

Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Experimentalphysikalische Diplomarbeit zum Thema

**Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden
zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen
am Mainzer Mikrotron**

von

Christian Zalto

geboren am 09.11.1972 in Rüsselsheim

Mainz, 31. Mai 1998

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1 MOTIVATION..... | 5 |
| 2 GRUNDLAGEN..... | 7 |
| 2.1 SPINPOLARISIERTE ELEKTRONEN AUS HALBLEITERN..... | 7 |
| 2.1.1 Definition der Polarisation..... | 7 |
| 2.1.2 Die Bandstruktur von III-V-Halbleitern..... | 7 |
| 2.1.3 Spinpolarisation im Leitungsband durch optisches Pumpen..... | 9 |
| 2.1.4 Austritt der polarisierten Elektronen ins Vakuum..... | 10 |
| 2.1.5 Abnahme der Quantenausbeute | 11 |
| 2.2 HALBLEITER-LASERDIODEN | 12 |
| 2.2.1 Aufbau und Funktionsweise | 12 |
| 2.2.2 Optische Rückkopplung und Verstärkung | 13 |
| 2.2.3 Die Modenstruktur..... | 15 |
| 2.2.4 Strahldivergenz und Polarisation von Halbleiterlasern..... | 17 |
| 2.2.5 Wellenlängenbereiche | 17 |
| 2.3 ERZEUGUNG KURZER LICHTPULSE MIT LASERN | 19 |
| 2.3.1 Verstärkungs-Schalten (gain switching)..... | 19 |
| 2.3.2 Güte-Schalten (Q-switching)..... | 19 |
| 2.3.3 Modenkoppeln (mode-locking)..... | 20 |
| 2.4 DIE GAIN-SWITCHING METHODE BEI HALBLEITERLASERN..... | 21 |
| 2.4.1 Vor- und Nachteile des gain-switchings sowie dessen Realisierung..... | 21 |
| 2.4.2 Beschreibung des gain-switchings mit Ratengleichungen | 21 |
| 2.4.3 Lösungen der Ratengleichung und ihre Konsequenzen | 23 |
| 2.5 ANFORDERUNGSPROFIL | 25 |
| 3 VERSUCHSAUFBAU | 27 |
| 3.1 DIE STROMVERSORGUNG DES SEED-LASERS..... | 28 |
| 3.1.1 Die HF-Versorgung des Seed-Lasers | 28 |
| 3.1.2 Die DC-Stromversorgung des Seed-Lasers und Schutzmaßnahmen..... | 30 |
| 3.2 DER SEED-LASER | 32 |
| 3.2.1 Auswahl der Seed-Laserdiode | 32 |
| 3.2.2 Halterung und Strahlformungsoptik der Seed-Laser-Diode..... | 33 |
| 3.2.3 Kontrolle der Diodentemperatur | 33 |
| 3.3 WEITERE ELEMENTE VOR DEM OPTISCHEN VERSTÄRKER | 35 |
| 3.3.1 Drehung der Polarisationssebene mit einem $\lambda/2$ -Plättchen..... | 35 |
| 3.3.2 Der optische Isolator - eine Anwendung des Faraday-Effekts | 36 |
| 3.3.3 Umlenkung und Fokussierung des Strahls auf den Verstärkerchip | 39 |
| 3.4 VERWENDUNG DES SDL-LASERS ALS OPTISCHER VERSTÄRKER..... | 39 |
| 3.4.1 Funktion des optischen Verstärkers | 39 |
| 3.4.2 Die Strahlformungsoptik | 40 |
| 3.5 FASERKOPPLUNG UND LICHTTRANSPORT AUF DIE PHOTOKATHODE | 42 |
| 3.5.1 Argumente pro und contra Faserkopplung | 42 |
| 3.5.2 Charakteristika von Glasfasern für kurze optische Pulse..... | 43 |

| | |
|--|-----------|
| 3.5.3 Aufbau der optischen Bank | 44 |
| 4 MESSUNGEN | 47 |
| 4.1 MESSUNGEN ZU SPEKTRALEN EIGENSCHAFTEN..... | 47 |
| 4.1.1 Ziel der spektralen Analysen | 47 |
| 4.1.2 Spektrale Analyse mit dem „Lambdameter“ | 48 |
| 4.1.3 Spektrale Analyse mit dem Gittermonochromator..... | 50 |
| 4.2 MESSUNGEN ZUR PULSSTRUKTUR | 56 |
| 4.2.1 Pulsanalyse mit schnellen Photodektoren..... | 56 |
| 4.2.2 Pulsanalyse mittels Autokorrelation..... | 58 |
| 4.2.3 Pulsanalyse mit der gepulsten Quelle polarisierter Elektronen..... | 60 |
| 4.3 MESSUNGEN ZUR OPTISCHEN LEISTUNG..... | 64 |
| 4.3.1 Optische Leistung des Seed-Lasers | 64 |
| 4.3.2 Lichtleistung des optischen Verstärkers..... | 64 |
| 4.4 STABILITÄTSUNTERSUCHUNGEN | 67 |
| 4.4.1 Langzeitstabilität | 67 |
| 4.4.2 Kurzzeitstabilität..... | 68 |
| 4.5 STRAHLZEITEINSATZ FÜR A1 | 69 |
| 5 ZUSAMMENFASSUNG | 75 |
| 6 LITERATURVERZEICHNIS | 76 |

1 Motivation

Kernphysikalische Experimente am Mainzer Mikrotron (MAMI) profitieren in zunehmendem Maße von der Verfügbarkeit eines hochbrillianten Strahls spinpolarisierter Elektronen. Bereits erfolgreich realisierte Experimente sind die Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons $G_E(q)$ im kernspinpolarisierten ^3He sowie die Bestimmung von $G_E(q)$ durch Reaktionen der Art $D(\vec{e}, e'\vec{n})$ an einem unpolarisierten Deuterium-Kryotarget. Derzeit aktuell ist die Überprüfung der 'Gerassimov-Drell-Hearn Summenregel' in der Photon-Proton Streuung. Das bislang anspruchsvollste Projekt aber wird die Messung des Beitrags der Strangeness zum elektrischen Formfaktor des Nukleons sein: Experimentell soll die durch Paritätsverletzung bedingte Asymmetrie bei der Streuung von Elektronen unterschiedlicher Spinpolarisationsrichtung an unpolarisiertem Wasserstoff nachgewiesen werden.

Für jedes dieser Experimente wird ein polarisierter Elektronenstrahl benötigt, der durch Photoemission aus Halbleiterkristallen erzeugt wird. Die Photoemission wird durch einen zirkularpolarisierten Laserstrahl angeregt, der auf die Oberfläche eines III-V-Halbleiters fokussiert und von diesem unter Elektronenanregung vom Valenzband ins Leitungsband absorbiert wird. Durch die Symmetrie der beteiligten Elektronenzustände ist das ins Leitungsband des Halbleiters angeregte Elektronenensemble spinpolarisiert. Damit diese Elektronen den Halbleiter verlassen können, ist die Halbleiteroberfläche so präpariert, daß eine negative Elektronenaffinität (NEA) vorliegt. Die Elektronen treten dadurch ins Vakuum aus, werden in der Elektronenkanone zu einem Strahl geformt und in den Beschleuniger injiziert.

Entnimmt man der Photokathode hohe Strahlströme, so wie sie für das letztgenannte Paritätsexperiment unerlässlich sind, dann altert sie rasch und muß in einem zeitaufwendigen Prozeß neu präpariert werden. Der Strahlstrom sollte daher möglichst vollständig genutzt werden. Die bisherigen Konzepte für polarisierte Elektronenquellen nutzen einen kontinuierlichen Laserstrahl, um einen kontinuierlichen Elektronenstrahl zu erzeugen. MAMI kann jedoch nur innerhalb eines schmalen Phasenbereichs Elektronen beschleunigen, d.h. nur ein Bruchteil (1/180) der an der Elektronenquelle kontinuierlich erzeugten Elektronen wird dabei genutzt. Durch den Einbau von Prebunchern zwischen Elektronenquelle und Beschleuniger, die den *dc*-Elektronenstrahl zu Paketen (*bunches*) komprimieren, konnte diese Effizienz enorm gesteigert werden: Im Jahre 1990 auf 16% und im Jahre 1997 auf 50% [SIE+96]. Damit ist jedoch eine vorläufige Grenze dieser Methode erreicht, so daß man zur weiteren Effizienzsteigerung neue Konzepte ins Auge fassen muß.

Eine fast vollständige Nutzung der Ladung ist möglich, wenn man die Elektronenquelle im Takt der Beschleunigerhochfrequenz gepulst betreibt. Die erfolgversprechendste Möglichkeit dazu ist die Bestrahlung des Halbleiters mit gepulstem Laserlicht, so daß Elektronenpakete bis maximal 60 ps Dauer (FWHM) emittiert werden. Der Emissionsprozeß selbst ist bei den standardmäßig verwendeten Kristallen mit weniger als 9 ps (FWHM) ausreichend schnell [Ha 98]

und das neue Injektionssystem in den Beschleuniger kurz und nichtdispersiv [St 98], so daß sich das Problem auf die Erzeugung kurzer Laserpulse mit hoher Repetitionsrate reduziert.

Aufgrund der bisher in der Arbeitsgruppe gemachten guten Erfahrungen mit *cw* Titan-Saphir-[Tr 95] und Diodenlasern [Gi 97], lag es nahe, diese Systeme der neuen Anforderung anzupassen. Die Entwicklung eines gepulsten Titan-Saphir-Lasers wird derzeit von J. Hoffmann vorangetrieben [Ho 98], die Entwicklung eines gepulsten Diodenlasersystems ist Gegenstand dieser Diplomarbeit.

2 Grundlagen

Dieses Kapitel beinhaltet zunächst einen Überblick zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen durch Photoemission aus III-V-Halbleitern. Von den dabei verwendeten Halbleiter-Laserdioden werden Funktionsweise und statische Eigenschaften erörtert. Es folgt ein Abschnitt zur Erzeugung kurzer Lichtpulse mit Lasern, um danach speziell auf die Methode des *gain-switchings* bei Halbleiterlasern einzugehen. Diese dynamischen Eigenschaften werden anhand eines Ratengleichungsmodells analysiert. Den Abschluß bildet die Formulierung eines konkreten Anforderungsprofils an das Lasersystem.

2.1 Spinpolarisierte Elektronen aus Halbleitern

Die Quelle polarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron (MAMI) basiert auf dem Prinzip der Photoemission aus III-V-Halbleitern. Dies ist die heute weltweit verwendete Standardmethode, welche in Mainz in den Arbeitsgruppen „Atomare Stöße“ (ATOS) und B2 in den letzten Jahren kontinuierlich weiterentwickelt worden ist. Dieses Kapitel gibt einen kurzen Einblick in die Grundlagen.

2.1.1 Definition der Polarisation

Ein Ensemble von Elektronen wird als „polarisiert“ bezeichnet, wenn bezüglich einer Quantisierungsachse ein Ungleichgewicht zwischen der Anzahl von Elektronen mit Spin-up (N_{\uparrow}) und Spin-down (N_{\downarrow}) vorliegt. Als Polarisationsgrad wird die Größe

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$$

definiert, sie kann alle Werte zwischen -1 und +1 annehmen.

Für Experimente mit spinpolarisierten Elektronen ist neben dem Grad der Polarisation P der Strahlstrom I entscheidend. Ein Maß für die Güte ist durch die Größe P^2I gegeben. Hohe Güten erzielt man heute standardmäßig durch das Verfahren der Photoemission aus III-V-Halbleitern.

2.1.2 Die Bandstruktur von III-V-Halbleitern

Die Gitterstruktur von III-V-Halbleitern wie GaAs wird durch zwei kubisch-flächenzentrierte (*fcc*) Gitter beschrieben, die entlang der Raumdiagonalen um ein Viertel des Gitterabstands gegeneinander verschoben sind. Somit ist jedes Atom von vier gleich weit entfernten Atomen der jeweils anderen Art auf den Ecken eines Tetraeders umgeben. Ersetzt man einen Bruchteil x der Arsen-Atome durch Phosphor, so erhält man einen $GaAs_{1-x}P_x$ -Mischkristall.

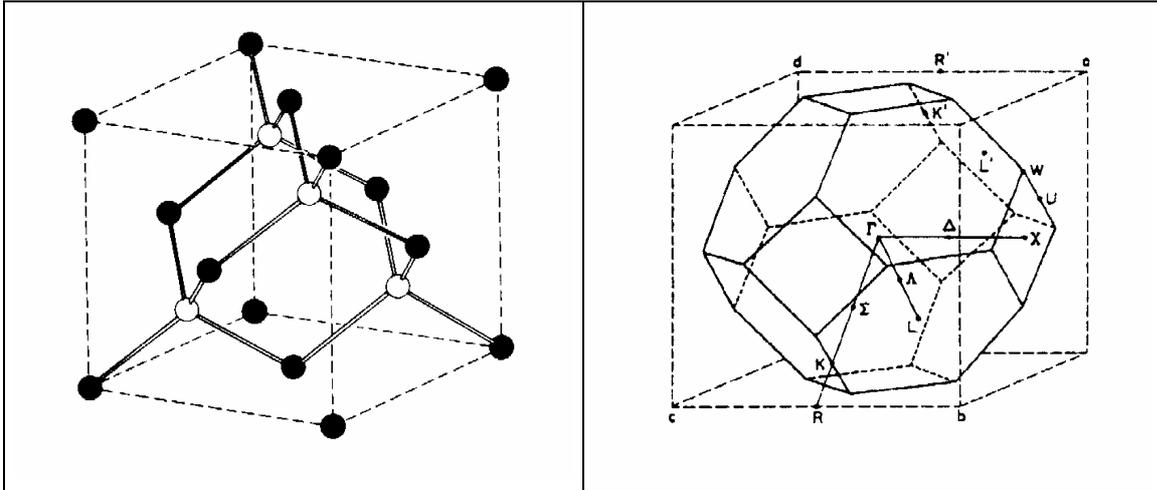


Abbildung 2.1: Der Aufbau des Zinkblendegitters (links) und die erste Brillouinzone des kubisch-flächenzentrierten Gitters (rechts)

Das zugeordnete reziproke Gitter eines kubisch flächenzentrierten (*fcc*) Gitters ist ein kubisch raumzentriertes (*bcc*) Gitter, dessen Ursprung $\vec{k} = (0,0,0)$ als Γ -Punkt bezeichnet wird. Trägt man die Energien der Elektronenzustände im Festkörper gegen den Wellenvektor \vec{k} auf, erhält man die Bandstruktur eines Festkörpers. Liegt in einem Halbleiter das Minimum des Leitungsbandes zusammen mit dem Maximum des Valenzbandes beim selben \vec{k} -Vektor, wie es bei GaAs der Fall ist, spricht man von einem direkten Halbleiter. Hier genügt zur Anregung eines Elektrons vom Leitungs- ins Valenzband ein Photon, während bei Übergängen in indirekten Halbleitern aus Gründen der Impulserhaltung zusätzlich ein Phonon beteiligt sein muß (Abbildung 2.2).

Durch Erhöhung des Phosphor-Anteils x in einem $GaAs_{1-x}P_x$ -Mischkristall läßt sich die Energielücke vergrößern, bei $x = 0,48$ wird er zu einem indirekten Halbleiter.

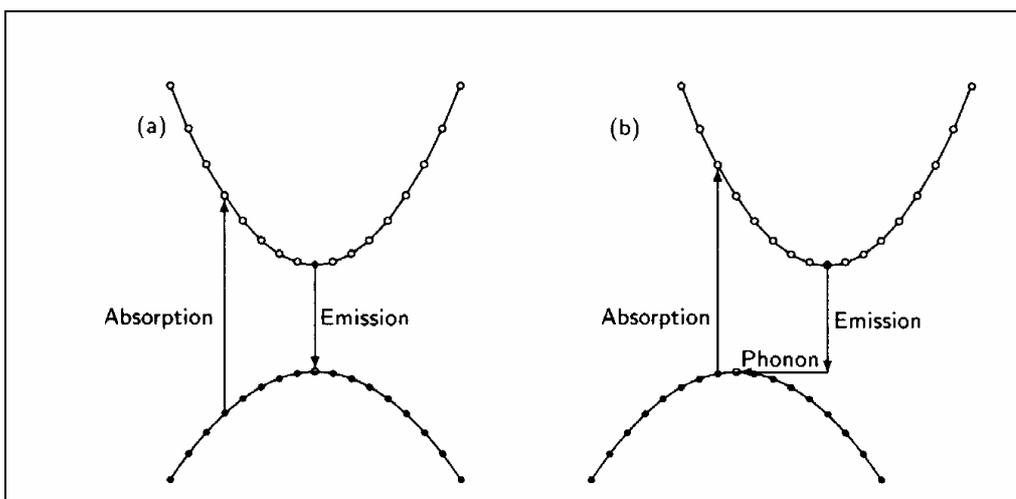


Abbildung 2.2: Bandschema und Übergänge am (a) direkten (b) indirekten Halbleiter [Re 97a]

2.1.3 Spinpolarisation im Leitungsband durch optisches Pumpen

Regt man mittels zirkularpolarisierter Photonen einen elektronischen Übergang vom Valenz- ins Leitungsband an, erfolgt ein Helizitätsübertrag vom Photon auf das Elektron. Die Beschreibung dieses Vorgangs entzieht sich zunächst einer Beschreibung im Rahmen der Atomphysik, da im Kristallgitter das bindende Potential kein einfaches Zentralpotential mehr ist. Gruppentheoretische Überlegungen [Pl 94] zeigen jedoch, daß sich die Eigenzustände des hier vorliegenden Systems wie die elektronischen s - und p -Zustände eines freien Atoms transformieren. Dies führt zu exakt den gleichen Übergangswahrscheinlichkeiten und rechtfertigt eine Beschreibung der Energieniveaus mit s - und p -Wellenfunktionen.

