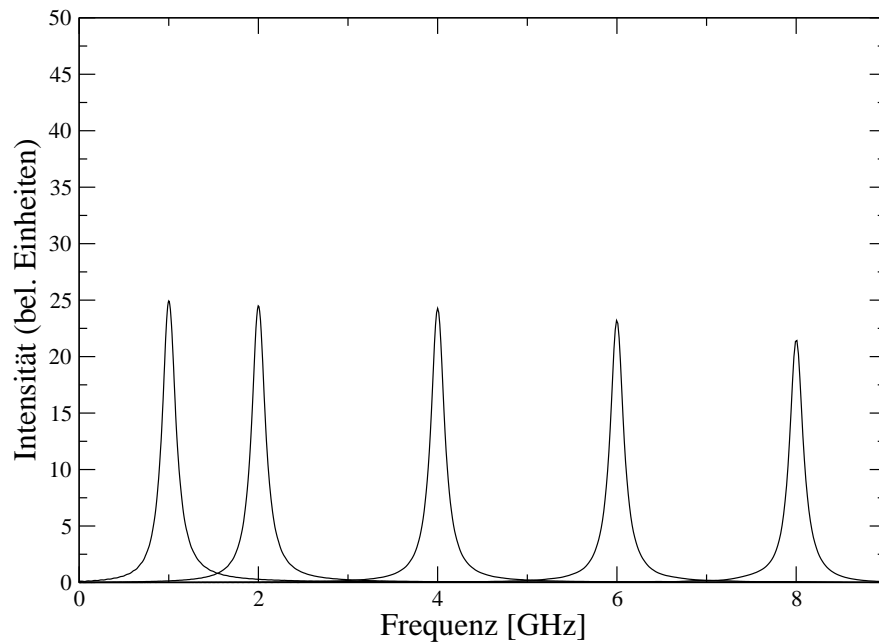


Abbildung 3.24: Simulation der Filterkurven bei einer Vergrößerung der Apertur auf 40 mm. Finesse=100. Simulationsparameter:  $ruln=40000$ ,  $rnulas=9e9$ ,  $rfin=100$  (vgl. Tab.3.3).

So wie bei der Abschätzung des minimalen Durchmessers unter dem Einfluss der Beugung, kann auch hier eine Abschätzung für den Durchmesser unter dem Einfluss der „walk-off“ Verluste angegeben werden.

Ist der freie Spektralbereich (FSR) in Einheiten von  $\text{cm}^{-1}$  gegeben, dann gilt:

$$\begin{aligned} D &\geq \sqrt{2\alpha \lambda c / \text{FSR}} \cdot F \\ &= \sqrt{2\alpha \lambda \cdot 2d} \cdot F \\ &= \sqrt{4\alpha \lambda d} \cdot F \end{aligned}$$

mit

$$D = 2l d \tan(\alpha_{max})$$

und

$$\begin{aligned} \tan(\alpha_{max}) &= \frac{\sqrt{f_{max}(2\nu_L + f_{max})}}{\nu_L} \\ &= \frac{\sqrt{\text{FSR}(2\nu_L + \text{FSR})}}{\nu_L} \quad \text{mit } f_{max} = \alpha \text{FSR} = \text{FSR}; \alpha = 1 \\ &\approx \sqrt{\frac{2 \text{FSR}}{\nu_L}} \end{aligned}$$

folgt für die Abschätzung des Etalon-Durchmessers

$$\begin{aligned} D &\geq l \cdot 2d \cdot \tan(\alpha_{max}) = F \frac{c}{\text{FSR}} \sqrt{\frac{\alpha 2 \text{FSR}}{\nu_L}} \\ &= F \sqrt{2\alpha \frac{c}{\text{FSR}} \lambda_L} \\ &= F \sqrt{4\alpha \lambda_L d} \end{aligned}$$

Man erhält die gleiche Abschätzung für  $D$ , wie bei der Betrachtung unter dem Einfluss der Beugung.

### 3.1.6 Fazit

An Hand den theoretischen Überlegungen für die Ausleuchtung des Etalons und den Simulationen für die „walk-off“ Verluste lassen sich abschließend folgende Punkte festhalten:

1. Die Verwendung von zwei Etalons in Reihe zur Vergrößerung der Auflösung ist technisch sehr aufwendig und teuer, da an das Etalon mit dem kleinen freien Spektralbereich sehr hohe Anforderungen bezüglich des Durchmessers und der Finesse gestellt werden. Aus diesem Grund wird man sich auf die Verwendung von einem Etalon mit dem entsprechenden Durchmesser und Finesse beschränken.
2. Die Auflösung des in dieser Arbeit vorgestellten Spektrometers ist durch die technischen Daten des Etalons beschränkt. Insbesondere sind bei hohen Frequenzen die „walk-off“ Verluste durch die effektiv nutzbare Apertur von 15 mm des Etalons nicht zu vernachlässigen. Dadurch verschlechtert sich die Auflösung bei hohen Frequenzen um einen Faktor  $\approx 1,2$ .
3. Die Ausleuchtung des Etalons kann so gewählt werden, dass über die gesamte Bandbreite eine gleichmäßige Intensitätsverteilung auftritt.
4. Sollten in Zukunft Modulatoren erhältlich sein, die bei einer kleineren Wellenlänge einsetzbar sind, so würden damit die Anforderungen an das Etalon bei gleicher Finesse sinken. Als Detektor könnte dann ein CCD eingesetzt werden, welches auch in den Akusto-optischen Spektrometern verwendet wird.

In der Zukunft sind vor allem bei Verwendung eines größeren Etalons Verbesserungen zu erwarten, da für die Auflösung des Spektrometers die effektive Apertur neben der Finesse entscheidend ist. Bei einer Apertur des Etalons von 40 mm werden die „walk-off“ Verluste minimiert und man erreicht über das gesamte Band die gleiche Auflösung.



## 3.2 Modulatoren

Als Material zur Fertigung von Phasen-Modulatoren sowie für Amplituden-Modulatoren wird häufig Lithiumniobat ( $\text{LiNbO}_3$ ) verwendet.

Lithiumniobat ist negativ doppelbrechend, d. h. der außerordentliche Brechungsindex  $n_e$  (Polarisation parallel zur optischen Z-Achse) ist kleiner als der ordentliche Brechungsindex  $n_o$  (Polarisation senkrecht zur optischen Achse). Die optischen Eigenschaften können in allgemeiner Form durch den Indexellipsoiden der Form beschrieben werden.

$$\left(\frac{x}{n_o}\right)^2 + \left(\frac{y}{n_o}\right)^2 + \left(\frac{z}{n_e}\right)^2 = 1$$

Äußere Einwirkungen wie Deformation, mechanische Spannung oder elektrische Felder bewirken über die piezoelektrischen, elastooptischen und linearen elektrooptischen Koeffizienten eine Verformung des Indexellipsoiden.

Bei Modulatoren ist nur der elektrooptische Effekt von Bedeutung. Die in den jeweiligen Raumkoordinaten wirkenden Komponenten des elektrischen Feldes  $E_k$  bewirken über den elektrooptischen Tensor, der aus den elektrooptischen Koeffizienten  $r_{jk}$  gebildet wird, eine Änderung des Indexellipsoiden entsprechend der Formel

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_j = \sum_{k=1}^3 r_{jk} E_k. \quad (3.6)$$

Der größte elektrooptische Koeffizient von  $\text{LiNbO}_3$  ist  $r_{33} = 34,0 \cdot 10^{-12} \text{m/V}$ . Er wirkt als einziger auf  $n_e$  [3].

Gleichung (3.6) lässt sich somit in der reduzierten Form schreiben, wobei die Polarisation der geführten optischen Welle und das elektrische Feld parallel zur kristallographischen Z-Achse gerichtet sind.

$$\Delta n_3 = \Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z$$

Die im Modulator integrierten optischen Wellenleiter sind in der Lage, in Analogie zur Glasfaser, Licht entlang einer vorbestimmten Bahn zu führen. Sie werden in planare Substrate ein- bzw. aufgebracht.

Der Wellenleiter selbst besteht aus einem Kanal, dessen Brechzahl im Vergleich zum umgebenden Material erhöht ist.

## 3.3 Integrierte Optik

Die integrierte Optik beruht auf der Kopplung von optischen und optoelektronischen Bauelementen in einem Chip mit dem Ziel der Miniaturisierung. Die Kopplung innerhalb des Chips und eventuell verschiedener Chips wird im allgemeinen durch optische

Wellenleiter gewährleistet. Bei der integrierten Optik handelt es sich also um eine der Mikroelektronik äquivalente Mikrooptik.

Die auf dem Chip angeordneten Bauelemente dienen der Erzeugung von optischer Strahlung, der Fokussierung, Teilung, Kombination, Isolation, Polarisierung, Kopplung, Schaltung, Modulation, der Ausführung logischer Operationen und dem Empfang optischer Strahlung. Entsprechend liegen die Anwendungen der integrierten Optik bei der optischen Nachrichtenübertragung, bei der Datenverarbeitung, einschließlich der optischen Computer, in der komplexen Realisierung von Mess- und Steuerfunktionen sowie bei der Messung von Grenzflächen-Eigenschaften.

**Optische Wellenleiter.** Allgemein besteht ein Wellenleiter aus einem Substrat, in das die wellenleitende Schicht eingebettet ist, und einem darüber liegenden Superstrat. Substrat und Superstrat müssen eine kleinere Brechzahl haben als die wellenleitende Schicht. Je nach Geometrie und Art der Einbettung sind verschiedene Anordnungen möglich. Abb. 3.25 zeigt einige Beispiele.

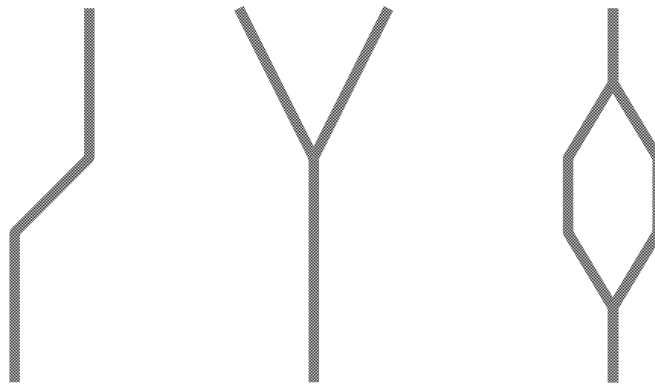


Abbildung 3.25: *Anordnung von Wellenleitern: S-Biegung, Y-Zweig, Mach-Zehnder Anordnung.*

**Grundformen von Wellenleitern.** Mit der Ausgestaltung von Wellenleiter-Formen lassen sich verschiedene Effekte erzielen. Die in der Abb. 3.25 gezeigten Konfigurationen ermöglichen folgende Funktionen:

- a) Versetzung der Ausbreitungsrichtung,
- b) Strahlungsteiler oder -vereiniger,
- c) Mach-Zehnder-Interferometer,

Innerhalb von Schichtsystemen lassen sich Halbleiterlaser und -empfänger, Lichtmodulatoren, Lichtkoppler, Schalter und nichtlineare Bauelemente integrieren. Damit sind eine Vielzahl von optoelektronischen und optischen Funktionen auf kleinstem Raum zu realisieren.

## 3.4 Modulatoren, Schalter

Unter Modulation ist die zeitliche Beeinflussung von Intensität, Phase, Polarisations-ebene oder Frequenz sowie der räumlichen Ablenkung zu verstehen.

Da ein Schalter dieselben Funktionen wie der Modulator haben kann, sind grundsätzlich die gleichen aktiven Bauelemente für beide geeignet.

Das Licht kann

- mechanisch, z. B. durch Chopper, Drehspiegel und Schwingspiegel
- magnetooptisch, z. B. durch Anwenden des Faraday-Effekts
- akustooptisch, z. B. durch Beugung an einem durch Ultraschall erzeugten Raumgitter
- elektrooptisch, z. B. durch Anwenden von Kerr- oder Pockels-Effekt

moduliert und geschaltet werden.