Wie aus Abbildung 2.3 ersichtlich, ist das Valenzband in ein $p_{1/2}$ - und ein $p_{3/2}$ -Niveau aufgespalten. Wird nun zirkularpolarisiertes Licht geeigneter Energie eingestrahlt, können Elektronen selektiv vom $p_{3/2}$ -Valenzband- in das $s_{1/2}$ -Leitungsbandniveau gepumpt werden. Nach der Auswahlregel für elektrische Dipolübergänge $\Delta m_j = \pm 1$ für σ^\pm -Licht sind jeweils die mit durchgezogenen bzw. gestrichelten Linien angedeuteten Übergänge erlaubt. Das relative Übergangsverhältnis ist durch die eingekreisten Zahlen angegeben, es beträgt 3:1, was im Leitungsband eine Polarisation

$$P = \frac{1-3}{1+3} = -\frac{1}{2}$$

zur Folge hat. Dies bedeutet, daß bei Kristallen aus reinem GaAs oder GaAsP ein maximaler Polarisationsgrad von 50% möglich ist, dessen Richtung durch Umschalten der Zirkularpolarisation des Lichtes wählbar ist.

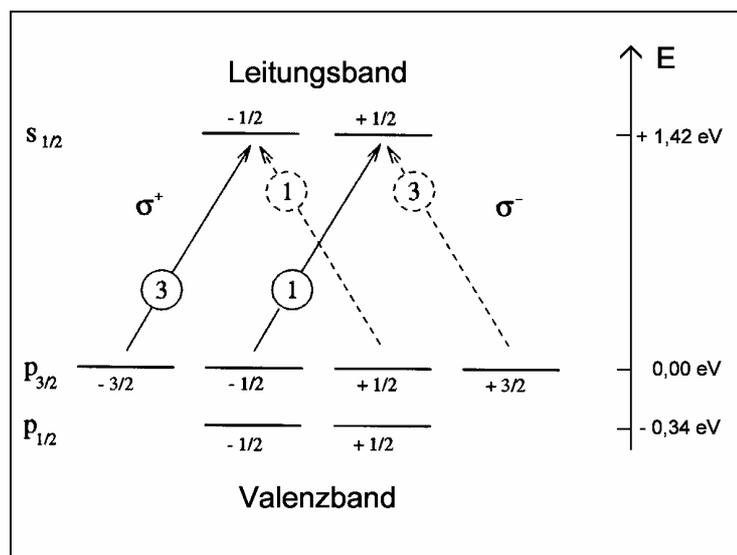


Abbildung 2.3: Durch optisches Pumpen von GaAs am Γ -Punkt wird im Leitungsband ein spinpolarisiertes Elektronenensemble erzeugt [St 98]

Eine darüber hinausgehende Polarisation ist durch gezielte Störung der Symmetrie des Zinkblendegitters möglich. Diese Störung kann z.B. durch Aufbringen einer dünnen Schicht GaAs auf das GaAsP-Trägermaterial erreicht werden. Die durch den Einbau der Phosphor-Atome geringfügig modifizierte Gitterkonstante führt zu einer Anpassung des Gitters der dünnen Schicht, wodurch die ursprünglich würfelförmige Gitterstruktur quaderförmig deformiert wird. Damit erzielt man eine Aufhebung der Entartung der $p_{3/2}$ -Niveaus hinsichtlich ihrer magnetischen Unterzustände m_j . Strahlt man nun σ^+ -Licht geeigneter Energie ein, finden ausschließlich Übergänge von $p_{3/2}, m_j = -\frac{3}{2}$ nach $s_{1/2}, m_j = -\frac{1}{2}$ statt. Somit ist einem theoretisch maximal erreichbaren Polarisationsgrad von 100% der Weg geebnet.

Mit 70 meV [PI 94], ist die Aufspaltung der Niveaus groß genug, um das obere selektiv mit einem Laser ansprechen zu können: Bei 830 nm Laserwellenlänge entspricht dies theoretisch einem Spielraum von 40 nm. Aufwendige Untersuchungen [Sc 98] haben jedoch gezeigt, daß mit den derzeit verfügbaren Halbleiterkristallen allenfalls Polarisationsgrade von rund 80% zu erwarten sind, und auch nur dann, wenn die Wellenlänge nicht mehr als ± 5 nm von der Zentralwellenlänge, die der *Gap*-Energie entspricht, abweicht.

2.1.4 Austritt der polarisierten Elektronen ins Vakuum

Nach der optischen Anregung befinden sich die spinpolarisierten Elektronen im Leitungsband, doch eine Potentialbarriere verhindert ihren Austritt ins Vakuum. Diese Energiedifferenz zwischen Vakuumniveau E_V und Leitungsbandminimum E_L wird als Elektronenaffinität mit $\chi = E_V - E_L$ bezeichnet (Abbildung 2.4a). Für eine GaAs-Oberfläche ist $\chi \approx 4$ eV. Erst eine negative Elektronenaffinität (*NEA*) gestattet es den Elektronen, ins Vakuum zu gelangen. Durch *p*-Dotierung der Kristalle wird das Fermi-niveau E_F im Inneren bis kurz oberhalb des Valenzbandes abgesenkt. An der Oberfläche ändert sich - infolge der dort liegenden teilweise besetzten Zustände - das Fermi-niveau nicht und es kommt zu einer Bandbiegung (Abbildung 2.4b). Für die aus dem Kristallinneren kommenden Elektronen bedeutet dies eine effektive Absenkung von χ um ca. 0,5 bis 1,0 eV. Bringt man zusätzlich ein Alkalimetall auf, das sein Valenzelektron leicht an die Kristalloberfläche abgibt, entsteht eine Dipolschicht, deren elektrisches Feld das Vakuumniveau bis unter das Leitungsband zieht. Die zurückbleibende Potentialspitze kann aufgrund ihrer geringen Breite leicht von Elektronen durchtunnelt werden (Abbildung 2.4c).

Zusätzlich zu Cäsium wird bei der Oberflächenpräparation des Kristalls O_2 oder NF_3 verwendet, wodurch sich die Quantenausbeute erheblich steigern läßt.

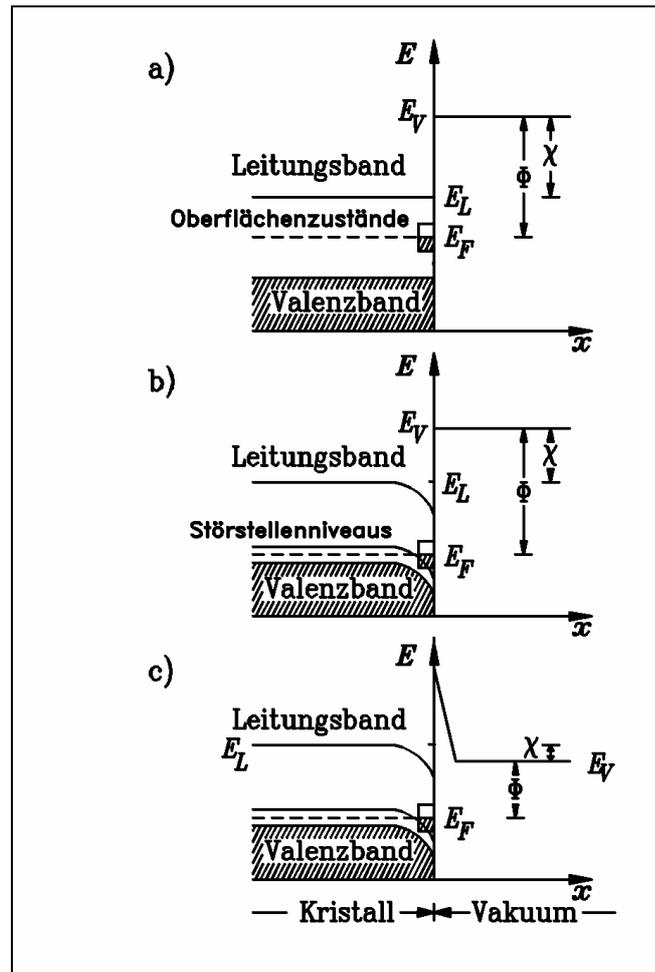


Abbildung 2.4: Schrittweises Präparieren einer NEA-Photokathode (a) undotiert (b) p-dotiert (c) mit Cäsium bedampft

2.1.5 Abnahme der Quantenausbeute

Nach erfolgter Präparation kommt der Kristall im Strahlbetrieb zum Einsatz. Dabei zeigt sich, daß die Quantenausbeute mit der Zeit abfällt. Typische Lebensdauern liegen in den Größenordnungsbereichen „wenige Minuten“ bis „mehrere hundert Stunden“ und werden wesentlich vom Druck des Restgases und dessen Zusammensetzung bestimmt. Aus diesem Grund sind Ultrahochvakuumbedingungen ($p \approx 10^{-11}$ mbar oder besser) für den Betrieb der Quelle polarisierter Elektronen unerlässlich.

Eine Abnahme der Quantenausbeute wird auch beim Auftreten hoher Photoemissionsstromdichten im gepulsten Betrieb beobachtet. Dieses sog. „charge limit“ wird mit einem Auffüllen der Oberflächenzustände durch Photoelektronen und damit dem Verschwinden der Bandbiegung erklärt. Nach [Ha 98] ist dieser Effekt aber erst bei sehr kurzen Pulsen (< 10 ps) und gleichzeitig hohen Strömen ($> 69 \mu\text{A}$) zu erwarten.

2.2 Halbleiter-Laserdioden

Laser aus verschiedenen dotierten Halbleiterschichten - sogenannte Dioden- oder Halbleiterlaser - bieten gegenüber Gas-, Festkörper- und Farbstofflasern maßgebliche Vorteile: Die Kosten sind gering, Unterhalt und Betrieb sind einfach und der Bedarf an Energie verschwindend. Ferner sind keine leistungsstarken, wassergekühlten Pump Laser notwendig und das System findet auf einer sehr kleinen Fläche Platz.

Diesen Vorteilen steht vor allem eine eingeschränkte optische Ausgangsleistung gegenüber, zudem müssen einige charakteristische Eigenschaften berücksichtigt werden, die im nun folgenden Abschnitt diskutiert werden.

2.2.1 Aufbau und Funktionsweise

Eine Halbleiter-Laserdiode ist im wesentlichen ein pn -Übergang zwischen zwei stark p - und n -dotierten Halbleiterzonen. Wird an solch eine Struktur eine Spannung in Vorwärtsrichtung (d.h. mit dem negativen Pol an der n -Zone) angelegt, werden Elektronen aus der n -Zone in die p -Zone injiziert und umgekehrt Löcher aus der p -Zone in die n -Zone. Danach diffundieren diese Minoritätsladungsträger weiter, bis sie mit den Majoritätsladungsträgern rekombinieren. Die spontane strahlende Rekombination wird als Luminiszenz bezeichnet und ist Grundlage der sog. Luminiszenz-Dioden (*LED, light emitting diodes*).

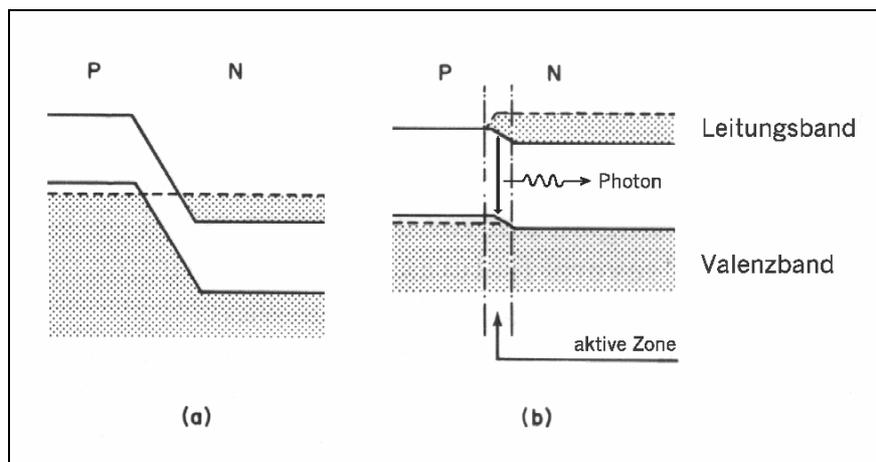


Abbildung 2.5: Strahlender Übergang zwischen zwei p - und n -dotierten Halbleiterzonen (a) ohne angelegte Spannung (b) das Anlegen einer Spannung erzeugt in der aktiven Zone eine Besetzungsinversion zwischen Elektronen im Leitungsband und unbesetzten Zuständen (Löchern) im Valenzband

Durch eine hinreichend große Injektionsrate kann die Minoritätsladungsträgerdichte so groß gemacht werden, daß innerhalb eines begrenzten Bereichs optische Verstärkung auftritt. Dieser Bereich wird als „aktive Zone“ bezeichnet, seine Dicke entspricht in etwa der Diffusionslänge, typische Werte sind 1-2 μm . Die zum Laserbetrieb erforderliche Stromdichte ist proportional zur Dicke der aktiven Zone. Um die thermische Belastung des Lasermaterials in der aktiven Zone herabzusetzen, ist man daher bemüht, die Dicke und damit die notwendige Stromdichte durch geeignete Maßnahmen zu verringern.

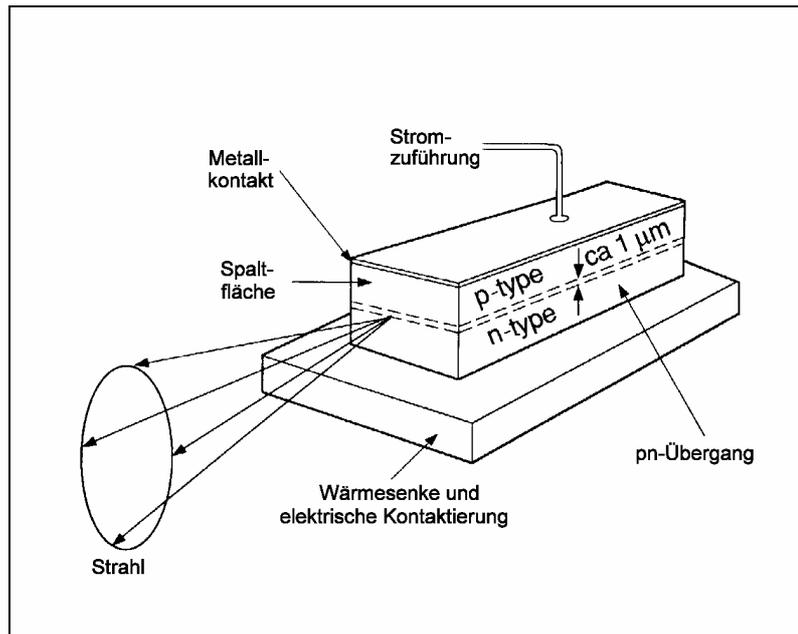


Abbildung 2.6: Darstellung einer einfachen Halbleiterlaser-Struktur [Re 97b]

Eine Möglichkeit ist, die aktive Zone beidseitig zwischen Halbleitermaterialien mit einer erhöhten Bandlücke einzubetten. Diese wirken als Barriere gegen die Ladungsträgerdiffusion. Wegen der unterschiedlichen Materialien, aus denen solche Laserdioden aufgebaut sind, werden sie als Doppel-Heterostruktur-Laser bezeichnet. Dieser Lasertyp bietet drei wesentliche Vorteile gegenüber dem einfachen Homostruktur-Laser:

- Die Reduktion der Dicke der aktiven Zone resultiert in einer Reduktion des Schwellstroms. Diese entspricht ungefähr dem Verhältnis der erreichten Dicke der aktiven Zone. Typische Werte von 100-200 nm entsprechen einer Schwellstromreduktion um den Faktor 10-20. Die geringere thermische Belastung des Lasermaterials ermöglicht dann den cw-Laserbetrieb bei Zimmertemperatur.
- Mit der erhöhten Bandlücke der an die aktive Zone angrenzenden Materialien geht ein reduzierter Brechungsindex einher. Daher stellt die aktive Zone gleichzeitig einen Lichtwellenleiter dar, in dem die Lasermode geführt wird (*index guiding*).
- Während beim Homostruktur-Laser die Ausläufer des transversalen Modenprofils im angrenzenden, nicht invertierten Material stark absorbiert werden, erfahren diese Ausläufer beim Heterostruktur-Laser infolge der vergrößerten Bandlücke keine Absorptionsverluste.

Ein interessanter Effekt tritt auf, wenn man zu noch dünneren aktiven Schichten (< 20 nm) geht: Dann verhält sich die aktive Zone zwischen zwei Materialien mit erhöhter Bandlücke wie ein quantenmechanischer Potentialtopf (*quantum well*) für die Elektronen bzw. Löcher. Die ausführliche quantenmechanische Rechnung ergibt, daß für die injizierten Ladungsträger weniger Zustände pro Energieintervall zur Verfügung stehen. Dadurch wird die notwendige Transparenzladungsträgerdichte, oberhalb der das System verstärkend ist, nochmals deutlich reduziert. Gegenüber Heterostruktur-Lasern fällt der Schwellstrom um bis zu einem Faktor 30.

2.2.2 Optische Rückkopplung und Verstärkung

Wie die meisten Lasertypen braucht auch die Halbleiter-Laserdiode zur Erzeugung eines intensiven Laserstrahls neben dem Verstärkungsmechanismus noch einen Rückkopplungsmechanismus für Licht. Dies wird im allgemeinen Fall durch zwei sich gegenüberstehende Spiegel erreicht, zwischen die das lichtverstärkende Medium eingebracht wird. Dieser Grundaufbau, genannt Fabry-Perot-Resonator, wird im Fall der Halbleiter-Laserdiode von den parallelen Grenzflächen (Spaltflächen) des Kristalls gebildet. Eine Verspiegelung ist nicht unbedingt erforderlich, da der hohe Brechzahlunterschied an den Auskoppelflächen ($n = 3,5$) für eine hinreichende Reflektivität $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \approx 0,31$ sorgt.

In diesem Fall tritt jedoch auf der Frontseite und der Rückseite des Laserchips die gleiche Lichtleistung aus. Dies ist meist nicht erwünscht, da die Leistung auf der Rückseite nicht, oder nur als Kontrolle zur Lichtleistungsmessung benutzt wird. Deshalb findet man oft die Rückseite hochreflektiv beschichtet und die Frontseite antireflexbeschichtet.

Unterbindet man die optische Rückkopplung vollständig, indem sowohl Vorder- als auch Rückseite antirefektiv beschichtet werden, findet, außer im Falle von Superradianz, keine selbsttätige Laseraktivität statt. Die optischen Verstärkungseigenschaften des Materials bleiben jedoch vorhanden. Dies ist das Grundkonzept eines optischen Verstärkers: Licht wird auf der Rückseite des Laserchips eingekoppelt, durchläuft das Material und wird, sofern sich das Material im Inversionszustand befindet, durch den Prozeß stimulierter Emission verstärkt. Danach tritt es durch die Frontseite des Laserchips wieder aus.

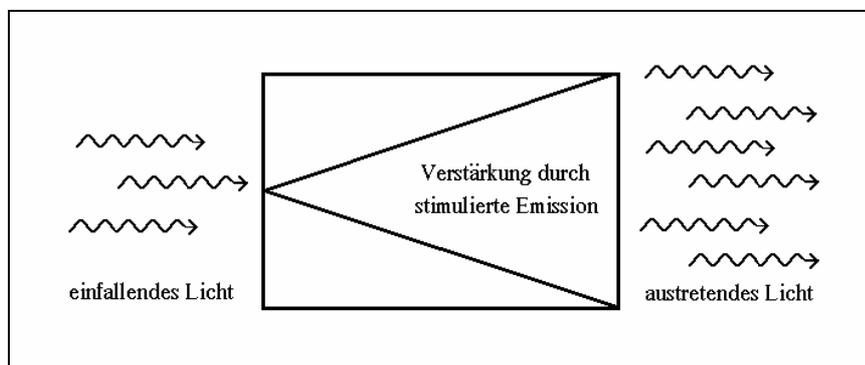


Abbildung 2.7: Grundkonzeption eines optischen Verstärkers

Ein Maß für die Verstärkung ist die Größe $g = \frac{P_{out}}{P_{in}}$, die die Ausgangsleistung P_{out} mit der Eingangsleistung P_{in} in Verhältnis setzt. Für diese Größe gilt ferner $g = \exp[(g_m - \alpha) L]$, wobei g_m der Verstärkungskoeffizient des Lasermediums ist, α der Verlustkoeffizient durch Absorptions- und Streuprozesse und L die Länge des optischen Verstärkers. Im Falle $g_m = 0$ ist dies einfach das Lambert-Beer'sche Absorptionsgesetz, im Falle $g_m = \alpha$ ist das Medium quasi transparent, für $g_m > \alpha$ setzt die optische Verstärkung ein. [Gh 96]

2.2.3 Die Modenstruktur

Wegen der geringen Resonatorlänge L von Halbleiter-Lasern (typisch $L=100-400 \mu\text{m}$) ist der Modenabstand $\Delta\nu = \frac{c_0}{2nL}$ mit 100-400 GHz relativ groß. Durch die enorme Verstärkungsbandbreite des Lasermaterials (typischerweise einige THz) liegen aber dennoch zahlreiche Moden im Verstärkungsbereich. In der Nähe der Laserschwelle weist das von spontaner Emission dominierte Ausgangsspektrum dementsprechend viele Linien auf (*multi mode*). Weit oberhalb der Laserschwelle setzen sich die dominantesten Moden durch (*gain competition*) und die Zahl der Emissionslinien reduziert sich deutlich.

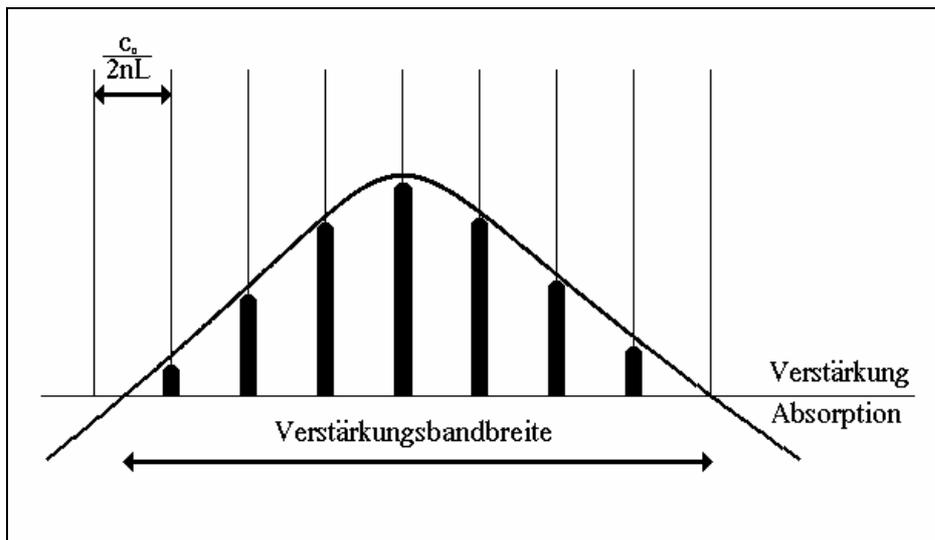


Abbildung 2.8: Durch die große Verstärkungsbandbreite des Lasermaterials wird das Anschwingen mehrerer Lasermoden ermöglicht

Ein für viele Anwendungen erforderlicher Betriebszustand, in dem die gesamte Lichtemission aus einer einzigen Mode stammt (*single mode*) wird allein dadurch aber noch nicht bewirkt. Hierzu werden folgende Verfahren realisiert:

- Der Halbleiter-Laser wird solange verkürzt, bis der Modenabstand so groß ist, daß nur noch eine einzige Mode in den longitudinalen Resonator paßt. Damit geht allerdings auch eine starke Reduktion der Verstärkung einher, so daß der Betrieb nur noch mit einer hochreflektierenden Beschichtung der Endflächen möglich ist.
- Der „natürliche“ Resonator wird durch einen externen Resonator ersetzt, den man mit frequenzselektiven optischen Komponenten (z.B. Gittern) gestaltet.
- Bereits bei der Herstellung des Laser-Chips wird eine integrierte Frequenzselektion durch räumlich periodische Wellenleiter-Strukturierungen in axialer Richtung des Laser-Kanals geschaffen. So wie beim Aufbau mit externem Resonator ein Gitter als frequenzselektives Element verwendet werden kann, ist hier die Gitterstruktur bereits integriert. Je nach Bauart bezeichnet man solch einen Laser als *distributed-bragg-reflector-Laser* (DBR), hier befindet

sich das Gitter an den Enden des Resonators oder *distributed-feedback-Laser* (DFB), das Gitter ist dabei in die aktive Zone integriert.

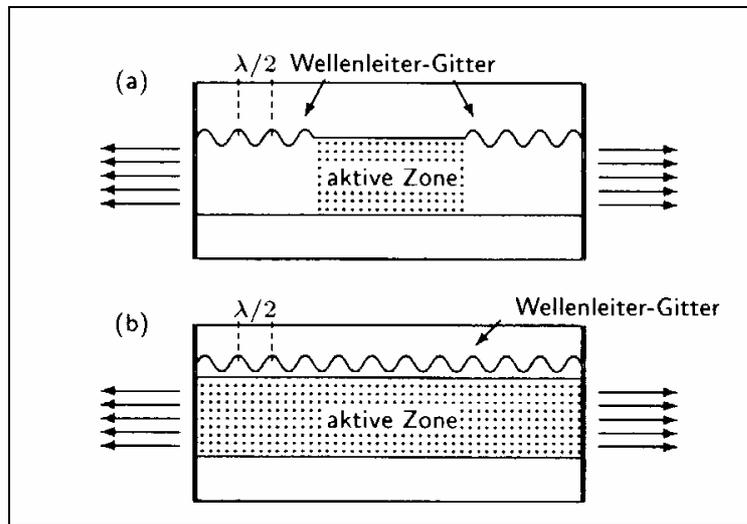


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau eines (a) DBR-Lasers
(b) DFB-Lasers [Re 97a]

Neben der bisher besprochenen, seitlich emittierenden Laser-Bauform gibt es auch einen oberflächen-emittierenden Typ mit senkrecht zum pn-Übergang stehender Cavity (*vertical cavity surface emitting laser*, VCSEL, Abbildung 2.10). Der Laser-Resonator ist senkrecht auf das Substrat aufgebracht und die Resonator-Spiegel als Vielschicht Spiegel mit unterschiedlichen Brechungsindizes aufgebaut. Da einerseits der spektrale Reflexionsbereich von Vielschichtspiegeln schmal gemacht werden kann und andererseits aufgrund der geringen Resonatorlänge der Modenabstand besonders groß ist, operieren solche Strukturen prinzipiell als Einmoden-Laser. Ferner sind sie frei von Astigmatismus und elliptischem Strahlprofil, Eigenschaften, auf die im folgenden Abschnitt eingegangen wird.

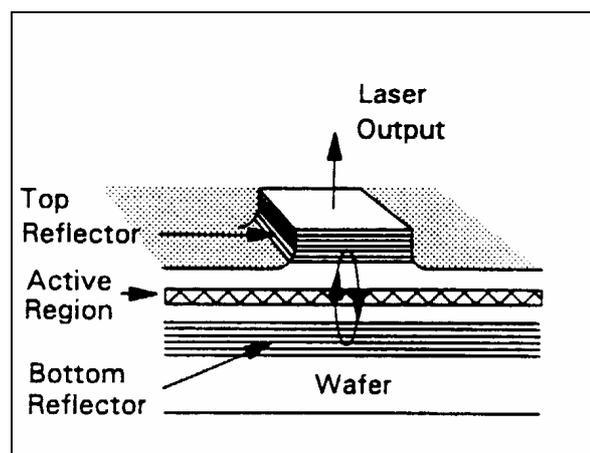


Abbildung 2.10: Oberflächenemittierender Laser
(VCSEL) [Le 97]

2.2.4 Strahldivergenz und Polarisation von Halbleiterlasern

Das räumliche Abstrahlverhalten einer Laserdiode wird durch die transversalen Dimensionen der Mode beim Austritt aus der aktiven Schicht bestimmt. Je nach Bauart des Lasers kann der Ausgangsstrahl ein nahezu gauß'scher Strahl oder eine Überlagerung mehrerer transversaler Moden sein. Weil die horizontalen und vertikalen Abmessungen $L_{\perp, \parallel}$ der aktiven Zone und damit der Mode in den beiden transversalen Richtungen unterschiedlich sind (typisch $0,5 \times 1,5 \mu\text{m}^2$), ist die Divergenz $\Theta_{\perp, \parallel} = \frac{\lambda}{\pi L_{\perp, \parallel}}$ in diesen zwei Richtungen unterschiedlich (typisch 30°

und 10°). Bei diesem sog. astigmatischen Strahlprofil (Abbildung 2.11) kann jedoch eine nachfolgende Strahlformungsoptik die Divergenz auf die Anwendungsbedingungen anpassen und den Astigmatismus beseitigen: Um einen kollimierten Strahl zu erhalten, reicht bereits eine Sammellinse, zur Beseitigung des Astigmatismus benutzt man entweder zwei Zylinderlinsen unterschiedlicher Brennweiten oder einen sog. Prismen-Anamorphot.

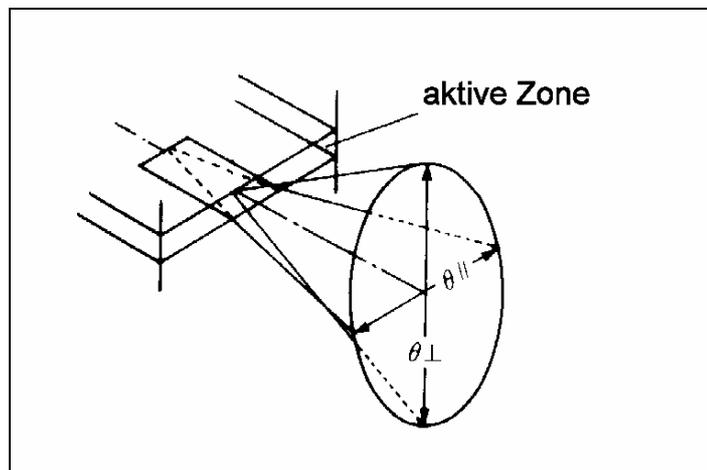


Abbildung 2.11: Zur Entstehung eines astigmatischen Strahlprofils [Sh 92]

Die Polarisation des Laserlichts aus der aktiven Halbleiterschicht ist im Idealfall (single mode-Betrieb, nur induzierte Emission) völlig linear und parallel zur Halbleiterschicht. Beiträge aus der spontanen Emission liefern jedoch Polarisationsbeiträge senkrecht dazu. Um einen Maßstab für die Güte der Polarisation zu haben, definiert man das Verhältnis der Polarisationen parallel und senkrecht zur Halbleiterschicht als Polarisationsverhältnis.

2.2.5 Wellenlängenbereiche

Der Wellenlängenbereich von Laserdioden liegt mit Schwerpunkt auf dem roten und nahen Infrarotbereich, wobei sich die untere Grenze infolge des technischen Fortschritts immer weiter in den sichtbaren Spektralbereich hineinverschiebt. Bei der Auswahl der verwendeten Halbleitermaterialien für die Herstellung von Laserdioden bestimmter Wellenlängen müssen folgende Mindestanforderungen gestellt werden:

- Die Energielücke ΔE des Halbleitersmaterials muß mit der Wellenlänge λ zusammenfallen, d.h. $\Delta E = \frac{hc}{\lambda}$.
- Der Halbleiter muß ein Halbleiter mit einer direkten Bandlücke sein, indirekte Halbleiter sind für LED oder Laserdioden nicht geeignet. Aus diesem Grund kommt das in der Halbleitertechnologie häufig verwendete Silizium nicht in Frage.
- Mischungshalbleiter lassen sich nur in dünnen, kristallinen Schichten durch Epitaxieverfahren auf Wirtskristallen erzeugen. Um ein spannungsfreies Aufwachsen der Epitaxieschicht zu gewährleisten, muß eine Gitteranpassung zwischen Substratkristall und Mischungshalbleiter vorliegen.