Da es sich beim Modulator um einen elektrooptischen Effekt handelt, wird hier nur auf das Grundprinzip des Kerr- und Pockels-Effekt eingegangen.

Beim elektrooptischen Kerr-Effekt legt man eine Spannung an die Kondensatorplatten an, zwischen denen sich die Kerr-Zelle befindet. Zusätzlich stellt man vor die Kerr-Zelle einen Polarisator in Diagonalstellung zur Richtung der elektrischen Feldstärke. Die linear polarisierte Welle in der Kerr-Zelle, die sich senkrecht zur elektrischen Feldstärke ausbreitet, kann bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems in zwei Komponenten zerlegt werden. Eine, die parallel zur Feldrichtung schwingt und eine Komponente, die senkrecht zur Feldrichtung schwingt.

Beide Komponenten haben unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten und Brechzahlen  $n_r, n_a$ , aber gleiche Amplitudenbeträge. Es entsteht nach Durchlaufen der Kerr-Zelle  $d$  die optische Wegdifferenz  $\Delta L = (n_r - n_a)d = \Delta n \cdot d$ , also die Phasendifferenz  $\delta = (2\pi \Delta L) / \lambda_0$ . Das austretende Licht ist im allgemeinen elliptisch polarisiert. Die optische Wegdifferenz beträgt

$$\Delta L = K d E^2 \lambda_0 \quad (3.7)$$

( $d$  Schichtdicke in m,  $E$  elektrische Feldstärke in  $V \cdot m^{-1}$ , und  $K$  in  $m \cdot V^2$  ist eine für den betreffenden Stoff charakteristische Konstante.

Der Kerr-Effekt ist ein quadratischer Effekt, bei dem die optische Wegdifferenz quadratisch von der angelegten Spannung  $U = E \cdot l$  ( $l$  Plattenabstand) abhängt.

Ordnen man hinter der Kerr-Zelle, in gekreuzter Stellung zum Polarisator einen Analysator an (Abb. 3.26), so ist bei  $U = 0$  Auslöschung vorhanden. Bei  $U_{0,5}$  wirkt die

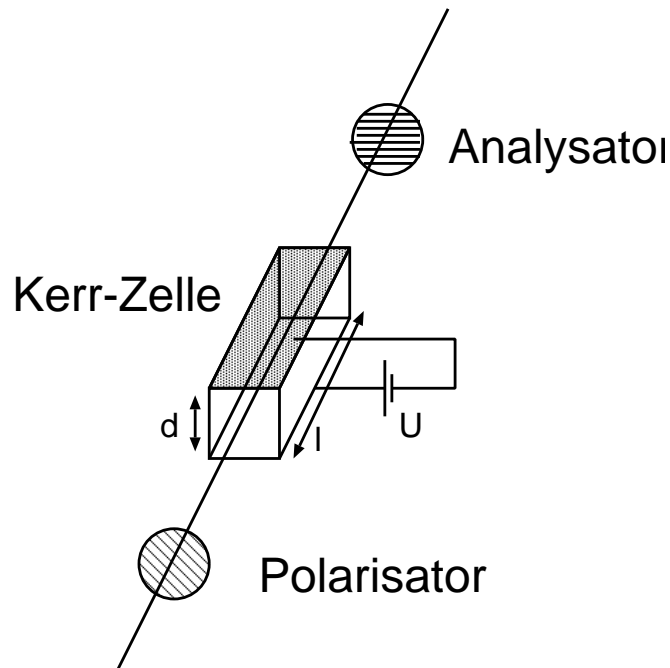


Abbildung 3.26: Kerr-Zelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren.

Kerr-Zelle wie ein  $\lambda/2$ -Plättchen. Die Schwingungsebene ist um  $90^\circ$  gedreht, und hinter dem Analysator herrscht maximale Helligkeit. Die dazu erforderliche Spannung  $U_{0,5} = 1/\sqrt{2Kd}$  heißt Halbwellenspannung. Allgemein beträgt der Transmissionsgrad der Kerr-Zelle mit gekreuztem Polarisator und Analysator

$$\tau = \tau_0 \sin^2 \left[ \frac{\pi}{2} \left( \frac{U}{U_{0,5}} \right)^2 \right]$$

Es lassen sich Modulationsfrequenzen bis 100 MHz erreichen.

Der Pockels-Effekt ist ein elektrooptischer Effekt, der sowohl als transversaler Effekt (Feldlinien senkrecht zur Lichtausbreitung) wie auch als longitudinaler Effekt (Feldlinien parallel zur Lichtausbreitung) auftreten kann. Er beruht wie der Kerr-Effekt auf der Änderung der Doppelbrechung von Stoffen im elektrischen Feld. Im Gegensatz zum Kerr-Effekt ist er aber ein linearer Effekt, bei dem die optische Wegdifferenz proportional zur elektrischen Feldstärke ist. Für den transversalen Pockels-Effekt sind die Erscheinungen völlig analog zum Kerr-Effekt, nur ist in Gleichung (3.7) die Pockels-Konstante  $K_p$  einzusetzen, und statt  $E^2$  ist  $E$  zu schreiben. Der transversale Pockels-Effekt ist vor allem für die integrierte Optik interessant.

Die Halbwellenspannung beträgt  $U_{0,5} = 1/(2 K_p)$ . Beim Anlegen der Spannung  $U_{0,5}$  wirkt die Pockels-Zelle wie ein  $\lambda/2$ -Plättchen, oder auch wie zwei gleichgerichtete aufeinander folgende  $\lambda/4$ -Plättchen. Wird die Zelle zwischen Polarisator und Analysator in gekreuzter Stellung gebracht, dann führt Anlegen der Spannung  $U_{0,5}$  auf

$\tau = \tau_0$ , Anlegen der Spannung  $-U_{0,5}$  auf  $\tau = 0$ . Beim Einsatz zur Modulation des Lichtes erreicht man Frequenzen bis in den GHz-Bereich ( $> 30$  GHz) hinein [12].

## 3.5 Phasen-Modulator

Das einfachste Bauelement, in dem der elektrooptische Effekt genutzt wird, ist der Phasenmodulator. Hierbei sind längs eines Streifenwellenleiters koplanare Elektroden angeordnet (Abb. 3.29), mit deren Hilfe die Phase der Lichtwelle moduliert werden kann. Die Art der Anordnung und die Geometrie der Elektroden bestimmen dabei die Wirkung des elektrischen Feldes [9].

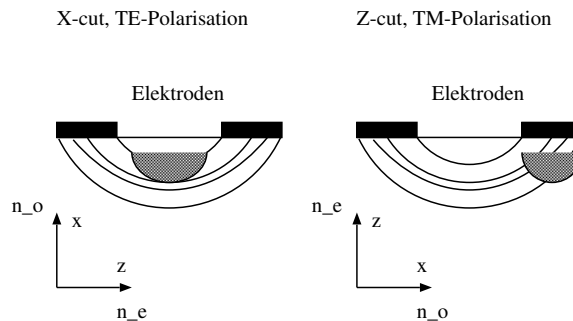


Abbildung 3.27: Anordnungen der Elektroden.

Für eine konkrete Elektrodengeometrie kann man folgende Gleichung aufstellen.

$$\Delta n_3 = \Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} \frac{U}{d} \Gamma$$

$U$  ist die angelegte Spannung,  $d$  der Elektrodenabstand und  $\Gamma$  der elektrisch-optische Überlappungsfaktor zwischen dem elektrischen Feld des in der Glasfaser geführten Modus und dem äußeren elektrischen Feld. Die Eindeutigkeit der elektrooptischen Brechzahländerung erfordert die Verwendung linear polarisierten Lichts. Aus diesem Grund verursacht eine falsche Polarisation eine erhöhte Dämpfung.

Der nutzbare Wellenlängenbereich (optische Bandbreite) hängt vom Substratmaterial und der Zentralwellenlänge ab. Innerhalb dieses Bereiches ist die einmodige Lichtführung und damit eine eindeutige Modulation gesichert. Auf Basis von Lithiumniobat beträgt der nutzbare Wellenlängenbereich im nahinfraroten Spektralbereich etwa 100 nm.

Die maximale Abweichung der modulierten Phase gegenüber der unmodulierten Phase wird Phasenhub oder auch Modulationsindex  $\beta$  genannt.

$$\beta = -\frac{\pi L}{\lambda} n_3^3 r_{33} \frac{U}{d} \Gamma,$$



Abbildung 3.28: Phasenmodulator, links ist der Anschluss für das RF-Signal und rechts ein Abschlusswiderstand zu sehen.

wobei  $L$  der Elektrodenlänge entspricht [3].

Eine charakteristische Größe der Modulation ist die  $U_\pi$ -Spannung, welche die Spannung bezeichnet, bei der die Phase der optischen Welle um  $\pi$  verschoben wird. Für  $\beta = \pi$  ergibt sich die  $U_\pi$ -Spannung zu:

$$U_\pi = \frac{d \lambda}{r_{33} n_3^3 L \Gamma}$$

Die Spannung  $U_\pi$  liegt typischerweise im Bereich weniger Volt. Auf Grund der Wirkung des elektrooptischen Effekts, der geringen Spannung und unter Verwendung einer geeignet dimensionierten Elektrodenanordnung lassen sich prinzipiell Modulationsfrequenzen bis weit in den Gigahertzbereich erreichen.

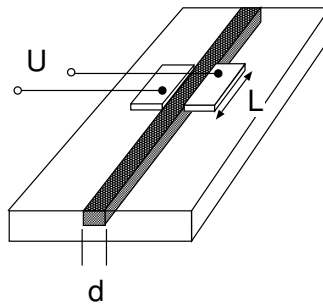


Abbildung 3.29: Schema eines Phasenmodulator.

Bei der Phasenmodulation beeinflusst das Modulationssignal die Phase des Trägers. Den zeitlichen Verlauf der Phasenmodulation beschreibt die Funktion  $E_{PM}(t)$ :

$$E_{PM}(t) = E_c \cdot \cos(\omega_c t + \beta \cos(\omega_m t))$$

Wie bei der Frequenzmodulation geht man auch hier zur komplexen Schreibweise über.

$$E_{PM}(t) = E_c \operatorname{Re} \left( e^{i\omega_c t} \cdot e^{i\beta \cos(\omega_m t)} \right)$$

Der zweite Exponentialterm kann in einer Potenzreihe dargestellt werden. Nach weiteren trigonometrischen Umformungen erhält man:

$$\begin{aligned}
 e^{i\beta \cos(\omega_m t)} &= J_0(\beta) \\
 &+ 2i \cdot J_1(\beta) \cdot \cos(\omega_m t) \\
 &+ 2i^2 \cdot J_2(\beta) \cdot \cos(2\omega_m t) \\
 &+ 2i^3 \cdot J_3(\beta) \cdot \cos(3\omega_m t) \\
 &+ \dots
 \end{aligned}$$

Setzt man diesen Term ein und bildet den Realteil so folgt für:

$$\begin{aligned}
 E_{PM}(t) &= E_c \cdot \{ [J_0(\beta) - 2 \cdot J_2(\beta) \cdot \cos(2\omega_m t) + \dots] \cdot \cos(\omega_c t) \\
 &- [2 \cdot J_1(\beta) \cdot \cos(\omega_m t) - 2 \cdot J_3(\beta) \cdot \cos(3\omega_m t) + \dots] \cdot \sin(\omega_c t) \}
 \end{aligned}$$

Dies lässt sich durch die trigonometrischen Beziehungen

$$\begin{aligned}
 \cos(\alpha) \cdot \cos(\beta) &= \frac{1}{2}(\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)) \\
 \cos(\alpha) \cdot \sin(\beta) &= \frac{1}{2}(\sin(\alpha + \beta) - \sin(\alpha - \beta))
 \end{aligned}$$

umformen zu:

$$\begin{aligned}
 E_{PM}(t) &= E_c \cdot \{ J_0(\beta) \cdot \cos(\omega_c t) \\
 &- J_1(\beta) [\sin(\omega_c + \omega_m) t + \sin(\omega_c - \omega_m) t] \\
 &- J_2(\beta) [\cos(\omega_c + 2\omega_m) t + \cos(\omega_c - 2\omega_m) t] \\
 &+ J_3(\beta) [\sin(\omega_c + 3\omega_m) t + \sin(\omega_c - 3\omega_m) t] \\
 &\dots \}
 \end{aligned}$$

Das Spektrum bei einer Phasenmodulation besteht somit aus den folgenden Komponenten:

- Trägerfrequenz  $f_c$  mit der Amplitude  $J_0(\beta) \cdot E_c$
- und unendlich vielen Seitenfrequenzen  $f_c \pm n f_m$  mit den Amplituden  $J_n(\beta) \cdot E_c$ .

Für die Spektralverteilung bei der Phasenmodulation ist somit der Modulationsindex entscheidend. Je größer dieser ist, desto mehr Seitenfrequenzen mit nicht zu vernachlässigen Amplituden treten auf. Es sei bemerkt das für  $\beta = 0$ ,  $J_0(0) = 1$  und  $J_n(0) = 0$  für  $n \neq 0$  gilt.

Die Zeitfunktion  $E_{PM}(t)$  hat eine konstante Amplitude und damit eine konstante Leistung.

$$P_{ges} = E_c^2 \cdot [J_0^2(\beta) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n^2(\beta)] = \text{const.}$$

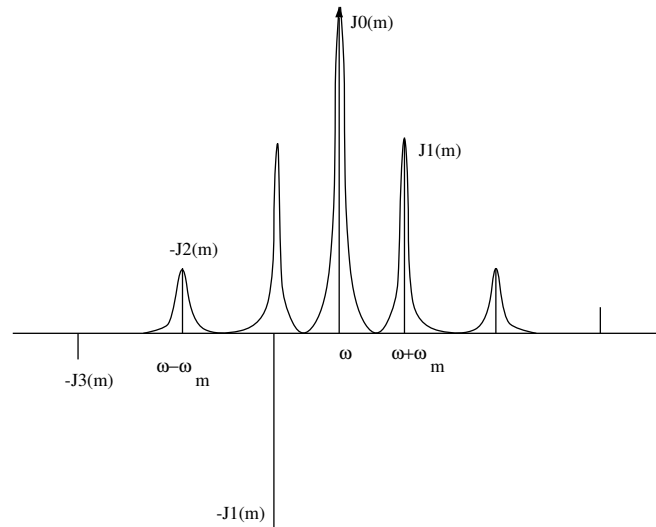


Abbildung 3.30: *Spektrum eines phasenmodulierten elektrischen Feldes beschrieben durch die Besselfunktionen. Die Amplitude im  $k$ -ten Seitenband bei Frequenz  $\omega + k\omega_m$  ist proportional zu  $J_k(\beta)$ .*

$E_c^2$  ist die Leistung des unmodulierten Trägers.

Dies bedeutet, dass die Gesamtleistung bei der Phasenmodulation nicht geändert wird. Die Gesamtleistung verteilt sich in Abhängigkeit der Aussteuerung auf die Seitenfrequenzen.

Fordert man z.B. für die höheren Harmonischen einen Gesamtbeitrag zur Leistung von weniger als  $10^{-3}$ , so kann der Modulationsindex wie folgt abgeschätzt werden. Die Besselfunktion kann durch folgende Gleichung dargestellt werden [1]

$$J_n(\beta) = \left(\frac{1}{2}\beta\right)^n \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-\frac{1}{4}\beta^2)^k}{k! \Gamma(n+k+1)},$$

woraus folgt

$$J_n^2(\beta) \approx \frac{(\frac{1}{2}\beta)^{2n}}{(n!)^2}.$$

Insgesamt folgt somit für den Modulationsindex  $\beta$ :

$$\frac{J_2^2(\beta)}{J_1^2(\beta)} = \frac{1}{16} \beta^2 \leq 10^{-3}$$

Das heißt, der Modulationsindex muss  $\beta \leq 0.13$  sein, damit der Gesamtbeitrag der höheren Ordnungen kleiner als  $10^{-3}$  ist. Damit ist die maximale Eingangsleistung am Modulator bestimmt.



## 3.6 Amplituden-Modulator

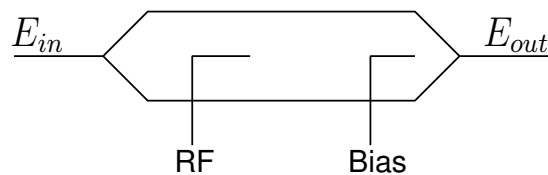


Abbildung 3.31: Foto und Schaltbild des Amplituden-Modulators.

Ein Typ des Amplituden-Modulators besteht aus einem internen Mach-Zehnder Interferometer mit integriertem Phasenmodulator. Der Phasenmodulator befindet sich dabei nur in einem der beiden Interferenzzweige des Mach-Zehnder-Interferometers. Das Anlegen einer Bias-Spannung führt zu einer Phasenverschiebung des in den Interferometerzweigen geführten Lichts, was eine Änderung des Interferenzzustands am Ausgang bewirkt.

Auf diese Weise lassen sich beliebige Ausgangsleistungen zwischen einem Minimal- und einem Maximalwert ( $P_{\min}$  bzw.  $P_{\max}$ ) einstellen. Die Auslöschung wird durch das Verhältnis von Maximum zu Minimum beschrieben.

Die Ausgangsleistung verhält sich als Funktion der angelegten Spannung analog einer Cosinus-Funktion (s. Abb. 3.32).

Als Halbwellenspannung wird die Spannung bezeichnet, die nötig ist, um vom Minimum zum Maximum zu schalten. Sie beträgt bei der in der Abbildung gezeigten und allgemein verwendeten Gegentakt-Elektrodenanordnung die Hälfte der einem gleichlangen Phasenmodulator entsprechenden Halbwellenspannung:

$$P = P_{\min} + (P_{\max} - P_{\min}) \left( \frac{1}{2} \cos \left( \frac{\pi(U - U_0)}{U_{\pi}} \right) + \frac{1}{2} \right)$$

Die Übertragungsfunktion eines Mach-Zehnder Modulators wird durch den folgenden Ausdruck beschrieben:

$$I(t) = \alpha I_0 \cos^2 \left( \frac{\pi U(t)}{2U_{\pi}} \right)$$

$I(t)$  bezeichnet dabei die transmittierte Intensität,  $\alpha$  die Verluste bei der Einkoppelung,  $I_0$  die Eingangsintensität,  $U(t)$  die angelegte Spannung und  $U_{\pi}$  die Bias-Spannung.

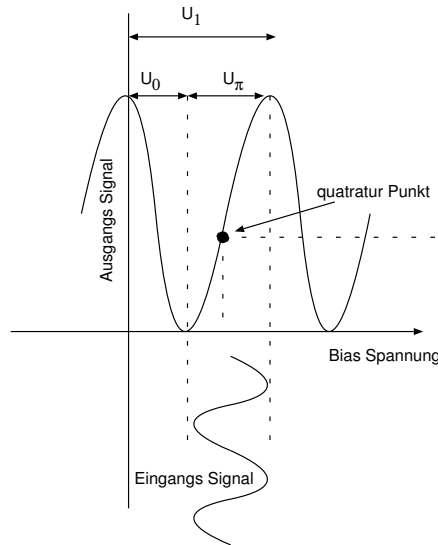


Abbildung 3.32: Modulationskurve

Ein weiterer Type eines Amplituden-Modulators unterscheidet sich z. B. durch die Anordnung der Elektroden für die RF-Spannung. Dabei liegt die Spannung an der mittleren Elektrode an, während die äußeren Elektrode geerdet sind. Abbildung 3.33 zeigt den schematischen Aufbau dieses Amplituden-Modulators.

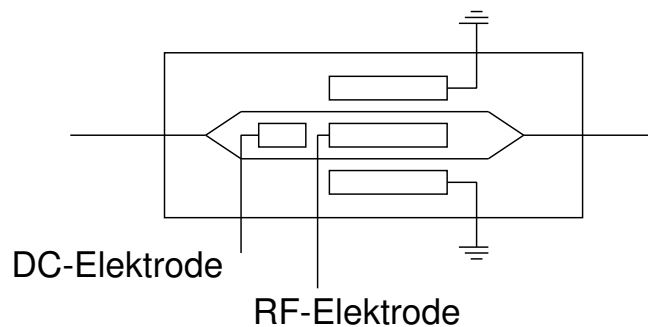


Abbildung 3.33: Schematischer Aufbau eines Amplituden-Modulator. Die RF-Elektrode befindet sich bei diesem Typ zwischen den beiden Armen des Mach-Zehnder Interferometers.

Durch diese Anordnung der Elektroden entsteht ein elektrisches Feld mit entgegengesetzter Polarisation in den beiden Armen des Interferometers. Positives und negatives elektrisches Feld ändern den Brechungsindex in entgegengesetzter Richtung, sodass auch die Phasenänderung in beiden Armen entgegengesetzt ist. Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der Reduzierung der erforderlichen Spannung für eine Phasenänderung von  $180^\circ$ .

Weitere Konfigurationen sind kommerziell erhältlich und werden für unterschiedliche Applikationen gefertigt. So gibt es Bauteile mit einem Phasen- und Amplituden-Modulator in Serie (Abb. 3.34a), oder mit komplementären Ausgang (Abb. 3.34b), der zur Systemkontrolle und Stabilisierung genutzt werden kann [5].

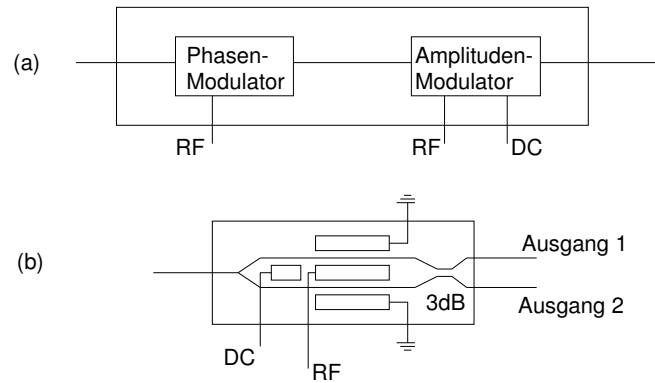


Abbildung 3.34: (a) Phasen- und Amplituden-Modulator in Serie, (b) Amplituden-Modulator mit komplementären zweiten Ausgang.



## 4 Photonstatistik

In der Radioastronomie werden Signale mit geringer Intensität beobachtet. Ist das statistische Verhalten der Signale durch weißes Rauschen bestimmt, so lässt sich das Signal zu Rauschverhältnis durch Integration verbessern. Das Signal zu Rauschverhältnis ( $S/N$ ) bestimmt sich aus der Radiometerformel [8].

$$\begin{aligned}\Delta T &= \frac{T_{\text{Sys}}}{\sqrt{B_{\text{fluc}} \cdot t_{\text{int}}}} \\ \frac{S}{N} &= \frac{T_{\text{Sig}}}{T_{\text{Sys}}} \cdot \sqrt{B_{\text{fluc}} \cdot t_{\text{int}}}\end{aligned}$$

$\Delta T$  ist die untere Grenze einer nachweisbaren Rauschtemperaturerhöhung.