Diese Anforderungen werden von folgenden ternären und quaternären III-V-Halbleitermaterialkombinationen erfüllt [Eb 92]:

- $Al_xGa_{1-x}As$ im Bereich von 620-870 nm
- $(Al_xGa_{1-x})In_{1-y}As_y$ im Bereich von 1030-1600 nm
- $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ im Bereich von 920-1650 nm

Technisch wäre es also ohne weiteres möglich, fast den gesamten Bereich von 620 nm bis 1650 nm lückenlos abzudecken. Auf dem Markt verfügbar sind Laserdioden jedoch nur für solche Wellenlängenbereiche, in denen eine kommerzielle Nutzenanwendung existiert. Diese Bereiche erstrecken sich ca. 20 nm beidseitig der folgenden Zentralwellenlängen:

- 670 nm (*DVD, Laserpointer*)
- 780 nm (*CD-Spieler, CD-ROM-Laufwerke, Laserdrucker*)
- 830 nm (*Nachrichtenübertragung per Glasfaser, Hochgeschwindigkeits-Laserdrucker, Pumpen von YAG-Lasern, optische Speichermedien*)
- 980 nm (*Pumpen von Festkörperlasern, optische Faserverstärker*)
- 1300 nm (*Nachrichtenübertragung per Glasfaser*)
- 1550 nm (*Nachrichtenübertragung per Glasfaser*)

Es ist daher als glücklicher Umstand zu bezeichnen, daß ausgerechnet im benötigten Wellenlängenbereich von 830 nm kostengünstige Halbleiter-Laserdioden verfügbar sind. Dies ermöglicht es, mehrere Exemplare verschiedener Modelle zu erwerben und auf ihre Pulseigenschaften hin zu untersuchen.

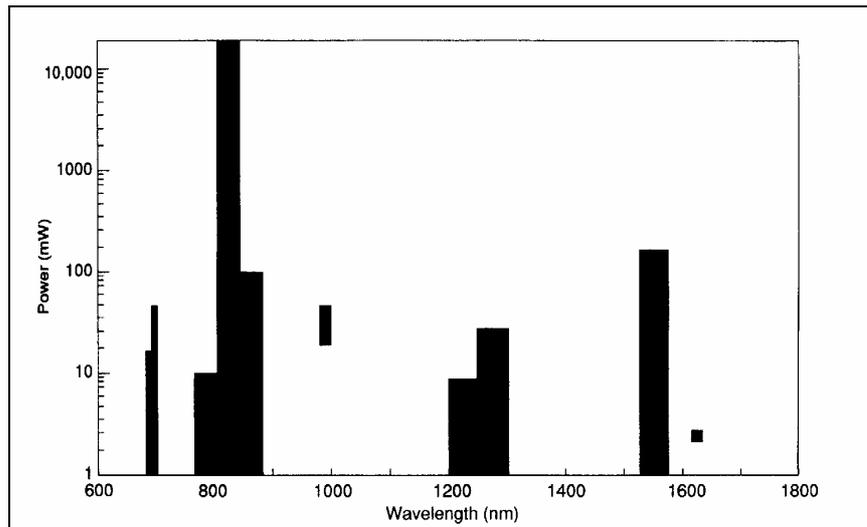


Abbildung 2.12: Kommerzielle Verfügbarkeit von Halbleiterlasern [Re 97b]

2.3 Erzeugung kurzer Lichtpulse mit Lasern

Die drei gebräuchlichsten Verfahren zur Erzeugung gepulsten Laserlichts sind das Verstärkungs-Schalten (*gain switching*), das Güte-Schalten (*Q-switching*) sowie das Modenkoppeln (*mode locking*). Im folgenden werden diese drei Verfahren zur besseren Übersicht kurz beschrieben, um danach speziell auf das *gain-switching* bei Halbleiterlasern einzugehen.

2.3.1 Verstärkungs-Schalten (*gain switching*)

Diese besonders direkte Technik beruht darauf, daß man den Pumpvorgang und damit die Verstärkung schaltet.

Nach dem Einschalten des Pumpprozesses beginnt sich die Inversion aufzubauen. Sobald die kritische Inversion erreicht ist, schwingt der Laser an und oszilliert solange, bis der Pumpprozeß abgeschaltet wird und die Verstärkung unter die Verluste sinkt.

Bei Halbleiter-Lasern besteht der Pumpprozeß in der Injektion von Ladungsträgern in einen *pn*-Übergang. Zum Verstärkungs-Schalten braucht hier nur der Pumpstrom moduliert zu werden. Die maximale Modulationsfrequenz des Laser-Ausgangs wird durch die Zeitkonstanten des Relaxationsverhaltens begrenzt. Aufgrund des kurzen Laser-Resonators und der hohen Auskopplung ist dieses Verhalten so schnell, daß man durch Verstärkungs-Schalten den Laser im GHz-Bereich modulieren kann.

2.3.2 Güte-Schalten (*Q-switching*)

Dieses Verfahren macht von der Energie-Speicherefähigkeit des Lasermediums Gebrauch.

Während des Pumpvorganges wird der Laser durch Einbringen eines zusätzlichen Verlustes in den Resonator am Anschwingen gehindert. Somit kann eine sehr hohe Inversion aufgebaut werden, bis sich ein Gleichgewicht zwischen Pump-Zufluß und spontaner Emission einstellt und die Inversion nicht mehr weiter ansteigt. Sobald nun der Zusatzverlust abgeschaltet, also

die Güte des Resonators erhöht wird, baut sich die Überschußinversion schlagartig ab. Dabei wird nahezu die gesamte akkumulierte Energie in einem einzigen Laserpuls freigesetzt.

Das Güte-Schalten selbst kann entweder aktiv (durch externe Maßnahmen) oder passiv (selbst-induziert) erfolgen. Beim aktiven Güte-Schalten wird oft eine Pockels-Zelle verwendet, deren Doppelbrechung elektronisch gesteuert wird und die in Verbindung mit einem Polarisator einen schaltbaren Verlust darstellt. Das passive Güteschalten läßt sich durch einen sättigbaren Absorber im Resonator erreichen: Dessen starke Absorption verhindert zunächst ein Anschwingen des Lasers, erst bei sehr hoher Inversion schwingt der Laser trotzdem an. Die anwachsende Lichtintensität im Resonator führt dann zu einer Sättigung (Ausbleichung) des Absorbers und die Güte des Resonators steigt. Dadurch kommt es, wie beim aktiven Güte-Schalten, zu einem lawinenartigen Anwachsen der Photonenzahl und zur Ausräumung der Inversion.

2.3.3 Modenkoppeln (*mode-locking*)

Beim Modenkoppeln werden mehrere Lasermoden phasenstarr gekoppelt. Ihre zeitliche Interferenz führt zur Ausprägung periodischer Intensitätsmaxima.

Zu einem gegebenen Zeitpunkt sind alle Moden in Phase. Wegen ihrer unterschiedlichen Frequenz laufen sie zwar unmittelbar nach diesem Zeitpunkt auseinander, die Phasenübereinstimmung tritt aber fortan in periodischen Zeitabständen immer wieder auf. Zu diesem Zeitpunkt durchlaufen alle Moden ihr Feldstärkemaximum und die Gesamtfeldstärke erreicht einen sehr hohen Wert, der im unkorrelierten Fall nie erreicht würde. Je mehr Moden beteiligt sind, desto kürzer und intensiver wird der Laserpuls. Begrenzt wird dieses Verfahren lediglich durch die Verstärkungsbandbreite des Lasermaterials: Für sehr kurze Pulse benötigt man eine sehr große Bandbreite, denn ist das Spektrum des Impulses soweit angewachsen, daß die Flanken des Spektrums nicht mehr verstärkt werden können, kommt es zu keiner weiteren Verkürzung.

Wie das Güteschalten kann auch das Modenkoppeln aktiv oder passiv herbeigeführt werden. Eine sehr elegante passive Methode ist die Kerr-Linsen-Methode: Beim Durchgang eines intensiven Strahls durch gewisse dielektrische Medien erfolgt eine intensitätsabhängige Selbstfokussierung des Strahls. Geringe Intensitätsfluktuationen sowie die Flanken eines intensiven Impulses werden praktisch nicht fokussiert, während die intensive Spitze eines Impulses vorübergehend eine Sammellinse im Kerr-Medium induziert. In Verbindung mit einer Lochblende, durch die der selbstfokussierte Impuls ohne größere Verluste hindurchtreten kann, während die unfokussierten Fluktuationen signifikante Verluste erfahren, wirkt eine solche Kerr-Linse als intensitätsabhängiger Verlust. Im Inneren eines Resonators bewirkt diese Anordnung die selbstorganisierte Entstehung und Verkürzung ultrakurzer Lichtpulse. Die kürzesten bisher erzeugten Lichtpulse wurden mit diesem Verfahren hergestellt und haben eine Dauer von unter 5 Femtosekunden.

2.4 Die gain-switching Methode bei Halbleiterlasern

2.4.1 Vor- und Nachteile des *gain-switchings* sowie dessen Realisierung

Vergleicht man die vorgestellten Methoden zur Erzeugung kurzer Lichtimpulse, so ergeben sich folgende Vorteile hinsichtlich der *gain-switching* Methode:

- Extrem stabile Impulswiederholrate und eindeutige Phasenlage des Pulses zu einem externen Oszillator bis in den GHz-Bereich
- Verwendung konventioneller Halbleiterlaser, d.h. keine Notwendigkeit von speziellen Präparationsverfahren sättigbarer Absorber
- Keine aufwendigen Justierarbeiten an externen Cavities und darin enthaltenen optischen Elementen
- Kompaktheit der Lichtquelle
- Sehr gutes und leicht reproduzierbares Signal- zu Untergrund-Verhältnis in der Pulsmission, das allein von den Eigenschaften der antreibenden Stromquelle bestimmt wird.

Ein Nachteil des *gain-switching* ist, daß die mittlere Ausgangsleistung der Laserdiode in diesem Betriebsmodus relativ gering ist, typischerweise kleiner als 10 mW [Po 95]. Daher erweist es sich als notwendig, die Pulse optisch nachzuverstärken, wenn man zu höheren Leistungen gelangen will [GB 93].

Um *gain-switching* in einem Halbleiterlaser zu realisieren, bedarf es einer Quelle kurzer elektrischer Impulse, deren Frequenz die Repetitionsrate der Laserpulse festlegt. Möglichkeiten sind u.a. Kammgeneratoren, Avalanche-Transistor-Generatoren oder Hochfrequenz-Sinusgeneratoren [Ke 87]. Zusätzlich zu den hochfrequenten Impulsen kann der Halbleiterlaser mit Gleichstrom gespeist werden (*dc bias*), typischerweise so, daß er allein dadurch bereits knapp ober- oder unterhalb der Laserschwelle liegt. Es finden sich jedoch auch Beispiele, in denen der Laser ohne solchen Vorstrom oder sogar mit entgegengesetztem *dc bias* betrieben wird [Ke 87].

2.4.2 Beschreibung des *gain-switchings* mit Ratengleichungen

Die theoretische Beschreibung des zeitlichen Emissionsverhaltens von Halbleiter-Laserdioden beim *gain-switching* wird im Rahmen eines klassischen Ratengleichungsmodells durchgeführt [Va 92].

Folgendes Differentialgleichungssystem wird zur Analyse der gekoppelten Dynamik von Ladungsträgerdichte $n(t)$ und Photonendichte $P(t)$ verwendet:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \overset{(1)}{\frac{j(t)}{ed}} - \overset{(2)}{\frac{n(t)}{\tau_s}} - \overset{(3)}{g(n(t))P(t)}$$

$$\frac{dP(t)}{dt} = \overset{(4)}{+\beta\frac{n(t)}{\tau_s}} + \overset{(5)}{\Gamma g(n(t))P(t)} - \overset{(6)}{\frac{P(t)}{\tau_p}}$$

Es beschreibt die physikalischen Prozesse, welche zur Änderung von Ladungsträgerdichte $n(t)$ und Photonendichte $P(t)$ beitragen:

- (1) die Rate der Ladungsträgerinjektion durch die Injektionsstromdichte $j(t)$ in der aktiven Zone der Dicke d . e ist die Elementarladung.
- (2) die Rate der gesamten (strahlenden und nichtstrahlenden) spontanen Rekombinationen, ausgedrückt durch die Lebensdauer der Ladungsträger in der aktiven Zone τ_s .
- (3) die Rate der stimulierten Rekombinationen, $g(n(t))$ ist der gain-Koeffizient und charakterisiert die Verstärkungs- bzw. Absorptionseigenschaften des Lasermediums. Für die Verstärkung wird meist ein lineares Verhalten in Abhängigkeit zur Ladungsträgerdichte angenommen: $g(n) = A (n - n_{tr})$, dabei ist n_{tr} die Ladungsträgerdichte bei Transparenz und $A = \frac{dg}{dn}$ der differentielle Gewinn, der als konstant angenommen wird.
- (4) die Rate der spontanen Rekombination in die laseraktive Mode. β ist der Teil der spontanen Emission, der in die laseraktive Mode fällt.
- (5) die Rate der stimulierten Rekombinationen. Γ ist der optische Confinement-Faktor und beschreibt das Verhältnis der Lichtintensität innerhalb der aktiven Zone zur gesamten Lichtintensität.
- (6) die Rate des Photonverlustes durch Abstrahlung nach außen und Absorption. τ_p ist die Lebensdauer der Photonen im Resonator.

Die Gültigkeit dieser Ratengleichungen wird in [LY 85] untersucht und für die Voraussetzungen, daß die Reflektivität der Resonatorspiegel größer 0,2 und die Pulshalbwertsbreite deutlich länger als die Laufzeit der Photonen im Resonator ist, verifiziert. Typische Halbleiterlaser, bei denen die Spiegel durch die Spaltflächen des Kristalls gegeben sind, haben eine Reflektivität von 0,31 und erfüllen die erste Bedingung. Bei typischen Cavity-Längen von 300 μm beträgt die Laufzeit in der Cavity 3,5 ps, so daß auch diese Gültigkeitsgrenze gegeben ist.

Für die Beschreibung eines Halbleiterlasers als optischer Verstärker (Abschnitt 2.2.2) eignet sich dieser Ratengleichungsformalismus jedoch nicht, da in diesem Fall die Reflektivität der Resonatorspiegel sehr gering ist und die zeitliche Dynamik dem System von außen aufgeprägt wird.

In der hier benutzten Form stellen die Ratengleichungen eine Einmodennäherung dar. Möchte man zusätzlich die zeitliche Dynamik der spektralen Eigenschaften analysieren, so ist ein Multi-Moden-Ansatz zu wählen, d.h. gekoppelte Ratengleichungen für alle beteiligten Lasermoden.

Andererseits gestattet bereits die Lösung der Ratengleichungen im Einmodenmodell, die Laserdynamik in guter Näherung zu studieren und Ergebnisse zu erhalten, die zumindest semi-quantitativen Charakter haben [Ke 87].

2.4.3 Lösungen der Ratengleichung und ihre Konsequenzen

Zur Lösung der Ratengleichung ist die genaue Kenntnis aller in den beiden Gleichungen enthaltenen Parameter notwendig. Die experimentelle Bestimmung der meisten Größen ist ein aufwendiges Unterfangen, das den Rahmen dieser Diplomarbeit bei weitem sprengen würde. Es wurden daher zunächst aus verschiedenen Quellen Daten zusammengetragen, die eine Aussage über die typische Größe dieser Parameter für Laserdioden mit einer Wellenlänge um 830 nm machen:

| Symbol | Beschreibung | typische Größe | Quelle |
|----------|--------------------------------|-------------------------------------|------------------|
| n_{tr} | Transparenzladungsträgerdichte | $1,9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ | [Ag 93] |
| j | Stromdichte | 300 - 3000 A/cm ² | [Ag 93] |
| d | Dicke der aktiven Schicht | 100 Å - 2 µm | [Ag 93], [Si 95] |
| τ_s | Ladungsträger-Lebenszeit | 2 - 3 ns | [Ag 93] |
| τ_p | Photonen-Lebenszeit | 0,5 - 1,5 ps | [Si 95] |
| A | differentieller Gewinn | $2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ | [Ch 94] |
| Γ | optical confinement factor | 0,01 - 0,3 | [Ag 93], [Si 95] |
| β | spontaneous emission factor | $10^{-5} - 5 \cdot 10^{-4}$ | [Ag 93], [Si 95] |

Besonderes Augenmerk muß der Form des antreibenden Stromsignals $j(t)$ gewidmet werden: Die meisten Autoren setzen einfach $j(t) = j_{DC} + j_{AC} \sin(\omega t)$, dabei ist j_{DC} der *dc bias* und j_{AC} die Stromamplitude der antreibenden Hochfrequenz ω . Dies ist sicherlich für kleine Wechselstromamplituden $j_{AC} < j_{DC}$ sinnvoll, berücksichtigt aber in keiner Weise die Sperrereigenschaften der Diode für den Fall $j_{DC} < j_{AC}$ und die Nichtlinearität der Diodenkennlinie. Ein weitaus besserer Ansatz dürfte sein, die antreibenden Stromversorgungen als ideale Spannungsquellen zu betrachten, die eine Spannungsmodulation $U(t) = U_{DC} + U_{AC} \sin(\omega t)$ bewirken. Unter der Annahme, daß die bekannte Diodenkennlinie $I(U)$ unter diesen Bedingungen dieselbe ist, wie für den statischen Fall, kann daraus eine sinnvolle Form für das antreibende Stromsignal $j(t)$ gewonnen werden. Die Tatsache, daß die Diode eine nichtverschwindende Kapazität besitzt, wird in den Ratengleichungen bereits durch die Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone berücksichtigt.