Bei breitbandigen Spektrometern (große Fluktuationsbandbreite  $B_{\text{fluc}}$ ) wird das radiometrische Rauschen immer geringer. Da sich das Gesamttrauschen des Spektrometers im wesentlichen aus Radiometerrauschen und Detektorrauschen zusammensetzt, muss ein besonderes Augenmerk auf die Anforderungen des Detektors gelegt werden, da dieser Beitrag nicht größer als das Radiometerrauschen sein sollte.

$$\sigma_{\text{ges}}^2 = \sigma_{\text{rad}}^2 + \sigma_{\text{det}}^2$$

Das Detektorrauschen setzt sich dabei aus Dunkelstromrauschen, Ausleserauschen und Schrotrauschen zusammen. Die thermisch erzeugten Dunkelstrom-, sowie die Ausleseelektronen sind von der Aussteuerung des Detektors unabhängig, während das Schrotrauschen durch die statischen Schwankungen der Photoelektronen bestimmt wird und somit von der Aussteuerung abhängt. Für den Rauschbeitrag des Detektors ergibt sich

$$\sigma_{\text{det}}^2 = \sigma_{\text{Shot}}^2 + \sigma_{\text{Dark+Readout}}^2$$

mit

$$\begin{aligned}\sqrt{\sigma_{\text{Shot}}^2} &= \sqrt{n_S} \\ \sqrt{\sigma_{\text{Dark+Readout}}^2} &= \sqrt{n_D + n_R}\end{aligned}$$

$n_S$  = Anzahl der Signalelektronen

$n_D$  = Anzahl der Dunkelstrom-Elektronen

$n_R$  = Anzahl der Ausleseelektronen.

Die Größe des Dunkelstrom ist Detektorspezifisch und kann durch Kühlung reduziert werden, wobei er sich nach ca. 8 - 9° C Temperatursenkung halbiert.

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung eines Spektrometers ist das Signal zu Rauschverhältnis [10]:

$$\frac{S}{N} = \frac{n_S}{\sqrt{n_S + n_D + n_R}}$$

Eine hohe maximale Photoelektronenzahl verbessert das Signal- zu Rauschverhältnis und ist für ein geringes Eigenrauschen des Spektrometers mitentscheidend.

Bei den Akusto-optischen Spektrometern mit einer Fluktuationsbandbreite von 1,6 MHz werden ca. 1,6 Millionen Photoelektronen benötigt, bei einer Quanteneffizienz von ca. 60%. Um einen vergleichbaren Dynamikbereich bei einer Fluktuationsbandbreite von 180 MHz zu erzielen, müsste die Anzahl der Photonenelektronen um einen Faktor 100 größer sein. Der Detektor sollte demnach mindestens 160 Millionen Photonenelektronen pro Auslesezyklus detektieren können.

Der Zeilensensor im Laser-Seitenband-Spektrometer besteht aus 512 Pixeln mit einer Kapazität von 32 pico Coulomb pro Pixel. Dies entspricht  $180 \cdot 10^6$  Elektronen. Nimmt man als Quanteneffizient 90% an, dann werden ca.  $200 \cdot 10^6$  Photonen für ein Pixel benötigt. Die folgende Abschätzung soll zeigen, ob dies vom Laser-Seitenband-Spektrometer auch gewährleistet werden kann. Die zur Sättigung benötigte Lichtleistung für alle Pixel beträgt:

$$E = 512 \cdot 200 \cdot 10^6 \cdot h \cdot \nu = 13 \text{ nJ}$$

mit

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js, bei } \lambda = 1550 \text{ nm.}$$

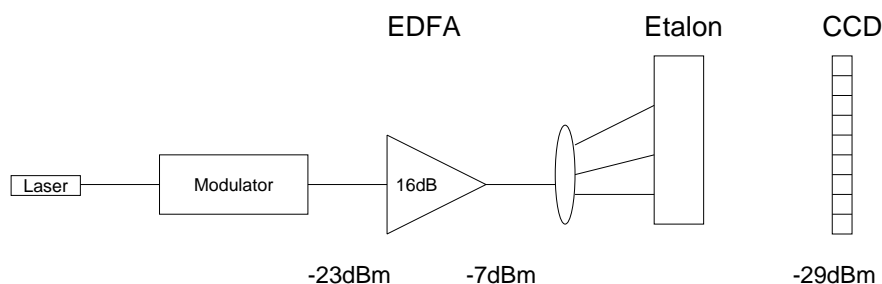


Abbildung 4.1: Vorhandene Lichtleistung vor und nach den einzelnen Komponenten des Laser-Seitenband-Spektrometers.

Bei einer Auslesezeit von 10 ms, entspricht dies einer Leistung von  $1,3 \cdot 10^{-6} \text{ W}$ , entsprechend -29 dBm, über das gesamte Band. Bei einer angestrebten Finesse von 150 für das Etalon stehen für die einzelnen auflösbaren Frequenzbereiche nur 1/150 der Leistung zur Verfügung. Zusammen mit den Verlusten durch das Etalon von ca. 10 dB,

die experimentell ermittelt wurden und gut mit den vom Hersteller angegebenen Werten übereinstimmen, sollte die Leistung am Ausgangs des Verstärkers (EDFA)  $-7$  dBm betragen (vgl. Abb. 4.1).

Wie im Kapitel 2.3 ausgeführt, liegt am Ausgang des Modulators eine Lichtleistung von maximal  $-20$  dBm. Hierbei gilt es zu berücksichtigen, dass das Trägersignal auch bei einer Unterdrückung von  $27$  dB noch den größten Anteil zur Gesamtleistung beiträgt. Die Leistung im Seitenband selbst beträgt ca.  $-23$  dBm. Da auf dem Zeilensensor die Seitenbänder detektiert werden, wird eine Verstärkung des Signals von  $16$  dB benötigt. Erst durch den Einsatz des Lichtverstärkers steht genügend Leistung am Zeilensensor (CCD) zur Verfügung, so dass über die gesamte Bandbreite die Pixel gesättigt werden können.

Der Dynamikbereich des Spektrometers bestimmt sich nicht nur aus der Zahl der Photoelektronen, sondern gerade auch durch das Dunkelstromrauschen des Detektors. Das Dunkelstromrauschen ist bei der Bestimmung des Dynamikbereichs noch entscheidender. Der Dynamikbereich des Zeilensensors kann definiert werden als das Verhältnis von maximal nachweisbaren Signalelektronen  $n_S$  pro Auslesung und dem minimalen Signal, das so groß ist wie der RMS-Wert des Dunkelstroms [10]:

$$R = \frac{n_S}{\sqrt{n_D + n_R}}$$

Mit dieser Definition hat der Detektor, mit den Daten aus dem Datenblatt, einen Dynamikbereich von  $R = 30000$ . An Hand den Untersuchungen in einer früheren Arbeit kann der Dynamikbereich des Spektrometers mit einer Fluktuationsbandbreite von  $180$  MHz bestimmt werden zu  $\sim 10$  dB [10]. Dies wäre für radiometrische Messungen ausreichend. Ist der Dynamikbereich des Detektor z.B. eingeschränkt durch das Ausleserauschen („read-out noise“) durch den Verstärker auf dem Zeilensensor selbst, so müsste man die Auslesezeit verkürzen um den geforderten Dynamikbereich wieder zu erreichen. Gleichzeitig müsste die Zahl der Photoelektronen pro Auslesezeit erhöht werden. Dies sollte nach obiger Abschätzung ebenfalls möglich sein.





# 5 Justierung

Eine genaue Ausrichtung der Zylinderlinse, sowie ein sehr guter kollimierter Laserstrahl hinter dem Glasfaser-Kollimator, sind entscheidend für die Abbildung des Etalon-Ringsystems auf eine Zeile. In diesem Kapitel wird daher auf die einzelnen Schritte bei der Justierung eingegangen. Eine grundlegende Schwierigkeit bei der Justierung ist die Wellenlänge im Nahinfrarotbereich von  $1,5\mu\text{m}$ . Als Detektoren stehen dabei eine Sensorkarte, Zeilenkamera und eine quasi Nahinfrarotkamera<sup>1</sup> zur Verfügung. Sensorkarte und die quasi Nahinfrarotkamera besitzen nur eine geringe Nachweisempfindlichkeit und die Zeilenkamera gibt nur einen sehr schmalen Ausschnitt des Abbildes wieder. Daher wird die Justierung der Zylinderlinse mit der quasi Nahinfrarotkamera durchgeführt und die Justierung des Etalons am Ende mit der Zeilenkamera.

Die folgenden Abbildungen des Ringsystems wurden mit einer hochempfindlichen Nahinfrarotkamera aufgenommen, die kurzzeitig als Leihgabe von der Firma L.O.T. zur Verfügung stand. Nur mit Hilfe dieser Kamera war es möglich den Einfluss der Zylinderlinse auf die Abbildung des Ringsystems auf eine Zeile zu untersuchen.

## 5.1 Zylinderlinse

Die richtige Ausleuchtung des Etalons ist für das Laser-Seitenband-Spektrometer ein entscheidender Faktor. Die Apertur des eingesetzten Etalons beträgt 15 mm, weshalb „walk-off“ Verluste bei falscher Ausleuchtung zu einer deutlicheren Reduzierung der Auflösung führen. Die Ursachen für die „walk-off“ Verluste wurden im Kapitel 3.1.4 beschrieben. Um die Verluste klein zu halten, muss auf eine effiziente Ausleuchtung geachtet werden. Damit dies erreicht wird, sollte der Divergenzwinkel des Strahls (Brennweite der Zylinderlinse) auf die benötigte Bandbreite des Spektrometers abgestimmt sein. Bei dem jetzigen Aufbau besitzt das Spektrometer eine Bandbreite von 9 GHz. Dies entspricht einem Divergenzwinkel von ca.  $0,52^\circ$ .

Die vertikale Ausrichtung der Zylinderlinse muss als Erstes mit der quasi Nahinfrarotkamera kontrolliert werden, da kleine Verdrehungen aus der vertikalen Position eine Drehungen der Signalzeile aus der horizontalen Position verursachen.

---

<sup>1</sup>Die Kamera besteht aus einem Standard CCD-Sensor, der in einem Wellenlängenbereich von 700-800nm empfindlich ist, auf dem eine Fluoreszenzschicht aufgebracht ist, sodass Photonen mit einer Wellenlängenbereich von  $1-2\mu\text{m}$  detektiert werden können. Die Nachweisempfindlichkeit gegenüber einer Nahinfrarotkamera ist dabei um einen Faktor 100 schlechter.

Die beiden folgenden Abbildungen zeigen den Einfluss der Kollimation auf das vom Etalon erzeugte Ringsystem. Dabei wurde das Trägersignal bewusst übersteuert, damit das Ringsystem deutlich zu erkennen ist. Dies hat zur Folge das das Trägersignal selbst sehr breit erscheint und auf dem Detektor verschmiert.

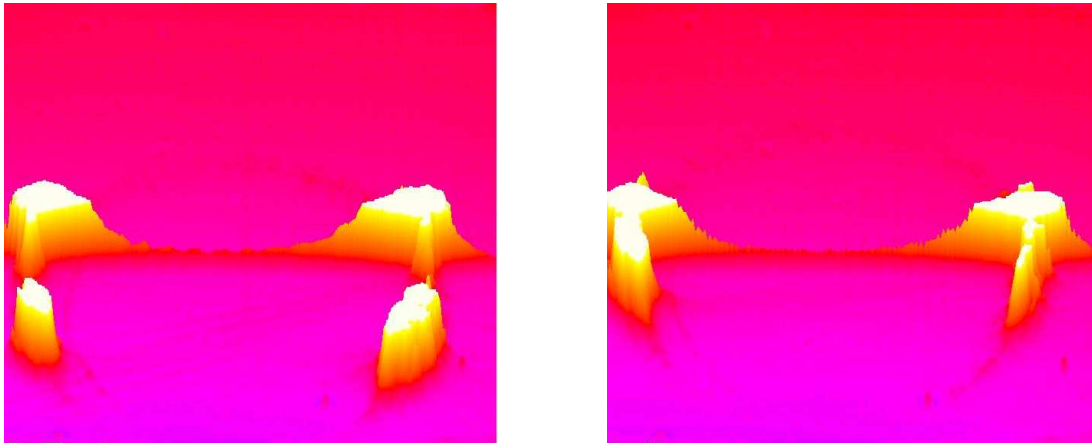


Abbildung 5.1: *Einfluss der Kollimation auf die Ausleuchtung des Etalons und die damit verbundene Transformierung des Ringsystems. Hierbei ist der Laser nicht moduliert, sodass kein Seitenbandsignal auftritt.*

Die Kollimationsoptik wurde in den beiden Aufnahmen (Abbildung: 5.1) Schrittweise justiert, um so den Einfluss des kollimierten Laserstrahls auf die Abbildung des Ringsystems zu verdeutlichen. Ist der Strahl zu divergent so wird stets ein Teil des Ringsystems mit ausgeleuchtet. Dieses Laserlicht steht dann am Detektor nicht mehr zur Verfügung. Im linken Bild von Abbildung 5.1 ist das Etalon zusätzlich gegen die horizontale Position verkippt. Man erkennt wie sich durch die Dejustierung die Spots auf den „Ring“ verschieben.

Das schwache Signal der Seitenbänder wird erst dann auf dem Detektor sichtbar, wenn die Zylinderlinse und das Etalon richtig zueinander einjustiert sind. Im folgendem Kapitel wird die Justierung des Etalons beschrieben.

## 5.2 Etalon

Da die Glasfaser-Kollimationsoptik fest montiert ist zur freien Justierung das Etalon auf einen 3-achsigen Verstelltisch montiert. Dadurch hat man die Freiheit das Etalons in allen drei Achsen zu justieren und somit genau im divergenten Strahl auszurichten.

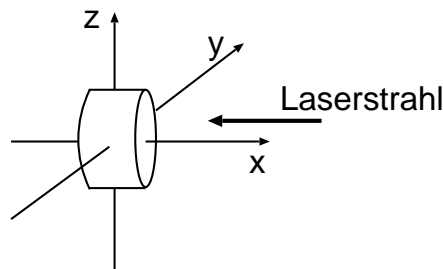


Abbildung 5.2: Drehachsen des Etalons.

Um den Winkelbereich von  $0,52^\circ$ , der für die Bandbreite des Spektrometers benötigt wird, abzudecken, wird das Etalons um die Z-Achse gedreht.

Die vier Bilder in Abbildung 5.3 zeigen das Seitenbandsignal bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen. Man erkennt sehr deutlich die beiden zu einem Trägersignal gehörenden Seitenbänder.

Durch drehen des Etalons um die Z-Achse (vgl. Abb. 5.2) kann jetzt nochmals die Ausrichtung der Zylinderlinse überprüft werden. Dabei sollten sich das Signal nur horizontal verschieben.

Das Trägersignal selbst trägt den größten Anteil zum Untergrund bei. Dies ist ebenfalls auf den vier Bildern deutlich zu sehen. Deshalb ist es von entscheidender Bedeutung, dass das Trägersignal sehr effektiv unterdrückt wird. Dies wird durch den Amplitudenmodulator selbst erreicht. Wie effektiv der Träger durch den Amplitudenmodulator unterdrückt werden kann, wird bei den hierzu durchgeführten Messungen dargestellt.

Durch kleine Änderungen des Laserstroms erreicht man eine Frequenzänderung, sodass im Zentrum des Ringsystems kein Signal auftritt. Der Bereich zwischen nullter und erster Ordnung der Fringes ist dann am größten, da das Ringsystem zu höheren Ordnungen hin immer dichter zusammenliegt. Abbildung 5.5 soll verdeutlichen, wo der Zeilensensor (schwarzes Rechteck) im Ringsystem liegen sollte.

Auch wenn die Frequenz so abgestimmt werden kann, dass das Signal der nullten Ordnung minimal wird, bleibt ein gewisser Untergrund. Damit dieser Untergrund keinen zusätzlichen Beitrag liefert, sollte der Zeilensensor einen Bereich abdecken, der 5–10% vom Zentrum der nullten Ordnung bis zum ersten Ring reicht. Für ein Spektrometer mit einer Bandbreite von 10 GHz sollte daher der freien Spektralbereich des Etalons ca. 13–15 GHz betragen.

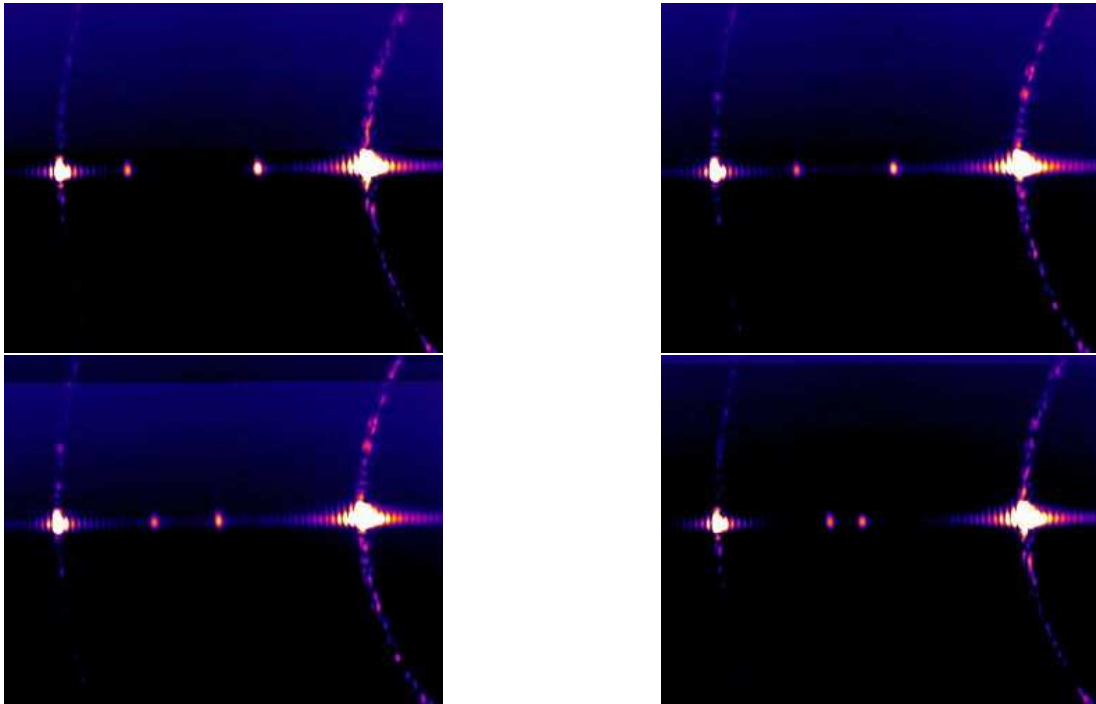


Abbildung 5.3: Trägersignal mit den Seitenbändern bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen.

Mit Hilfe der Abbildungsoptik wird dieser Bereich auf den Sensor der Zeilenkamera abgebildet. Die einzelnen Pixel der Zeilenkamera haben dabei eine Fläche von  $25 \times 250 \mu\text{m}^2$ . Da das Ringsystem auf eine Zeile transformiert ist, muss der Zeilensensor zum Schluss in der Höhe justiert werden, sodass das gesamte Signallicht detektiert werden kann.

Soll ein zweites Etalon eingesetzt werden, dann würde man es jetzt hinter dem ersten Etalon in den Strahlengang setzen. Bei der Justierung ist dann darauf zu achten, dass der gleiche Eintrittswinkel für beide Etalons eingestellt wird und dass eines der beiden Etalons durch Änderung des Spiegelabstandes so verstimmt wird, dass sich die Maxima der Transmissionskurve überlagern. Dies wurde im Aufbau durch eine Heizfolie, die um den ganzen Umfang des Etalons gelegt wurde, erreicht.

Die Verwendung eines zweiten Etalons zur Vergrößerung der Auflösung bringt, wie im Kapitel 3.1 ausgeführt, keine Verbesserung. Daher wurde nur untersucht, ob es prinzipiell möglich ist mit der Heizfolie das Etalon auf die Resonanzbedingung abzustimmen. Die Messungen mit zwei Etalons in Serie und die daraus gewonnenen Ergebnisse sind im Kapitel 6.2 dargestellt.

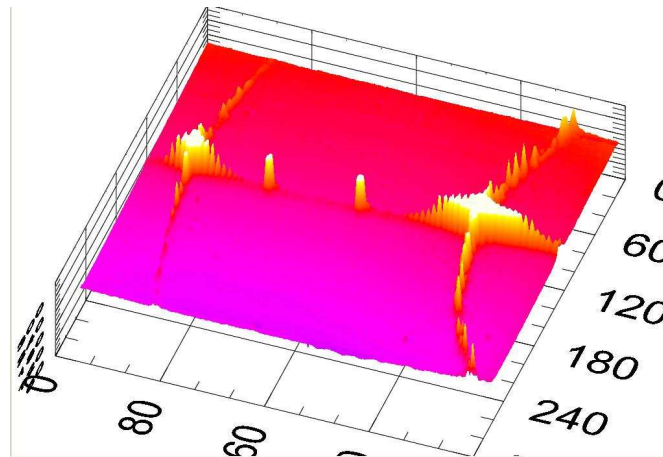


Abbildung 5.4: 3D-Plot vom Trägersignal mit den Seitenbändern.

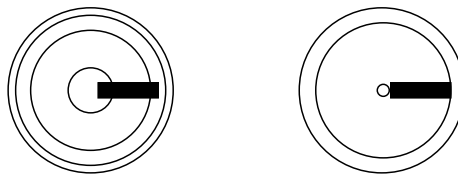


Abbildung 5.5: Bei einer bestimmten Frequenz kann im Zentrum des Ringsystems (nullte Ordnung) Signalauslöschung erreicht werden. Das schwarze Rechteck deutet die Lage des Zeilensensors zwischen nullter und erster Ordnung an.



# 6 Messungen

In diesem Kapitel werden die Daten, die mit dem Laser-Seitenband-Spektrometer gemessen wurden vorgestellt. Der erste Aufbau des Laser-Seitenband-Spektrometers wurde mit einem Phasenmodulator und einem externen Mach-Zehnder Interferometer realisiert. Diese Daten werden im folgenden Kapitel gezeigt. Daran anschließend werden Messungen gezeigt, die mit zwei Etalons in Serie gemacht wurden. Danach folgen Daten, die mit dem in den Aufbau integrierten Amplitudenmodulator gewonnen wurden. Im Kapitel 6.4 werden abschließend die gemessenen Filterkurven mit den Simulationsergebnissen verglichen.

## 6.1 Aufbau mit dem Phasenmodulator

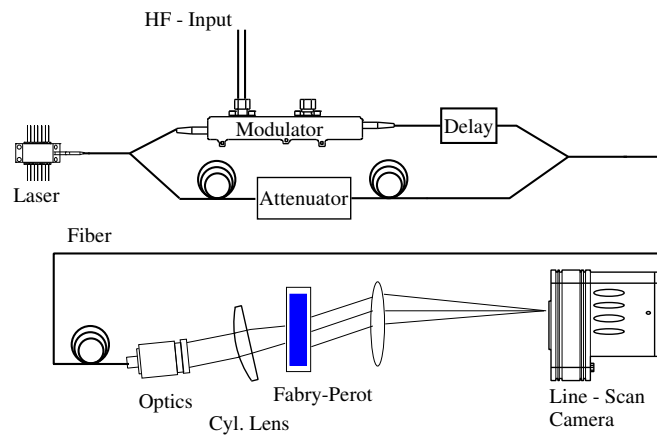


Abbildung 6.1: Skizze des Aufbaus mit Phasenmodulator und externen Interferenzzweig. Zusätzlich sind in diesem Aufbau ein variabler Abschwächer und eine „delay-Line“ zur Intensität und Phasenanpassung integriert.