Die ermittelten Werte können nun einfach eingesetzt und die Ratengleichungen numerisch gelöst werden. Dies ist mit Hilfe eines selbstgeschriebenen MATHEMATICA™-Programmes erfolgt.

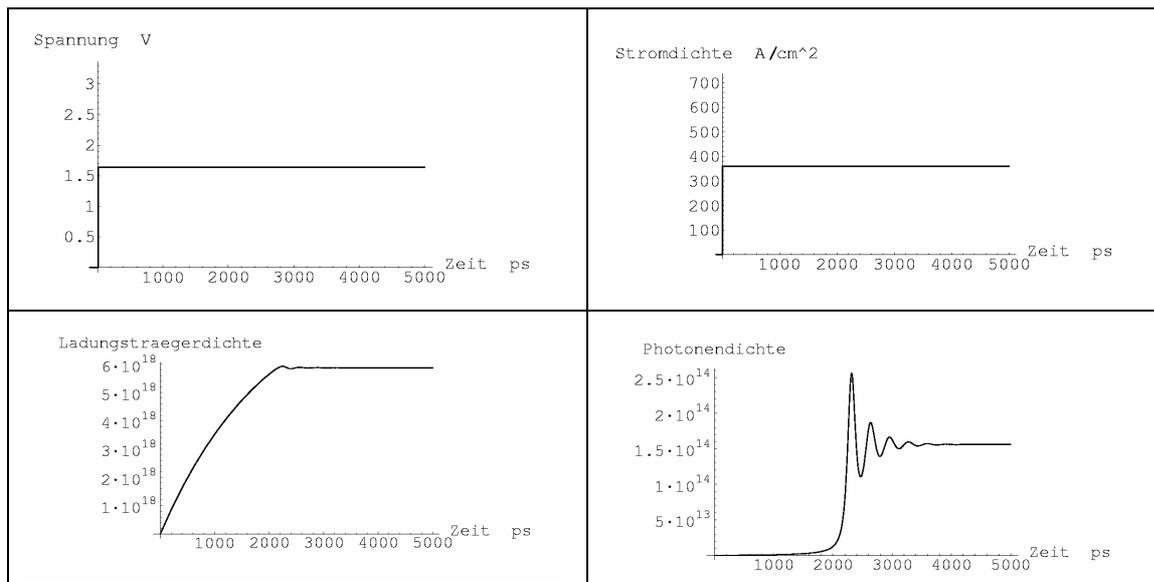


Abbildung 2.13: Lösung der Ratengleichungen für den Einschaltvorgang (Rechteckpuls)
 Die schnell anwachsende Ladungsträgerdichte führt zu Relaxationsoszillationen der Photonendichte

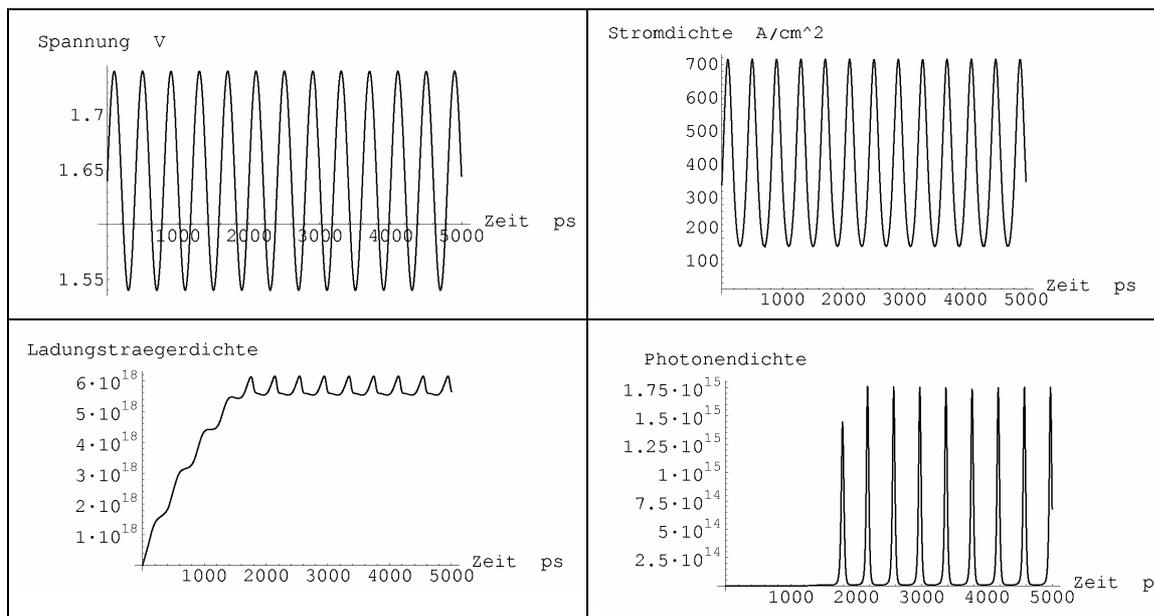


Abbildung 2.14: Lösung der Ratengleichungen für den Einschaltvorgang und zusätzlicher hochfrequenter Modulation der Spannung. Obgleich die Stromdichte nicht vollständig durchmoduliert wird und die Ladungsträgerdichte durchgängig auf hohem Niveau bleibt, resultieren aus den Ratengleichungen sehr kurze (40 ps FWHM) und nahezu untergrundfreie Lichtpulse

Als Konsequenz aus der Beschäftigung mit Lösungen von Ratengleichungen ergibt sich, daß die optische Pulsform entscheidend von der Wahl des *dc bias* und der Amplitude der antreibenden Hochfrequenz abhängt. Es lassen sich folgende Grundregeln angeben [Va 92]:

Für eine gegebene *HF*-Amplitude gibt es einen optimalen *dc bias*, bei dem die Pulsbreite minimal wird. Befindet sich der *dc bias* unterhalb dieses Werts, so nimmt die Amplitude des optischen Pulses linear mit diesem ab und der Puls verbreitert sich. Für einen *dc bias* knapp oberhalb dieses Werts ist die Pulsbreite nur wenig abhängig von ihm, die Pulsamplitude nimmt mit zunehmendem *dc bias* zu.

2.5 Anforderungsprofil

Bevor im nun folgenden Kapitel 3 der Versuchsaufbau detailliert beschrieben wird, ist in diesem Abschnitt noch einmal das konkrete Anforderungsprofil zusammengefaßt:

- Die Zentralwellenlänge des gepulsten Laserlichts soll im Bereich $\lambda = 830 \pm 5$ nm liegen, da dort die Elektronenpolarisation der verwendeten Halbleiterphotokathoden (strained GaAsP) ein Maximum hat. Ferner soll nach Möglichkeit auch noch ein zweiter Spektralbereich bei 845-850 nm abgedeckt werden können. Dort findet sich das Maximum der Elektronenpolarisation für ein anderes Photokathodenmaterial, strained GaAs.
- Um eine gute Fokussierbarkeit auf die Photokathode zu ermöglichen, soll das Laserprofil möglichst gaußförmig (TEM_{00}) und frei von Strahlfehlern, wie z.B. Astigmatismus oder Halo, sein.
- Es wird eine hohe mittlere Leistung (> 200 mW) an Laserlicht benötigt, um über genügend Leistungspotential bei Hochstrom-Strahlzeiten (> 20 μ A) zu verfügen. Zudem könnten damit geringe Quantenausbeuten kompensiert werden. Auch optische Verluste durch Lichtwellenleiter-Kopplung würden damit aufgefangen.
- Wenn das Laserlicht auf die Photokathode trifft, muß es ein hohes Maß an Zirkularpolarisation ($> 99,5\%$) aufweisen. Der Drehsinn der Zirkularpolarisation muß dabei wahlweise von positive auf negative Helizität umschaltbar sein.
- Das Lasersystem soll schnell und unkompliziert in Betrieb genommen werden können, um anschließend für die Dauer einer typischen Strahlzeitperiode (mehrere Tage) wartungsfrei zu laufen.

Diese Anforderungen wurden an alle bisher verwendeten Lasersysteme gestellt; die grundlegend neue Herausforderung aber besteht in folgendem Punkt:

Das Lasersystem soll kurze Lichtpulse (Basisbreite des Pulses < 200 ps) synchron zum MAMI-Master (2,449 GHz) mit einer Repetitionsrate von 2,449 GHz liefern, um eine maximale Transmission der erzeugten Photoelektronen in den Beschleuniger zu erreichen.

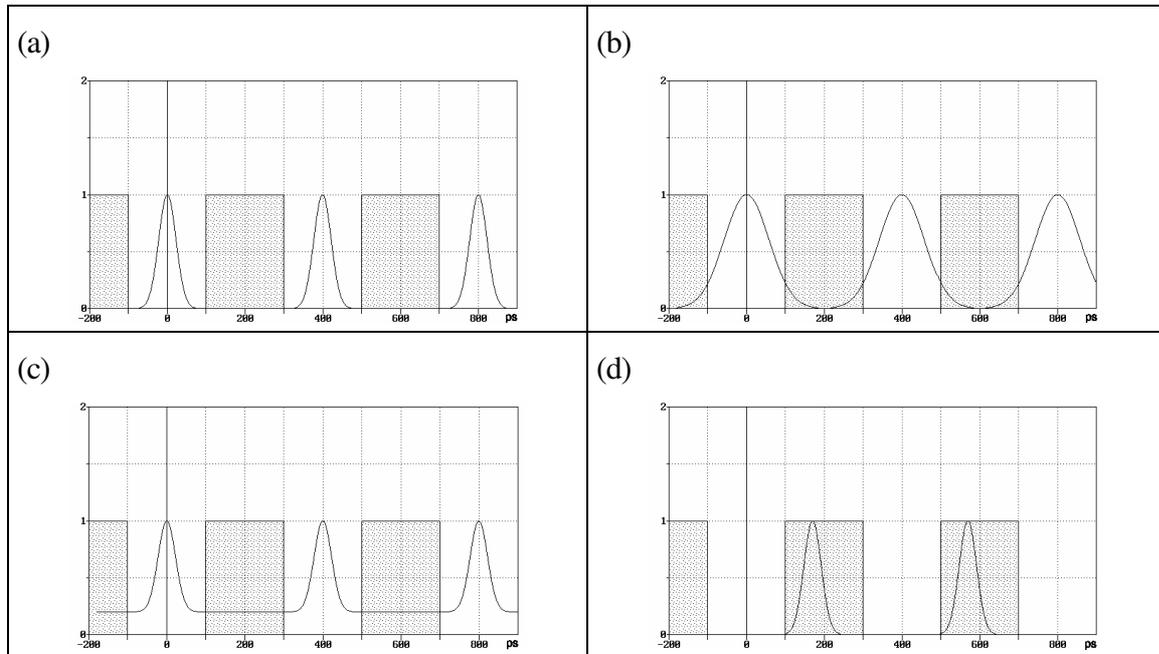


Abbildung 2.15: Mögliche Elektronenpulsstrukturen, die zu Verminderung der Transmission in den Beschleuniger führen (nichttransmittierte Zeitbereiche punktiert dargestellt)
 (a) ideale Pulsstruktur (b) zu lange Pulse (c) Pulse mit dc-Untergrund (d) falsche Phasenlage

3 Versuchsaufbau

Die Konzeption des optischen Aufbaus mit gepulstem Seed-Laser und optischem Verstärker war im wesentlichen bereits durch die Themenstellung der Diplomarbeit festgelegt. Als konzeptionelles Vorbild standen Veröffentlichungen über ähnliche Aufbauten zur Verfügung, die bereits von Poelker [Po 95] und Avramopoulos [ACH+96] realisiert wurden. Der grundsätzliche Aufbau ist dabei der gleiche: Ein mittels *gain-switching* gepulster Diodenlaser erzeugt einige Milliwatt optischer Leistung, die in einem optischen Halbleiterverstärker nachverstärkt werden. Dieses Licht wird auf eine Photokathode zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen fokussiert.

Der erste Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit den Hochfrequenz-Komponenten zur Stromversorgung des Seed-Lasers. Die Auswahl von kommerziell verfügbaren Laserdioden für den Seed-Laser und ihre Integration in das System ist Thema des zweiten Abschnitts. Abschnitt drei ist den optischen Elementen vor dem Verstärker gewidmet. Im darauffolgenden Abschnitt geht es um den optischen Verstärker an sich und der letzte Abschnitt hat die Faserkopplung sowie den Lichttransport auf die Photokathode zum Inhalt.

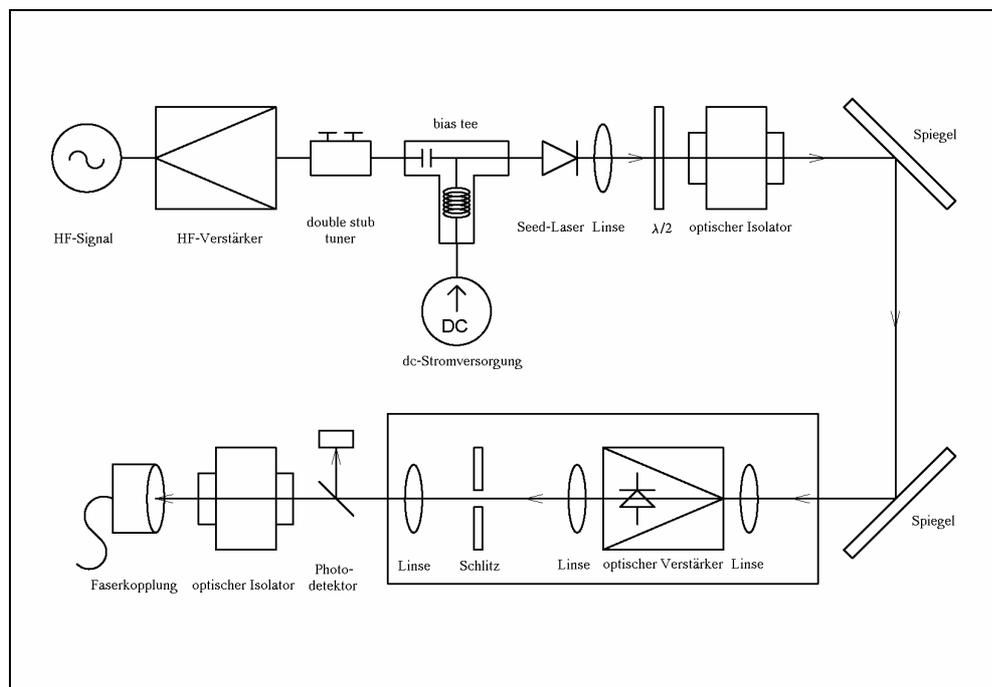


Abbildung 3.1: Die Gliederungsabfolge von Kapitel 3 orientiert sich am Aufbau des Systems

3.1 Die Stromversorgung des Seed-Lasers

3.1.1 Die HF-Versorgung des Seed-Lasers

Die Methode des *gain-switchings* erfordert neben der *dc*-Stromversorgung des Seed-Lasers eine *HF*-Versorgung zur Pumpstrommodulation. Um den gepulsten Laser synchron mit dem Beschleuniger zu betreiben, bedarf es eines *HF*-Referenzsignals im Leistungsbereich von einigen hundert Milliwatt. Ideal dafür geeignet ist das aufbereitete Signal des MAMI-Master-Oszillators mit einer Frequenz von 2,449 GHz. Dieses steht im B2-Laserlabor des Beschleunigergebäudes an einer Vierfach-Verteilerbox zur Verfügung. Die Ausgangsleistung dort beträgt 8,0 mW; über eine Strecke von ca. 10 m wird es durch das Pulsquellenlabor in den Quellenbetriebsraum von Quelle II weitergeleitet. Dabei findet ein, auch unter Temperaturschwankungen besonders phasendriftarmes, Flexwell-Kabel Verwendung. Dessen Dämpfung reduziert die verfügbare Leistung im Quellenbetriebsraum auf 4,7 mW.

Zum Verstimmen der Phasenlage zwischen Laser und antreibender Hochfrequenz wird ein motorbetriebener Kleinsignal-Phasenschieber benutzt, wie er auch am MAMI zum Einsatz kommt. Er besteht aus einem Zirkulator, an dessen mittlerem Ausgang (2) ein koaxialer Wellenleiter mit offenem Ende angebracht ist (Abbildung 3.3). Eine am Eingang (1) eingekoppelte Hochfrequenz wird zum Ausgang (2) übertragen, dort am offenen Ende des Wellenleiters reflektiert, um den Zirkulator am Ausgang (3) zu verlassen. Die optische Länge des Wellenleiters wird durch das motorbetriebene Einführen eines Dielektrikums zwischen Kern und Mantel verändert. Über ein Potentiometer, dessen Widerstand sich proportional zum Verstellweg ändert, kann die Position des Dielektrikums ausgelesen werden. Zu beachten ist, daß sich beim Betrieb des Phasenschiebers dessen Dämpfung ändert, d.h. die transmittierte Leistung ist nicht unabhängig von der Position des Dielektrikums. Da die maximal zulässige *HF*-Leistung, mit der der Phasenschieber betrieben werden darf, auf 1 Watt begrenzt ist, ist es wichtig, den Phasenschieber vor und nicht hinter dem *HF*-Verstärker einzubauen.