Der erste Aufbau des Laser-Seitenband-Spektrometers ist in Abbildung 6.1 skizziert. Beim Einsatz eines Phasenmodulators muss ein externes Mach-Zehnder Interferometer zur Unterdrückung des Trägers mit aufgebaut werden. Zusätzlich müssen ein variabler Abschwächer und eine „delay-Line“ zur Phasen- und Amplitudenanpassung in den Interferenzzweigen integriert werden.

Mit diesem Aufbau war es möglich die prinzipielle Funktionsweise des Spektrometers nachzuweisen. Es zeigte sich aber, dass es sehr schwierig ist, die Phase in den beiden Interferenzzweigen unter allen äußeren Einflüssen konstant zu halten. Gerade auch die externen Glasfaserkabel für die Verzweigungen (Y-Koppler) wirkten sich auf die Stabilität negativ aus. Trotzdem war es möglich die ersten Seitenbänder mit diesem extern aufgebauten Mach-Zehnder Interferometer aufzunehmen.

### 6.1.1 Bandpass

Mit dem Laser-Seitenband-Spektrometer wurden die erste Messungen sowohl mit einzelnen Synthesizerlinien, als auch mit einer breitbandigen Rauschquelle durchgeführt. Der Aufbau der Rauschquelle und die Eigenschaften sind in der Dissertation „Akusto Optische Signalverarbeitung mit dem Material Rutil“ beschrieben [11].

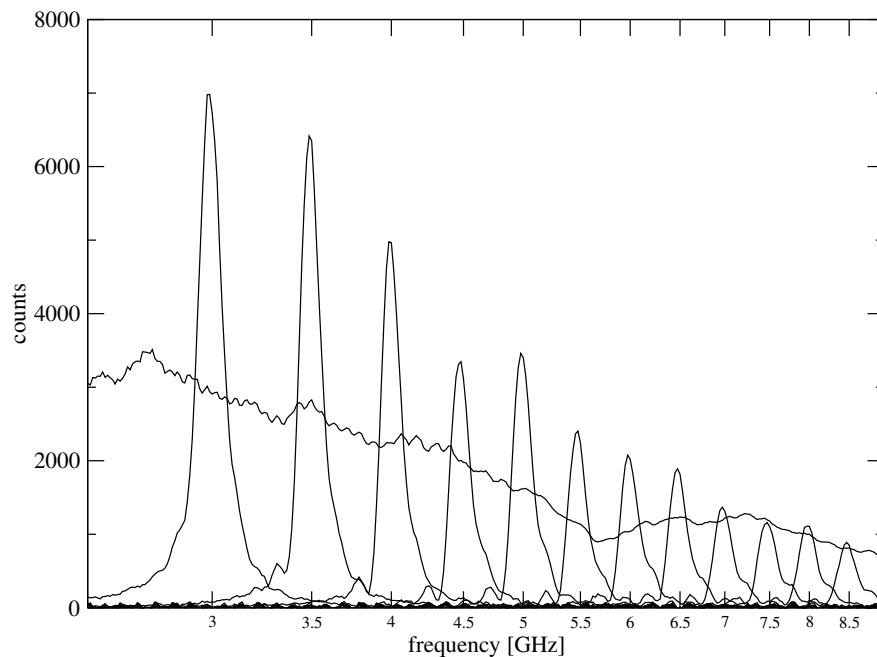


Abbildung 6.2: *Synthesizerlinien im Bereich von 3 GHz bis 8,5 GHz mit einem Abstand von 500 MHz und weißes Rauschen.*

Abbildung 6.2 zeigt Messungen bei verschiedenen Modulationsfrequenzen von 3 bis 8,5 GHz. Die geringe Auflösung begründet sich durch den Einsatz von nur einem Etalon. Zur Vergrößerung der Auflösung kann ein zweites Etalon in Reihe gesetzt werden. Die Ergebnisse mit zwei Etalons werden im folgenden Abschnitt dargestellt.



## 6.2 Filterkurve mit zwei Etalons in Serie

Mit dem beheizbaren Etalon (siehe Kapitel 3.1, Bild 2.20) wurde, nachdem es bei Raumtemperatur einjustiert wurde, als erstes das Temperaturverhalten über einen Bereich von 20-45 Grad Celsius untersucht. Dazu wurde die Heizspannung langsam erhöht und in konstanten Abständen das Spektrum aufgezeichnet. Die folgende Abbildung zeigt das Seitenbandsignal bei 2 GHz Modulationsfrequenz bei unterschiedlichen Temperaturen. Zur besseren Darstellung sind nur die Daten im Bereich von 36-42 Grad Celsius aufgetragen.

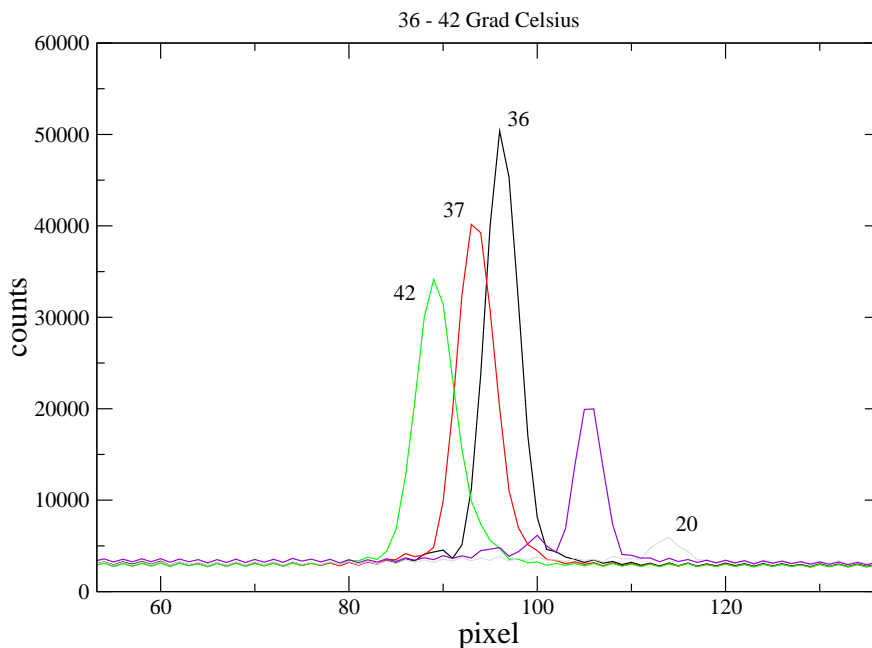


Abbildung 6.3: Heizen des zweiten Etalons über einen Bereich von 36-42 Grad Celsius.

Bei einer Temperatur von 36 Grad Celsius ist das Signal der Seitenbänder am stärksten, sodass bei allen weiteren Justierungen und Messungen diese Temperatur vorher eingestellt wurde. Obwohl die Abstimmung des ersten Etalons auf das Zweite in Bezug auf die Resonanzfrequenz mitentscheidend ist, zeigt sich hier, dass auch bei nicht genauer Abstimmung der Plattenabstände beim Etalon das Seitenband detektiert werden kann. Ein Grund hierfür ist, dass beim dickeren Etalon mit dem kleineren freien Spektralbereich, bei gleicher Temperaturänderung die Fringes eher mit den Fringes des schmalen Etalon zur Deckung gebracht werden können, als umgekehrt.

Die Messungen zeigen, dass es prinzipiell möglich ist, durch einfache Temperaturänderung die Resonanzbedingung zu erfüllen, sodass das Seitenband nach durchlaufen der beiden Etalons auf dem Detektor sichtbar wird. Die zu kleine Apertur der Etalons verhindert jedoch eine Verbesserung der Auflösung.

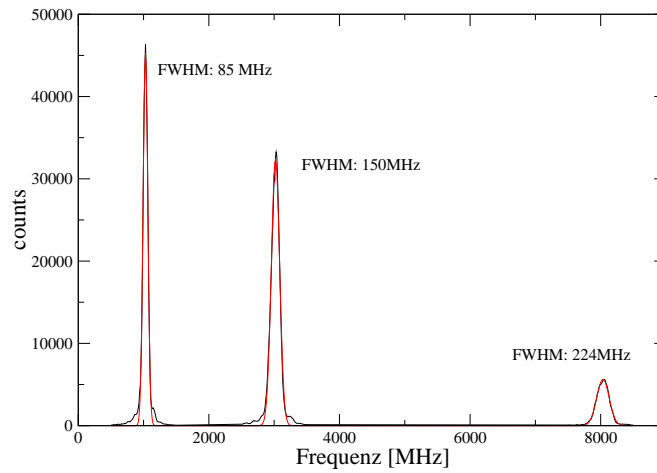


Abbildung 6.4: *Filterkurven von zwei Etalons in Reihe.*

Abbildung 6.4 und 6.5 zeigen die mit diesem Aufbau gemessenen Filterkurven. Wie zu erwarten war verschlechtert sich die Auflösung zu hohen Frequenzen. Nach ersten Überlegungen bei der Planung des Systems bestand die Hoffnung, dass bei Verwendung eines zweiten Etalons eine Auflösung von 50 MHz erreicht werden kann, da die Auflösung durch das zweite Etalon bestimmt wird. An Hand der Simulation konnte jedoch gezeigt werden, dass dies mit den verwendeten Etalons auf Grund der zu kleinen Apertur nicht möglich ist (s.Kapitel 3.1.2).

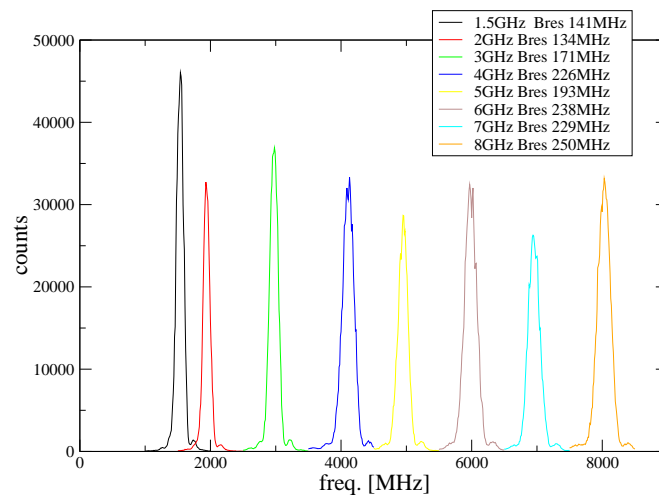


Abbildung 6.5: Nach Neujustierung und Änderung der Ausleuchtung aufgenommene Filterkurven mit zwei Etalons in Serie.

### 6.3 Aufbau mit dem Amplitudenmodulator

An Stelle des Phasenmodulators und externem Mach-Zehnder Interferometer kann auch ein Amplitudenmodulator mit integriertem Mach-Zehnder Interferometer eingesetzt werden. Die Schwierigkeiten der Phasen- und Amplitudenanpassung in den beiden Armen des extern aufgebauten Interferometers lassen sich so umgehen.

Den schematischen Aufbau des Laser-Seitenband-Spektrometers mit Amplitudenmodulator ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

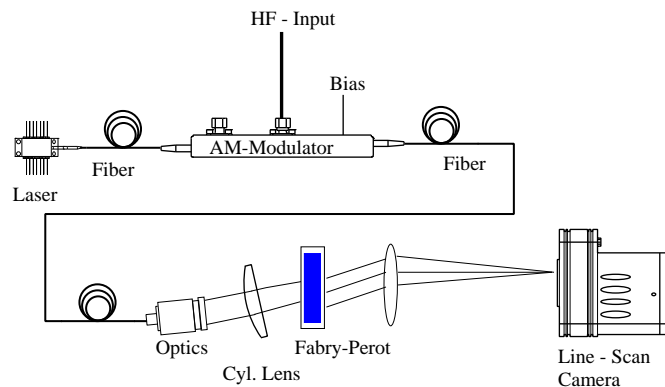


Abbildung 6.6: Skizze des Aufbaus mit Amplitudenmodulator.