Zur Verstärkung des Signals wurde zunächst ein Breitband-Verstärker¹ für einen Frequenzbereich von 2-4 GHz und einer Ausgangsleistung von max. 500 mW eingesetzt. Später wurde dieser durch einen schmalbandigen 2,5 GHz-Verstärker² mit erhöhter Betriebsstabilität und einer Ausgangsleistung von max. 2 Watt ersetzt. Um den Verstärkerausgang gegen Fehlanpassung zu schützen, ist der Ausgang mit einem Zirkulator gesichert. Dieses Element leitet Leistung ab, die von nachfolgenden Elementen in Richtung Verstärkerausgang reflektiert wird. Die Messung der abgeleiteten Leistung läßt Rückschlüsse auf die Qualität der Impedanzanpassung zu; im Idealfall wird keine Leistung reflektiert.

Die Frage der richtigen Impedanzanpassung einer Laserdiode war zu Beginn der Diplomarbeit eines der vordringlichsten Probleme. Zunächst wurden Realisierungen nach Vorbild von [Po 95] bzw. [Ho 98] angegangen, d.h. Einlöten eines 47 Ω -Widerstandes seriell bzw. parallel zur Laserdiode. Diese Art von Anpassung erweist sich jedoch als äußerst unbefriedigend, da bei

¹ Fa. Mini-Circuits

² Modell BLA 245-2, Fa. Helmut Bonn GmbH

2,5 GHz die *HF*-Leistung trotzdem fast vollständig reflektiert wird. Bis zu einem gewissen Grad läßt sich dieses Phänomen durch entsprechende Steigerung der Eingangsleistung kompensieren, letztlich reichen jedoch selbst 2 Watt an *HF*-Leistung nicht aus, um unter diesen Bedingungen die erforderliche *HF*-Leistung von mehreren hundert Milliwatt in die Laserdiode einzukoppeln.

Die Lösung des Problems der Impedanzanpassung liegt in der Verwendung eines Parallelblindwiderstandes (*double stub tuner*)³. Dies ist ein coaxialer Wellenleiter, dessen Impedanz sich gezielt durch Hineindreihen von zwei Schrauben verändern läßt. Für eine bestimmte Hochfrequenz und eine definierte Last erhält man damit eine sehr gute Impedanzanpassung. Bei optimaler Justage beträgt das Verhältnis von reflektierter Leistung zu vorlaufender Gesamtleistung -15 dB (Abbildung 3.2b). Das bedeutet eine nahezu vollständige Einkopplung der *HF*-Leistung in die Laserdiode. Die Schmalbandigkeit der Anpassung ist dabei unproblematisch, da das System ohnehin nur bei der MAMI-Frequenz von 2,449 GHz betrieben wird. Zu beachten ist allerdings, daß sich bei einer Änderung des *dc bias* die Eigenschaften der Laserdiode als Last ändern und damit auch die Impedanzanpassung entsprechend nachgeregelt werden muß.

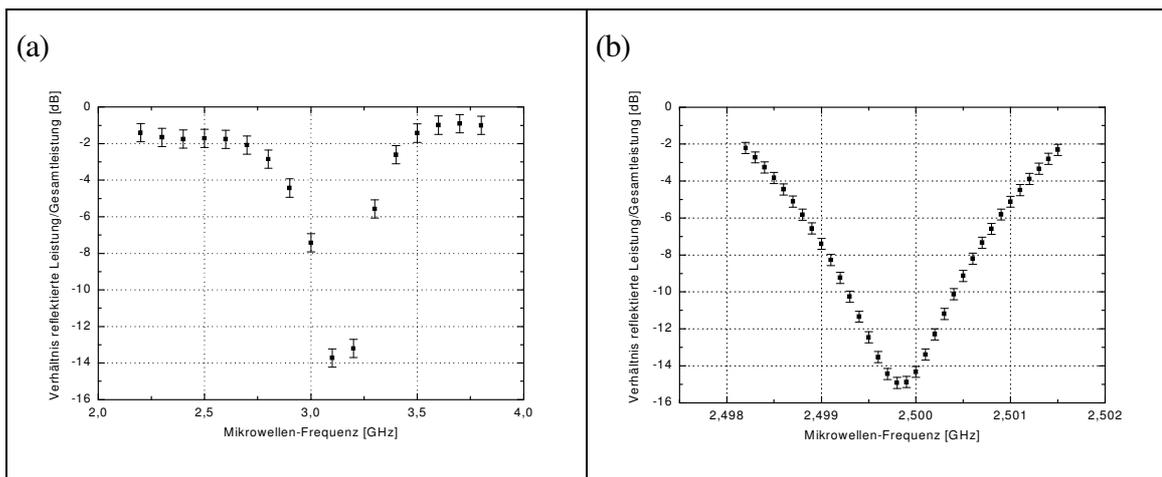


Abbildung 3.2: Verhältnis zwischen der an der Laserdiode reflektierten Leistung zur vorlaufenden Gesamtleistung bei verschiedenen Hochfrequenzen. (a) mit in Reihe geschaltetem 47Ω -Widerstand (b) nach Impedanzanpassung mit dem double-stub-tuner.

Um nicht nur die reflektierte, sondern gleichzeitig auch die transmittierte Leistung messen zu können, befindet sich hinter dem *double stub tuner* ein Richtkoppler, der einen festen Anteil von -20 dB der vorlaufenden Leistung zu Diagnosezwecken auskoppelt. Über ein *bias tee* werden *HF*-Versorgung und *dc*-Stromversorgung zusammengekoppelt: Eine Induktivität verhindert den Übertritt der *HF* in den *dc*-Ast, eine Kapazität den *dc*-Stromfluß durch die *HF*-Versorgung.

³ Modell P20TH, Dielectric Prod. Eng. Corp.

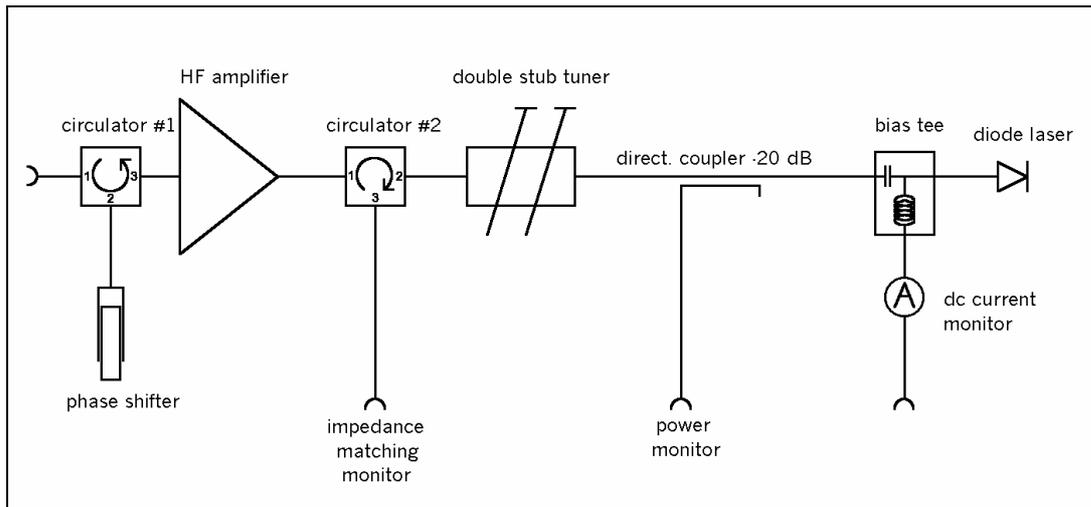


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der HF-Versorgung des Seed-Lasers

3.1.2 Die *dc*-Stromversorgung des Seed-Lasers und Schutzmaßnahmen

Im Vergleich zur *HF*-Versorgung des Seed-Lasers erscheint die *dc*-Stromversorgung auf den ersten Blick als geradezu triviales Problem, jedes Gleichstrom-Labornetzgerät sollte dieser Aufgabe gerecht werden. Leider erzeugen die meisten Netzgeräte neben Gleichstrom aber auch noch Spannungsspitzen (*spikes*) - bevorzugt beim Ein- und Ausschalten - worauf Laserdioden, wie sich im Verlauf der Diplomarbeit bestätigt hat, außerordentlich empfindlich reagieren. Selbst wenn diese Ereignisse sehr kurz (Nanosekunden) sind, können sie die Diode irreversibel schädigen oder zerstören. Folgende Punkte sollten zu deren Schutz unbedingt beachtet werden:

- Beim Ein- und Ausschalten der Stromversorgungseinheit oder bei Manipulationen an der Zuleitung sollte die Diode immer vom Stromkreis getrennt sein. Die Stromversorgung sollte gegen Spannungsspitzen aus dem Netz nochmals zusätzlich abgesichert werden.
- Bei erstmaliger Inbetriebnahme eines neuen Diodentyps sollte beim Erhöhen des Stromes die optische Ausgangsleistung genau beobachtet werden, um einer Überlastung der Diode vorzubeugen. Wird zur Leistungskontrolle die eingebaute Photodiode benutzt, ist darauf zu achten, daß das Verhältnis von Photostrom zu Lichtleistung für jeden Diodentyp ein anderes ist.

Letztlich kamen während des Verlaufs der Diplomarbeit verschiedene *dc*-Stromversorgungen zum Einsatz: Ein speziell für Laserdioden entwickeltes Netzgerät⁴, das aufgrund seiner ungewöhnlichen Polarität jedoch nur für Laserdioden des Netzgeräte-Herstellers verwendet werden kann; ein Labornetzgerät⁵, das neben kräftigen *spikes* beim Ein- und Ausschalten auch noch Netzbrummen auf den Gleichstrom moduliert und eine Lösung auf Batterie-Basis, die zwar störungsfrei funktioniert, für den Strahlzeit-Betrieb aber nicht genügend Energiereserven bietet.

⁴ Typ SDL-800, Fa. SDL

⁵ Typ TN 32-130, Fa. Heinzinger

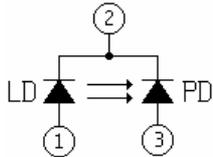
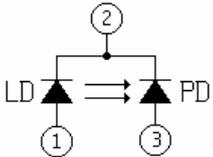
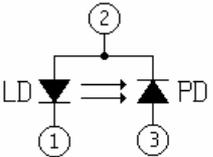
Als endgültige Lösung ist das erstgenannte, stromgeregelte Netzgerät zu betrachten, welches erdfrei über Trenntrafo betrieben und mit einem Polwender der Beschaltungsart von Standard-Laserdioden angepaßt wird. Über geschirmtes *BNC*-Kabel wird der Strom dem *dc*-Anschluß des *bias tees* zugeführt und dabei mit einem Digital-Multimeter⁶ gemessen.

⁶ Typ VC 404, Fa. Voltcraft

3.2 Der Seed-Laser

3.2.1 Auswahl der Seed-Laserdiode

Die Auswahl der Seed-Laserdiode orientiert sich am gegebenen Anforderungsprofil, d.h. die Wellenlänge muß auf 830 bzw. 850 nm spezifiziert sein und die Ausgangsleistung sollte mindestens 3 mW betragen. Über die Modulierbarkeit mittels *gain-switching* bei 2,45 GHz werden von Herstellerseite keine Angaben gemacht, finden sich im Datenblatt jedoch Anmerkungen zu „Relaxationsoszillationen im GHz-Bereich“, kann man dies als erstes Indiz für gute Modulierbarkeit werten. Relaxationsoszillationen sind Oszillationen in der Lichtleistung, die auftreten, wenn ein Rechteck-Signal an die Laserdiode angelegt wird (Einschaltvorgang, vgl. Abbildung 2.13). Letztlich bleibt es aber Aufgabe des Experimentators, das Pulsverhalten eines jeden Laserdientyps gesondert experimentell zu überprüfen. Die folgenden Laserdientypen wurden im Verlauf der Diplomarbeit eingehend untersucht und erwiesen sich als gut modulierbar:

| | Rohm RLD-83 MF | Sharp LT015-MD | SDL 5411-G1 |
|---------------------------|---|--|---|
| <i>Zentralwellenlänge</i> | 830 nm | 830 nm | 850 nm |
| <i>max. Lichtleistung</i> | 3 mW | 30 mW | 100 mW |
| <i>Schwellenstrom</i> | 25 mA | 60 mA | 35 mA |
| <i>Betriebsstrom</i> | 40 mA | 95 mA | 170 mA |
| <i>Strahldivergenz</i> | 11° bzw. 28° | 9,5° bzw. 27° | 9° bzw. 30° |
| <i>Laserstruktur</i> | <i>double hetero</i> | <i>double hetero</i> | <i>quantum well</i> |
| <i>Bauform</i> | 5,6 mm Package | 9 mm Package | 9 mm Package |
| <i>Anschlußart</i> |  <p>(1) Laserdiodenanode (2) Laserdiodenkathode, Photodiodenkathode und Gehäuse (3) Monitordiodenanode</p> |  <p>(1) Laserdiodenanode (2) Laserdiodenkathode, Photodiodenkathode und Gehäuse (3) Monitordiodenanode</p> |  <p>(1) Laserdiodenkathode (2) Laserdiodenanode, Photodiodenkathode und Gehäuse (3) Monitordiodenanode</p> |

Sharp- und SDL-Laserdioden erhält man als wellenlängenspezifizierte Einzelstücke. Die Lebenserwartung (*mean time of failure*) wird von Sharp mit 770.000 Stunden angegeben [Sh 92], das sind 88 Jahre. Im Laborgebrauch nehmen die Dioden trotz aller Vorsichtsmaßnahmen aber viel schneller Schaden, besonders empfindlich hat sich der Typ von Sharp erwiesen. Eine beschädigte Laserdiode zeigt unverändertes Stromverhalten, gibt aber weniger oder gar kein Licht mehr ab, hat andere spektrale Eigenschaften und ein deutlich verändertes Strahlprofil. Dies macht es erforderlich, immer einen kleinen Vorrat an Laserdioden zur Hand zu haben.

3.2.2 Halterung und Strahlformungsoptik der Seed-Laser-Diode

Die Seed-Laser-Diode wird in einen Präzisions-Kollimationstubus für 9 mm-Laserdioden⁷ eingebaut. Für 5,6 mm Laserdioden gibt es einen speziellen 9 mm-Adapter. Der Kollimationstubus setzt sich zusammen aus dem eigentlichen Tubus, der Kollimationsoptik, dem Rückhaltering für die Laserdiode und dem Kunststoffring, auf dem diese aufliegt. Die Kollimationsoptik besteht aus einer justierbaren Einzellinse mit der Brennweite $f = 4,5$ mm und der numerischen Apertur $NA=0.55$, vergütet für den Wellenlängenbereich 600 - 1050 nm⁸.

Der gesamte Tubus ist in eine selbstentworfene Halterung eingebaut (Abbildung 3.5), die die Strahlhöhe auf 60 mm festlegt, die Stromzuführung an die Pins der Laserdiode realisiert und zudem noch Möglichkeiten zur Kontrolle der Diodentemperatur vorsieht, die im folgenden Abschnitt näher erläutert werden.

3.2.3 Kontrolle der Diodentemperatur

Die präzise Kontrolle der Diodentemperatur ist aus zweierlei Gründen unerlässlich: Zum einen ist die Wellenlänge des emittierten Laserlichtes temperaturabhängig und damit in begrenztem Maße durchstimmbare, zum anderen reagiert die Einkopplung des Seed-Laser-Lichtes in den optischen Verstärker empfindlich auf Temperaturschwankungen.

Die Betriebstemperatur der verwendeten Laserdiode Sharp LT015MD wird vom Hersteller mit -10° bis $+50^{\circ}\text{C}$ angegeben. Um diesen Bereich möglichst weit ausnutzen zu können, eignen sich Peltier-Elemente, da diese sowohl zum Heizen als auch zum Kühlen geeignet sind: Peltier entdeckte, daß beim Stromfluß durch eine Kontaktstelle zweier unterschiedlicher Metalle eine Temperaturdifferenz entsteht. Moderne thermoelektrische Kühlelemente nutzen statt Metallen unterschiedlich dotierte Halbleitermaterialien. Je nach Richtung des Stromflusses erwärmt sich die eine Seite des Elements, die andere kühlt sich ab.