Abbildung 6.7 zeigt wie effektiv der Träger, allein durch die Änderung des Arbeitspunktes des Modulators, unterdrückt wird. Der Amplitudenmodulator arbeitet bei dieser Einstellung wie ein in einem Mach-Zehnder Interferometer integrierter Phasenmodulator.

Man erreicht eine Unterdrückung des Trägers von  $\approx 27$  dB. Bei dieser Einstellung wurden für unterschiedliche Frequenzen das Seitenbandsignal gemessen, um die Auswirkungen der Trägerunterdrückung aufzuzeigen. In Abbildung 6.8 sind die Spektren zum Vergleich jeweils mit Unterdrückung des Trägers und ohne Unterdrückung dargestellt. Die beiden rechten Graphen in Abbildung 6.8 zeigen nur das Seitenband bei der Frequenz von 1 GHz.

Die Strukturen („ripples“) auf dem Trägersignal, welche deutlich in den beiden oberen Graphen zu sehen sind, entstehen durch den zu geringen Durchmesser des Etalons.

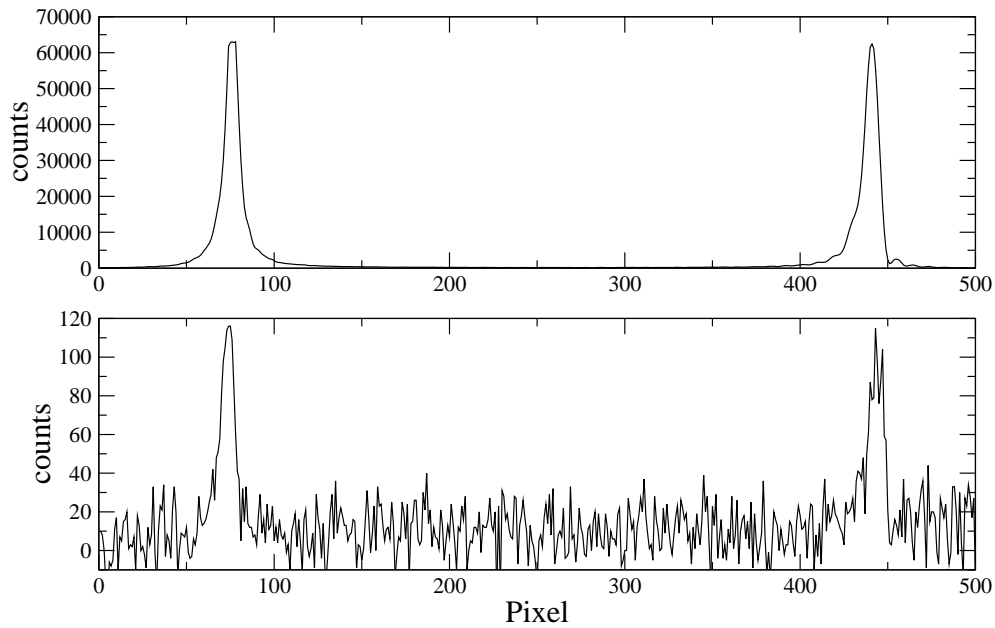


Abbildung 6.7: Trägerunterdrückung durch Änderung des Arbeitspunktes am Modulator. Die Unterdrückung des Signals liegt bei  $\approx 27$  dB (unteres Bild).

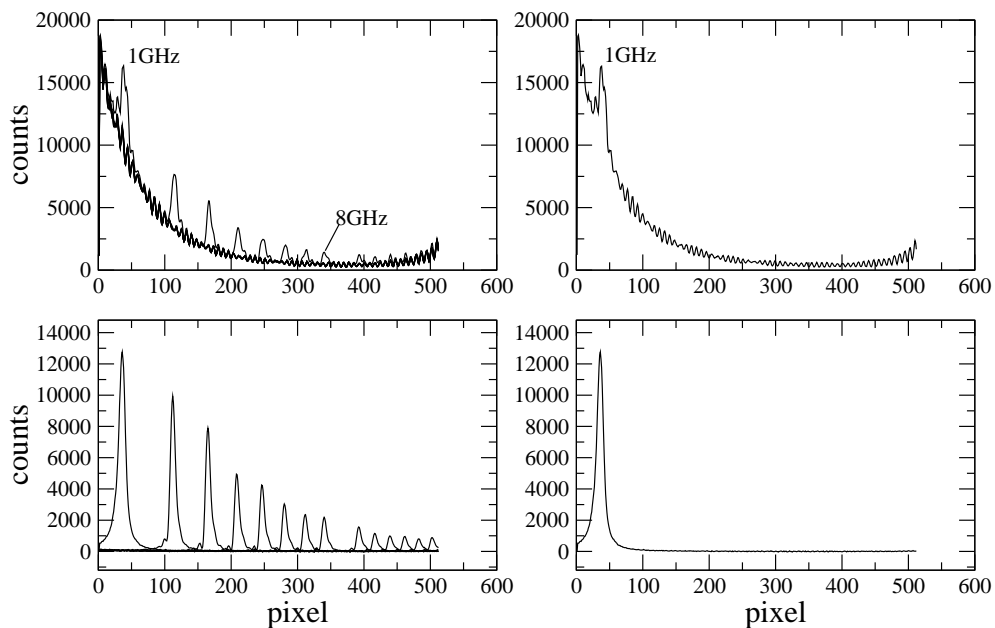


Abbildung 6.8: links oben: Träger mit Seitenband bei verschiedenen Frequenzen; rechts oben: Träger mit Seitenband bei 1 GHz; links unten: mit Trägerunterdrückung sind die Seitenbänder deutlich sichtbar; rechts unten: Seitenband bei 1 GHz mit unterdrückten Träger.

## 6.4 Filterkurve mit einem Etalon

Da es sich gezeigt hat, dass für den Aufbau des Laser-Seitenband-Spektrometers nur ein Etalon mit entsprechend großem freien Spektralbereich am vorteilhaftesten ist, werden in diesem Kapitel Messungen mit dem 18 GHz Etalon gezeigt.

Auf Grund des zu kleinen Durchmessers des zur Verfügung stehende Etalons erwartet man eine Verschlechterung der Auflösung zu hohen Frequenzen. Bei einer Finesse von 100 sollte die Auflösung 180 MHz betragen. Betrachtet man die Halbwertsbreite der Filterkurven, so wird dies bei den Frequenzen  $< 5$  GHz erreicht. Bei den Frequenzen über 5 GHz verschlechtert sich die Auflösung bedingt durch die „walk-off“ Verluste. Abbildung 6.9 und 6.11 zeigen die gemessenen Filterkurven des Seitenbandsignals bei jeweils zwei Frequenzen. Zum Vergleich sind die berechneten Filterkurven in Abbildung 6.10 und 6.12 dargestellt. Für die Simulation wurde dabei eine effektive Apertur von 15 mm mit einer Finesse angenommen. Die Änderung der Linienbreite um einen Faktor 1,4 liegt nicht wesentlich über den Wert von 1,2 der durch das Simulationsprogramm ermittelt wurde.

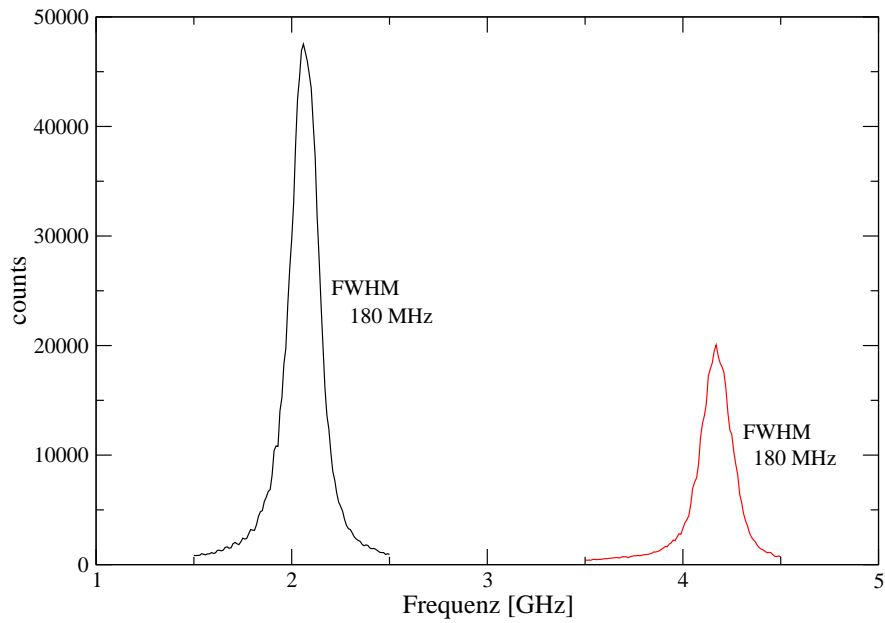


Abbildung 6.9: Filterkurven bei 2 und 4 GHz aufgenommen mit dem 18 GHz Etalon.

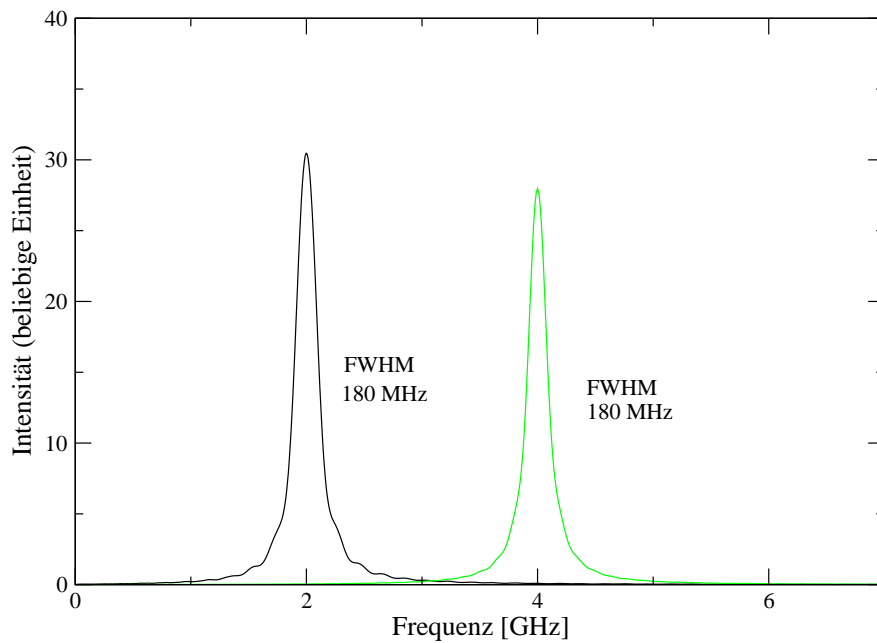


Abbildung 6.10: Simulierte Filterkurven bei 2 und 4 GHz für ein 18 GHz Etalon mit Finesse 100 und Apertur 15mm.

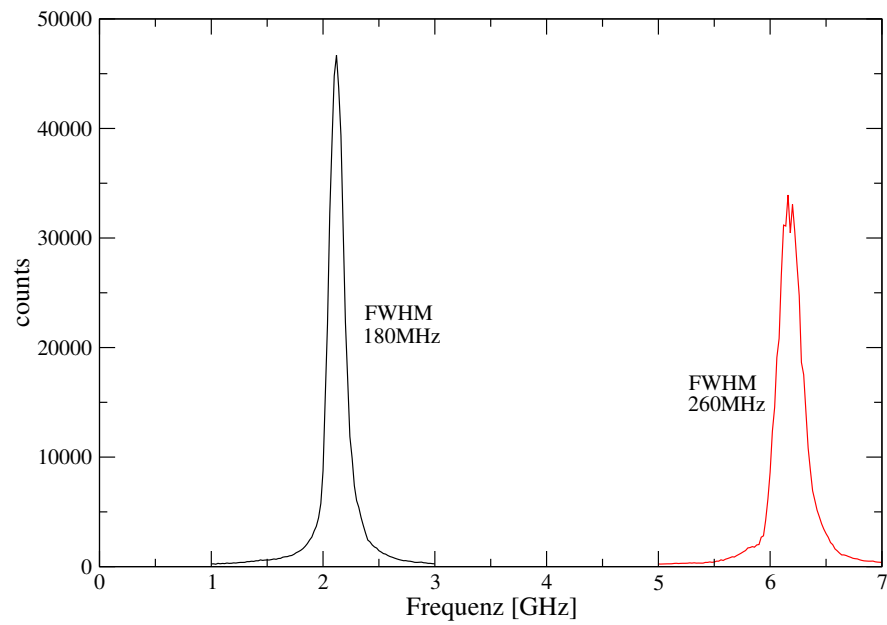


Abbildung 6.11: Filterkurven aufgenommen mit dem 18 GHz Etalon.

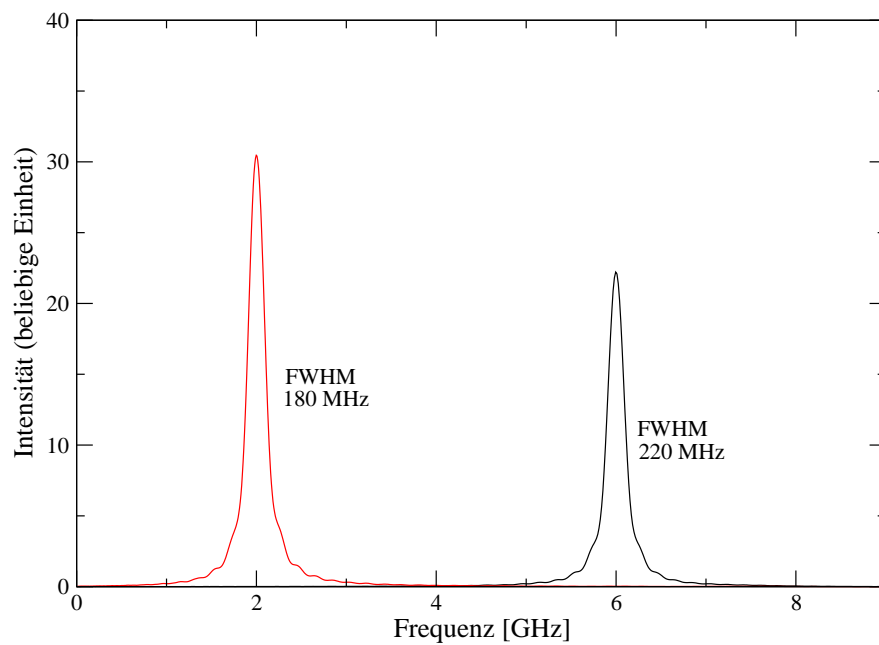


Abbildung 6.12: Simulierte Filterkurven bei 2 und 6 GHz für ein 18 GHz Etalon mit Finesse 100 und Apertur 15mm.



## 7 Fazit und Ausblick

Die Entwicklung und der Aufbau eines breitbandigen Spektrometers hat gezeigt, dass mit Hilfe eines Amplitudenmodulators die Möglichkeit gegeben ist, eine breitbandige Frequenzanalyse durchzuführen. Dabei ist die Unterdrückung des Trägersignals von 25–30 dB entscheidend, um ein ausreichendes Signal- zu Rauschverhältnis (SNR) zu gewährleisten. Dies wird durch den Einsatz eines Amplitudenmodulators ermöglicht, da bei diesem Bauteil ein Phasenmodulator in einem Mach-Zehnder Interferometern integriert ist.

Der Aufbau eines Systems mit zwei Etalons in Serie lieferte nicht die erhoffte Verbesserung der Auflösung. Es konnte gezeigt werden, dass die Aperturen der Etalons nicht ausreichen, um über den gesamten Frequenzbereich die gleiche Finesse zu erzielen. Erst bei einer effektiven Apertur von  $> 40$  mm wirken sich die Verluste durch „walk-off“ nicht mehr auf die Finesse aus. Da diese hohen Anforderungen an das zweite Etalon mit einem freien Spektralbereich von 3 GHz technisch schwierig zu realisieren sind, ist es sinnvoller nur ein Etalon mit einem großen freien Spektralbereich und entsprechender Finesse einzusetzen.

Mit dem Simulationsprogramm besteht die Möglichkeit wichtige Aussagen über die zu erreichende Linienbreite und Intensitätsverteilung zu erhalten. Damit konnte eine optimale Ausleuchtung des Etalons gefunden werden, die über den ganzen Frequenzbereich von 8 GHz eine annähernd gleichbleibende Intensitätsverteilung bei optimaler Auflösung liefert. Die Weiterentwicklung des Simulationsprogramms sollte daher auch weiterverfolgt werden. So könnten z. B. die Auswirkungen von Phasenfehlern mituntersucht werden, die bis jetzt noch unberücksichtigt geblieben sind.

Auf Grund der theoretischen Betrachtungen und experimentellen Ergebnisse sollte daher ein Etalon mit einer effektiven Apertur von 40 mm bei einer Finesse von 150 Verbesserungen liefern. Der freie Spektralbereich des Etalons sollte dann 15 GHz betragen. Dies bedeutet zwar mit dem jetzigen Amplitudenmodulator nur ein Bandbreite von 7 GHz, bietet aber die Möglichkeit einen Single-Side-Band Modulator einzusetzen und somit ein Spektrometer mit einer Bandbreite von  $\sim 10$  GHz bei moderater Auflösung zu erhalten. Abbildung 7.1 skizziert den Aufbau eines Single-Side-Band Modulators. Auf Grund des internen Aufbaus mit Mach-Zehnder Interferometern besteht auch hier die Möglichkeit der Trägerunterdrückung.

Eine weitere Entwicklung, die eine Verbesserung liefern könnte, ist die Integration des Lasers und des Amplitudenmodulators in einem Bauteil. Damit wäre eine effi-

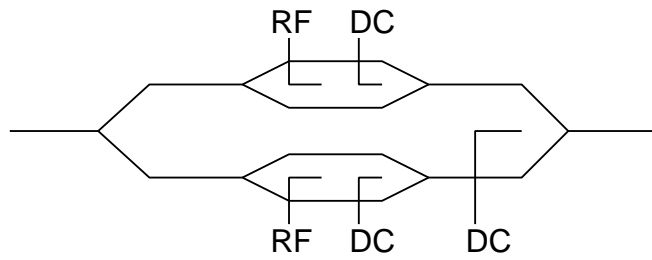


Abbildung 7.1: „Dual“ parallel Modulator.

ziente Ankopplung des Lasers an den Modulator sichergestellt. Solche Modulatoren mit integriertem Laser sind kommerziell erhältlich und ermöglichen auch in Zukunft die Eigenschaften des Laser-Seitenband-Spektrometers zu verbessern. Verfügt der Modulator über ein gutes Singlemodeverhalten bei entsprechender Leistung, so kann gegebenenfalls auf den Glasfaserverstärker verzichtet werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] ABRAMOWITZ, M. und I. STEGUN: *Handbook of Mathematical Function*. Dover New York, 1965. 60
- [2] BORN, M. und E. WOLF: *Principles of Optics, Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Pergamon Press, seventh Aufl., 1999. 36
- [3] DAVIS, C. C.: *Lasers and Electro-Optics: Fundamentals and Engineering*. Cambridge University Press, 1996. 53, 58
- [4] GHATAK, A. und K. THYAGARAJAN: *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1998. 14, 18
- [5] GROTE, N. und H. VENGHAUS: *Fiber Optic Communication Devices*. Springer, 2001. 63
- [6] JAHNS, J.: *Photonik, Grundlagen, Komponenten und Systeme*. Oldenburg, 2001. 19
- [7] KAMINOW, I. P. und T. L. KOCH: *Optical Fiber Telecommunications IIIB*. Academic Press, 1997. 10, 19
- [8] KRAUS, J. D.: *Radio Astronomy*, Bd. 2. Cygnus Quasar Books, 1980. 65
- [9] KÜHLKE: *Optik, Grundlagen und Anwendungen*. Harri Deutsch, 1998. 57
- [10] MÖCKEL, C.: *Breitbandiger akusto-optischer Korrelator*. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 1999. 66, 67
- [11] OLBRICH, M.: *Akusto Optische Signalverarbeitung mit dem Material Rutil*. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2006. 76
- [12] PEDROTTI, F., L. PEDROTTI, W. BAUSCH und H. SCHMIDT: *Optik für Ingenieure*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2. Aufl. Aufl., 2002. 57
- [13] STAGUHN, J.: *Observations towards the Sgr C region near the center of our Galaxy*. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 1996. 10
- [14] VAUGHAN, J.: *The Fabry Perot interferometer*. Hilger, 1989. 38
- [15] WU, J., J. WANG und P. HAYS: *Performance of a circle-to-line optical system for a Fabry-Perot interferometer*. *ao*, 33(34):7823–7828, December 1994. 30

- [16] YARIV, A.: *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons Inc., 3rd ed. Aufl., 1989. 19
- [17] YOUNG, M.: *Optik, Laser, Wellenleiter*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997. 15
- [18] ZAYHOWSKI, J. J. und J. HARRISON: *Handbook of Photonics*. CRC, New York, 1997. 16

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. J. Stutzki, der die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte.

Herrn Prof. Dr. R. Schieder für die Betreuung während meiner Promotion. Bei allen theoretischen und praktischen Fragen gab es viele Anregungen und Lösungsansätze, die zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Dr. O. Siebertz für die Diskussionen bei allen Fragen rund um das AOS.

Herrn Dr. F. Schmülling für seine Hilfestellungen, anregenden Diskussionen, Korrekturlesen der Arbeit, Tips und Ideen in vielen Bereichen und seiner fachmännische Hilfe in allen Fragen rund um die Datenverarbeitung und Softwareentwicklung.

Herrn Dr. M. Olbrich für seine Unterstützung während der Promotionszeit und für das Korrekturlesen der Arbeit

Herrn Dr. C. Gál für seine Hilfe und Tips zu optischen Fragen.

Für die Unterstützung bei allen Fragen der Elektronik bei den Herren Dipl. Ing. U. Lindhorst, Dipl. Ing. B. Kopf und G. Bremm.

Der Mechanikwerkstatt unter der Leitung von Herrn Mondt für stets schnelle und präzise Fertigung aller Komponenten.

Meiner Familie für ihre Geduld und Unterstützung während meiner Promotion.

Diese Arbeit wurde finanziert von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Sonderforschungsbereich 494.



## Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig und ohne unzulässige Hilfe angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit — einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen —, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie — abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen — noch nicht veröffentlicht worden ist, sowie dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen der geltenden Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. R. Schieder betreut worden.



Frank Schlöder

## Teilpublikationen

keine

## **LEBENS LAUF**

Frank Schlöder  
Sachsenring 33  
50677 Köln

Geburtsdatum: 13. September 1967  
Geburtsort: Düsseldorf  
Staatsangehörigkeit: deutsch

### **Schule**

1973 - 1977 Grundschole Dormagen-Horrem  
1977 - 1986 Städtisches Gymnasium Dormagen  
Abschluss Abitur

### **Wehrdienst**

1986 - 1987 Grundwehrrdienst

### **Studium**

10/1987 - 1996 Immatrikulation an der Universität zu Köln im Fach Physik  
02/1992 Vordiplomprüfungen in Exp. Physik,  
02/1996 Diplomprüfungen in Exp. Physik, Astrophysik  
04/1996 - 04/1997 Diplomarbeit mit dem Thema: „Untersuchung der Eigenschaften von CCD-Zeilensensoren“  
05/1997 - 12/1999 Tätigkeit als wissenschaftliche Hilfskraft am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln  
01/2000 - 12/2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am I. Physikalischen Institut  
06/1997 - 07/2006 Promotion in Experimentalphysik an der Universität zu Köln