⁷ Typ LT230P-B, Fa. Thorlabs

⁸ Typ C230TM-B, Fa. Thorlabs

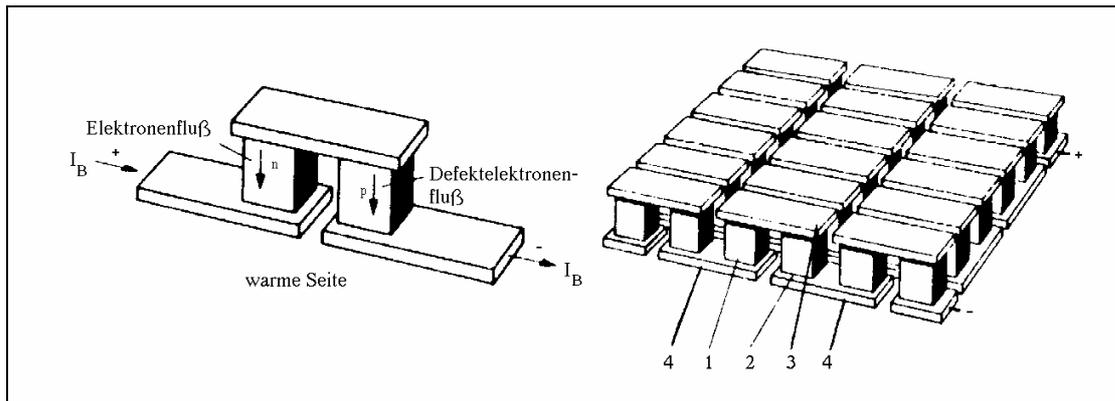


Abbildung 3.4: Aufbau und Funktionsweise eines Peltier-Elements

1+2: Schenkel aus dotiertem Halbleitermaterial, 3: kalte, 4: warme Kontaktbrücken

Eingesetzt werden zwei handelsübliche Peltier-Elemente⁹ mit einer Fläche von je 225 mm² und maximal 3,9 Watt Kühlleistung. Um das Abführung der beim Kühlen des Seed-Laser-Blocks auf der Außenseite der Peltier-Elemente entstehenden Wärme zu verbessern, ist je ein Kühlkörper aufgeklebt. Die Halterung des Seed-Laser Kollimationstubus ist wegen der besseren Wärmeleitung aus Kupfer gefertigt. Um ein Abfließen der Wärme in das Breadboard zu verhindern, ist der Kupferblock auf einer VA-Stahl-Platte verschraubt, deren Kontaktfläche mit dem Breadboard durch ausgefräste Stege sehr klein ist.

Oberhalb des Einschubs für den Kollimationstubus befindet sich eine weitere Ausfräsung, sie nimmt ein PT100 Element¹⁰ auf. Dies ist ein Präzisionswiderstand von 100 Ω bei 0°C und einem genau bekannten Temperaturverhalten.

⁹ Typ RO 3.3-3.9, Fa. Conrad Electronic

¹⁰ Typ PT100 1/3 DIN B, Fa. Heraeus

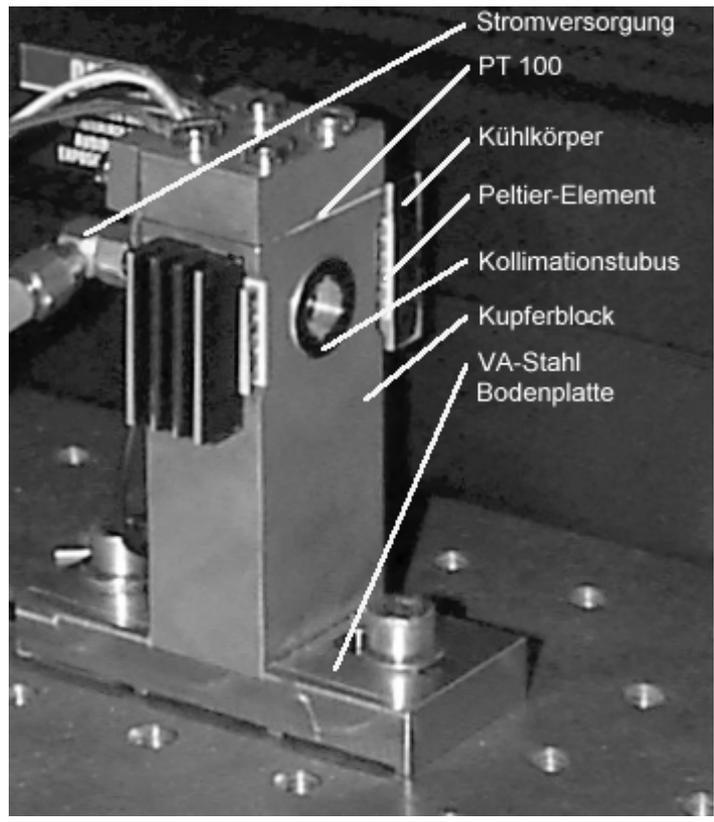


Abbildung 3.5: Der Seed-Laser

Die Wärmeleitfähigkeit der thermischen Verbindungen ist durch Wärmeleitpaste sowie wärmeleitenden Klebstoff gewährleistet. Die Temperatur wird von dem Temperaturfühler gemessen, durch eine bereits von H.Trautner [Tr 95] benutzte PID-Regelung¹¹ mit einem regulären Sollwert verglichen und über das Peltier-Element korrigiert. Der Sollwert kann in einem Bereich von 13°C bis 43°C mit einem 10-Gang-Potentiometer eingestellt werden und wird wahlweise mit dem Ist-Wert sowie dem Fehler auf einer Digitalanzeige mit 0,1°C Genauigkeit angegeben. Auf den Temperaturbereich unterhalb von 13°C wird bewußt verzichtet, um die Wahrscheinlichkeit der Bildung von Kondenswasser auf der Laserdiode zu verringern: Der Taupunkt unter den gegebenen Laborbedingungen wird in [Tr 95] mit 6,0°C bis maximal 15,6°C angegeben.

3.3 Weitere Elemente vor dem optischen Verstärker

3.3.1 Drehung der Polarisationssebene mit einem $\lambda/2$ -Plättchen

Nachdem der Laserstrahl durch die Kollimationsoptik des Seed-Lasers ausgetreten ist, ist er weitestgehend linear polarisiert und trifft als erstes auf eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte. Es handelt sich dabei um ein optisch aktives, doppelbrechendes Material, das für verschiedene Polarisationsrichtungen des Lichtes unterschiedliche Brechungsindizes aufweist und dadurch die Polari-

¹¹ Typ GAR 950611, Eigenbau

sationsebene von linear polarisiertem Licht dreht (Abbildung 3.6). Durch Drehen der auf die Zentralwellenlänge von 830 nm abgestimmten $\lambda/2$ -Platte um die Strahlachse kann die Polarisationsrichtung beliebig gewählt werden. In Verbindung mit dem Eingangspolarisator des, im folgenden beschriebenen, optischen Isolators bedeutet das die Möglichkeit zur stufenlosen Abschwächung der Lichtleistung im Strahl, ohne den Laserstrom verändern zu müssen. Dieser Umstand ist nicht zu unterschätzen, bedeutet er doch eine Entkopplung des Parameters Lichtleistung von der Wahl des die Laserdiode antreibenden Seed-Stroms, der ja bereits durch die Forderung optimaler Pulseigenschaften festgelegt ist.

Weil sich gezeigt hat, daß die Eintrittsfläche des $\lambda/2$ -Plättchens einen geringen Teil des Lichtstrahls reflektiert, ist die Halterung¹² leicht gegen die Strahlachse verkippt montiert. Dies verhindert Rückreflexionen in den Seed-Laser, die Funktionseigenschaften des $\lambda/2$ -Plättchens bleiben dennoch erhalten: das Auslöschungsverhältnis beim Verdrehen der Polarisation gegen den optischen Isolator ist besser als 500:1.

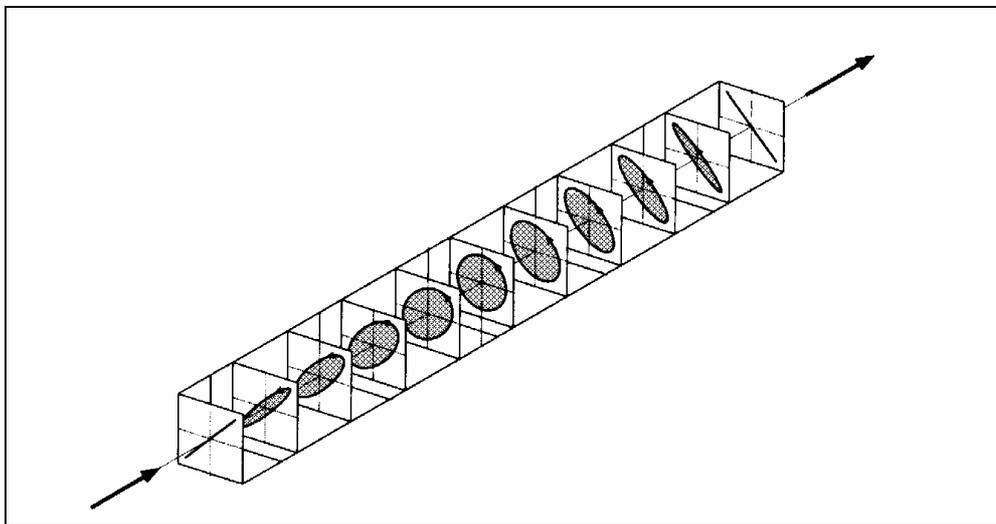


Abbildung 3.6: Wirkung eines $\lambda/2$ -Plättchens auf linear polarisiertes Licht, dessen Polarisationsrichtung hier beispielsweise einen Winkel von 45° mit den Achsen der Platte einschließt. Nach der halben Dicke ($\lambda/4$ -Platte) ist das Licht zirkular polarisiert, nach der vollen Länge linear und um 90° gedreht. [Re 97a]

3.3.2 Der optische Isolator - eine Anwendung des Faraday-Effekts

In einigen zunächst optisch isotropen Medien tritt, ähnlich wie in optisch aktiven Medien, eine Drehung der Polarisationssebene einer darin laufenden elektromagnetischen Welle auf, wenn sie einem statischen Magnetfeld ausgesetzt werden. Dieser sog. Faraday-Effekt rührt von der Lorentz-Kraft $-e(\dot{\vec{x}} \times \vec{B}^{ext})$ her, die ein externes Magnetfeld \vec{B}^{ext} auf die mit der Geschwindigkeit $\dot{\vec{x}}$ oszillierenden Elektronen ausübt [Re 97a].

Für die Drehung der Polarisationssebene $\Delta\varphi$ entlang der Länge d gilt $\Delta\varphi = d \cdot B^{ext} \cdot V$.

¹² Modell M-GM-1R, Fa. Newport

V ist die material- und wellenlängenabhängige Verdet-Konstante.

Der entscheidende Unterschied zwischen optischer Aktivität und dem Faraday-Effekt besteht darin, daß sowohl der Betrag der Drehung als auch der Drehsinn in optisch-aktiven Medien in beide Richtungen der gleiche ist, so daß beispielsweise ein Strahl, der durch das Medium hin- und wieder zurückläuft, insgesamt keine Drehung erfährt. Dagegen hängt die Drehung beim Faraday-Effekt von der magnetischen Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung ab. Bei Ausbreitung senkrecht zu \vec{B}^{ext} ergibt sich daher überhaupt keine Drehung und, was noch wichtiger ist, beim Hin- und Rücklaufen einer Welle parallel zu \vec{B}^{ext} addieren sich die Drehungen. Dieser Unterschied rührt daher, daß bei der optischen Aktivität das magnetische Feld des Lichtfeldes für den Effekt verantwortlich ist, während dem Faraday-Effekt die Wechselwirkung mit dem externen, ortsfesten Magnetfeld zugrundeliegt. [Re 97a]

Auf dem Faraday-Effekt beruht die Funktionsweise des optischen Isolators (Abbildung 3.7). Dieser besteht aus einem magnetooptischen Kristall, der zwischen zwei gegeneinander um 45° verdrehten Linearpolarisatoren P_1 und P_2 angeordnet und einem longitudinalen, statischen Magnetfeld ausgesetzt ist. Die Länge des Kristalls ist so abgestimmt, daß die resultierende Faraday-Rotation bei der spezifizierten Wellenlänge gerade 45° beträgt. Licht, das in Richtung $P_1 \rightarrow P_2$ läuft, kann somit ungehindert passieren, Licht in der Gegenrichtung $P_2 \rightarrow P_1$ wird dagegen so gedreht, daß es senkrecht zu P_1 polarisiert ist und daher abgeblockt wird.

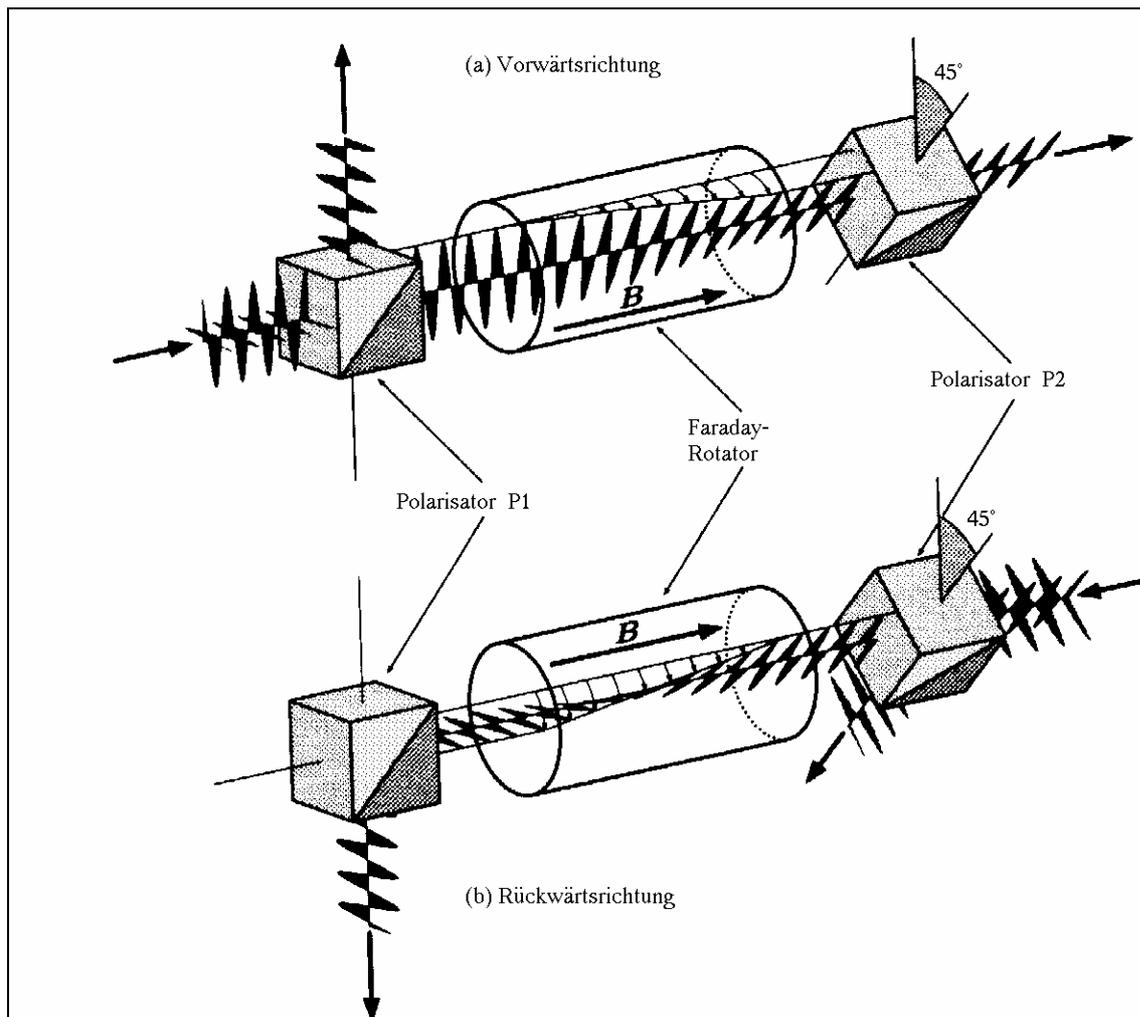


Abbildung 3.7: Funktionsweise des optischen Isolators [Re 97a]

Diese Art von „optischer Diode“ wird standardmäßig am Ausgang von Lasern eingesetzt, um externe Rückreflexionen in den Laser zu unterbinden. Derartige Reflexionen können die Pulsstabilität des Lasers beeinträchtigen oder sogar zu dessen Zerstörung führen. Im hier vorliegenden Fall ist dieser Punkt besonders kritisch, wenn nämlich die Rückreflexion an der Austrittsfacette des optischen Verstärkers geschieht. Diese Anteile liefen dann rückwärts durch den optischen Verstärker, würden in gleichem Maße wie die vorwärtslaufenden verstärkt, und trafen die Seed-Laserdiode mit einer weit höheren Lichtleistung, als ihrer ursprünglichen Ausgangsleistung entspräche. So aber werden alle rücklaufenden Anteile am Eingangspolarisator P_1 abgeblockt.

Der optische Isolator¹³ ist das letzte Element vor dem optischen Verstärker, das Einfluß auf die Polarisation des Strahls nimmt. D.h. die Richtung und die Art der Polarisation ist eindeutig durch die Stellung des Austrittspolarisators P_2 festgelegt. Um die bestmögliche Verstärkung zu erzielen, muß die Polarisation hier linear sein und in horizontaler Ebene liegen.

¹³ Modell FR 820, Fa. Gsänger

3.3.3 Umlenkung und Fokussierung des Strahls auf den Verstärkerchip

Um den Strahl möglichst präzise und verlustfrei auf den Eingang des Verstärkerchips zu fokussieren, erfolgt zunächst eine Strahlumlenkung über zwei dielektrisch beschichtete Spiegel. Beide Spiegel sind sowohl horizontal als auch vertikal in der Spiegelhalterung¹⁴ kippbar. Der Vorteil von breitbandigen dielektrischen Beschichtungen liegt in der konstant hohen Reflektivität (> 99%) über einen weiten Spektralbereich (hier: 700-950 nm) hinweg. Die Beschichtung ist auf Einfallswinkel von 45°, so wie im hier vorliegenden Fall, spezifiziert. Beachtenswert ist, daß diese beiden Spiegel die einzigen fein zu justierenden mechanischen Bestandteile im Aufbau sind. Ein Nachjustieren der Strahleinkopplung in den Verstärkerchip kann - allein durch Drehen an den vier Justierschrauben - innerhalb von Minuten erfolgen.

Die Fokussierung auf die Eintrittsfacette des Verstärkerchips erfolgt durch eine Sammellinse der Brennweite $f=4,5$ mm mit hoher numerischer Apertur. Diese befindet sich bereits im Gehäuse des optischen Verstärkers.

3.4 Verwendung des SDL-Lasers als optischer Verstärker

3.4.1 Funktion des optischen Verstärkers

Als optischer Verstärker dient ein modifiziertes Halbleiterlaser-Komplettsystem¹⁵, mit einem trapezförmigen Verstärkerchip (*tapered amplifier chip*) als zentrales Bauteil. Im ursprünglichen Aufbau ist das Gerät ein durchstimmbarer *cw*-Laser mit externer Cavity, der *tapered amplifier chip* übernimmt die Rolle des aktiven Mediums und die Wellenlängendurchstimmbareit erfolgt über ein Beugungsgitter. Außerdem enthält das Gerät bereits die komplette Strahlformungsoptik.

Der Verstärkerchip besteht aus einer trapezförmigen Sektion mit Lichtverstärkungseigenschaften, die an der Eintrittsfacette eine horizontale Breite von 5 µm aufweist und über die Länge des Chips hinweg bis zur Austrittsfacette auf 150 µm anwächst. In vertikaler Richtung wird die Sektion von einer *quantum well*-Struktur entlang des pn-Übergangs auf ca. 1µm Höhe begrenzt. Der Chip ist mit der p-Seite nach unten auf einem temperaturstabilisierten Halterungselement befestigt. Die Eintrittsfacette ist antireflex-, die Austrittsfacette schwach reflektiv beschichtet, um parasitäre Oszillationen innerhalb des Verstärkerchips zu unterdrücken.

Im ursprünglichen Aufbau wird die Laser-Cavity vom Beugungsgitter einerseits und von der Austrittsfacette andererseits gebildet. Licht, das aus der 5 µm breiten Facette austritt, wird von der Sammellinse zu einem Parallelstrahl auf das Gitter kollimiert, so daß die erste Beugungsordnung wieder durch die Linse auf den Verstärkerchip zurückfällt (*Littrow-Anordnung*). Die durch das Gitter erzeugte Wellenlängendispersion führt dazu, daß nur ein schmaler spektraler Anteil wieder genau in die Facette trifft, die sich anschaulich wie ein Schlitz verhält. Durch Drehen des Gitters kann dieser spektrale Anteil gewählt werden; die Bandbreite ist durch die Verstärkungseigenschaften des Verstärkerchips gegeben.

¹⁴ Modell GM-1, Fa. Newport

¹⁵ Modell SDL-8630 mit Netzteil; Kontrolleinheit für Temperatur- und Lichtleistungsmessung SDL-824, Fa. SDL

Um diese Konfiguration zu einem optischen Verstärker umzubauen, wird zunächst das Beugungsgitter entfernt. Dies führt dazu, daß die Cavity unvollständig ist, keine optische Rückkopplung mehr erfolgt und somit auch kein Laserbetrieb mehr möglich ist. Durch ein in die Rückwand des Lasergehäuses gebohrtes Loch lenkt man den kollimierten Strahl des Seed-Lasers auf die Sammellinse, die ihn auf die Eintrittsfacette des Verstärkers fokussiert. Dieses Licht übernimmt nun gleichsam die Rolle des durch das Gitter zurückgebeugten Lichtes, mit dem Unterschied, daß die spektralen Eigenschaften jetzt allein durch die Seed-Laserdiode bestimmt werden. Ein Durchstimmen des Verstärkers ist durch Durchstimmen der Seed-Laserdiode möglich, Monochromasie ist dabei nicht erforderlich, wird aber bei monochromatischem Seed-Laserlicht erhalten.

Das eingekoppelte Licht durchläuft den *tapered amplifier chip* und wird dabei verstärkt. Hierbei kommt der Hauptvorteil einer trapezförmigen Verstärkerstruktur zum tragen: Die exponentiell auf den Faktor 100 anwachsende Lichtleistung wird über einen auf den Faktor 30 linear anwachsenden Bereich verteilt, so daß die Lichtleistungsdichte maximal um einen Faktor 3,3 ansteigt. Sie ist die faktisch limitierende Größe für die optische Ausgangsleistung; noch höhere Leistungsdichten würden das Verstärkermaterial thermisch zerstören.

3.4.2 Die Strahlformungsoptik

Der verstärkte Strahl ist, wenn er den Verstärkerchip durch die Austrittsfacette verläßt, sowohl astigmatisch als auch ellipsenförmig (Abbildung 3.8h): Der Astigmatismus entsteht innerhalb des Verstärkerchips und läßt sich abschätzen mit der Länge des Verstärkerchips geteilt durch den Brechungsindex des Verstärkermaterials, typischerweise einige 100 μm . Das Seitenlängenverhältnis des Strahlprofils beträgt etwa 3:1, mit der größten Divergenz senkrecht zur Ebene, die durch den pn-Übergang definiert wird (*fast axis*).

Das erste optische Element ist ein asphärischer Kollimator mit hoher numerischer Apertur (Abbildung 3.8i), der etwa 85% des vom Laserchip emittierten Lichts auffängt. Er ist so eingestellt, daß er das Licht in der *fast axis*, welches seinen Ursprung an der Austrittsfacette des Verstärkers hat, zu einem Parallelstrahl mit einer FWHM-Breite von ca. 2mm kollimiert. In der dazu senkrechten Ebene, der *slow axis*, wird der Strahl hingegen fokussiert, da er seinen Ursprung näher an der Eintrittsfacette des Verstärkers und damit außerhalb der Fokalebene des Kollimators hat.

Im Fokus des Kollimators zeigt der Strahl somit ein vertikales Linienprofil. Auf dieser Fokallinie ist ein Schlitz justiert (Abbildung 3.8j), der die nicht-beugungsbegrenzten Anteile des Lichts herausfiltert.

Hinter dem Schlitz befindet sich eine Zylinderlinse (Abbildung 3.8k), die den verbleibenden Astigmatismus beseitigt und das Strahlprofil kreisrund formt. Der resultierende Strahl ist nahezu beugungsbegrenzt und besitzt ein gauß'sches Intensitätsprofil.

Das letzte optische Element vor dem Austritts-Shutter ist ein antireflexbeschichteter Strahlteiler, der einen kleinen Anteil des kollimierten Strahls auf eine Monitor-Photodiode umlenkt, um die optische Lichtleistung zu überwachen.

Nach dem Austritt aus dem optischen Verstärker wird der Strahl erneut durch einen optischen Isolator geführt, wie er in Kapitel 3.3.2 beschrieben ist. Dadurch wird verhindert, daß Teile der Lichtleistung in den optischen Verstärker zurückreflektiert werden, was zu dessen Zerstörung führen würde.

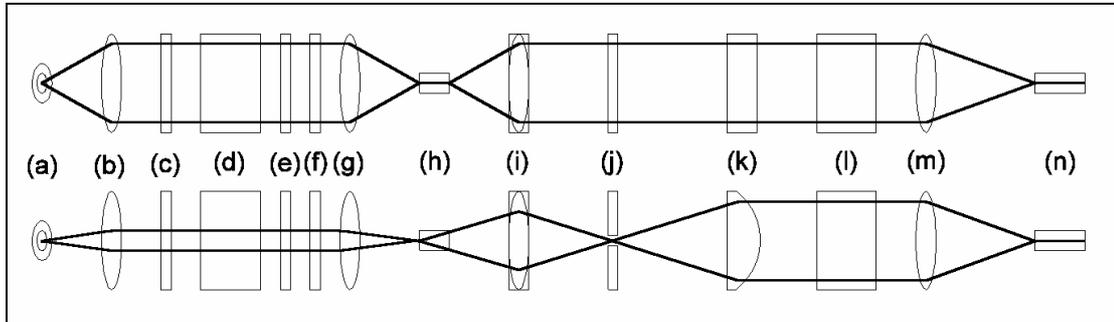


Abbildung 3.8: Darstellung der Strahlenverläufe senkrecht (oben) und waagrecht (unten) zum optischen Aufbau. (a) Seed-Laser (b) Kollimationsoptik (c) $\lambda/2$ -Plättchen (d) 1. opt. Isolator (e) 1. Umlenkspiegel (f) 2. Umlenkspiegel (g) Sammellinse (h) Verstärkerchip (i) asphärischer Kollimator (j) Schlitz (k) Zylinderlinse (l) 2. opt. Isolator (m) Kollimationslinse (n) Lichtwellenleiter-Kopplung

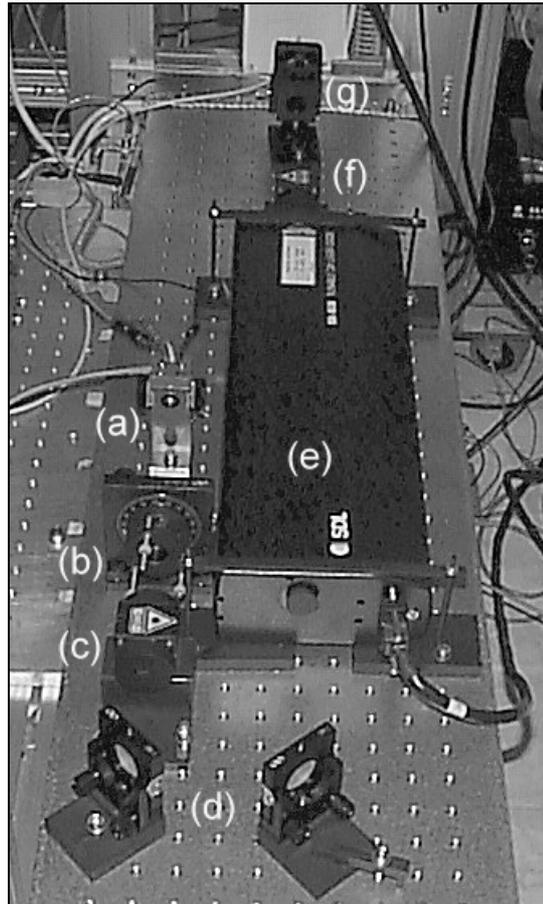


Abbildung 3.9: Blick auf den Gesamtaufbau des Systems. (a) Seed-Laser (b) $\lambda/2$ -Plättchen (c) erster optischer Isolator (d) Umlenkspiegel (e) optischer Verstärker (f) zweiter optischer Isolator (g) Faserkopplung

3.5 Faserkopplung und Lichttransport auf die Photokathode

3.5.1 Argumente pro und contra Faserkopplung

Als nächstes waren in der Urkonzeption des Aufbaus Elemente zur Fokussierung des Strahls auf die Photokathode geplant, deren Halterungen auch konzipiert und angefertigt wurden. Davon wurde jedoch Abstand genommen und der Methode der Strahleinkopplung in eine Glasfaser der Vorzug gegeben. Ob man nun das System in der Beschleunigerhalle, direkt unter der Quelle polarisierter Elektronen, aufbaut oder besser im Laserlabor beläßt und den Strahl per Lichtleiter in die Beschleunigerhalle schickt, wird die zukünftige Entwicklung der Quelle zeigen; für die Dauer der Diplomarbeit war es klar, daß das System für Experimente zugänglich sein muß. Derzeit sprechen folgende Argumente für den Aufbau des Lasersystems außerhalb der Beschleunigerhalle und die Methode der Faserkopplung:

- Der Laser ist leicht zugänglich, z.B. zum Nachjustieren, ohne Öffnung der Beschleunigerhalle und Unterbrechung des Strahlbetriebs. Ist das System fest in der Halle installiert, steht es zudem für Tests, wie das Ausprobieren neuer Laserdioden, nicht mehr zur Verfügung.
- Die Ausgangsleistung des Lasers ist prinzipiell hoch genug, um auch über die verlustbehaftete Faserkopplung genügend Lichtleistung auf die Photokathode zu bringen.
- Ein fasergekoppeltes System, bei der die Endfläche einer Monomode-Faser auf die Kathode abgebildet wird, führt, im Vergleich mit einem direkten System, bei dem die Emissionsfläche der Laserdiode auf die Kathode abgebildet wird, eher zu einer besseren Spotqualität am Kathodenort [Gi 97] und damit zu einem guten Elektronenstrahl.
- Die Betriebsbedingungen in der Beschleunigerhalle sind rauer als im Laserlabor; die während des Beschleunigerbetriebes auftretende Gammastrahlung könnte möglicherweise die hochempfindlichen Laserdioden beschädigen.

Folgende Argumente sprechen für eine Montage direkt in Halle A:

- Die volle Laserleistung kann auf die Photokathode gebracht werden. Das könnte bei zukünftigen Experimenten mit extrem hohen Strahlströmen oder Photokathoden mit sehr niedriger Quantenausbeute vorteilhaft sein.
- Die Faserkopplung fällt weg und damit alle Unwägbarkeiten, die die Verwendung von Glasfasern mit sich bringt, z.B. ein Faserriß durch unsachgemäße Behandlung oder die Drehung der Polarisationssebene des Lichtes durch Drehen an der Faser.

3.5.2 Charakteristika von Glasfasern für kurze optische Pulse

Ein Lichtwellenleiter besteht aus einem Kern (*core*) mit erhöhtem Brechungsindex n_K und ist von einem Mantel (*cladding*) mit Brechungsindex $n_M < n_K$ umgeben. Diese koaxiale Glasstruktur ist in eine Kunststoff-Schutzschicht (*coating*) gehüllt, die jedoch keine optischen Aufgaben hat. Die Wellenführung erfolgt im Kern durch Totalreflexion an der Grenzschicht zum optisch dünneren Mantel. Der Verlauf des Brechungsindex zwischen Kern und Mantel kann stufenförmig sein (Stufenindex-Faser) oder graduell (Gradientenindex-Faser). Ferner unterscheidet man zwischen Fasern mit kleinem Kerndurchmesser (8-10 μm), die nur eine einzige Lichtmode transportieren (*single mode*) und Fasern mit großem Kerndurchmesser (50-125 μm), die mehrere Moden transportieren (*multi mode*). Die Lichteinkopplung in *Multimode*-Fasern ist aufgrund des größeren Kerndurchmessers wesentlich einfacher und verlustärmer, für die Übertragung kurzer Lichtpulse sind sie jedoch ungeeignet, da die unterschiedlichen Moden in der Faser unterschiedliche Laufzeiten haben und die Lichtpulse zerfließen (*Modendispersion*), typischerweise mit einigen ns pro km Faserlänge. In *Singlemode*-Fasern tritt diese Art von Dispersion nicht auf, es bleibt lediglich die unvermeidliche Materialdispersion, die die zeitliche Breite der in der Faser laufenden Lichtpulse verändert: Nach der Propagationslänge l hat sich der Impuls um den Betrag $\Delta\tau = l|D_\lambda|\Delta\lambda_0$ verbreitert bzw. verkürzt [Re 97a], dabei ist $\Delta\lambda_0$ ist die spektrale Bandbreite des Impulses. Der Dispersionskoeffizient $D_\lambda = -\frac{\lambda_0}{c_0} \frac{d^2n}{d\lambda_0^2}$ (*group velocity*

ty dispersion, GVD) ist eine stark wellenlängenabhängige Größe, die bei bestimmten Wellenlängen sogar das Vorzeichen wechselt. Für Quarzglas und eine Wellenlänge von 830 nm findet man $D_\lambda \approx -90 \frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}}$ [Re 97a], d.h. ein kurzer Puls mit einer spektralen Bandbreite von 2 nm verbreitert sich nach Durchlaufen einer Faser von 50 m Länge um 9 ps.

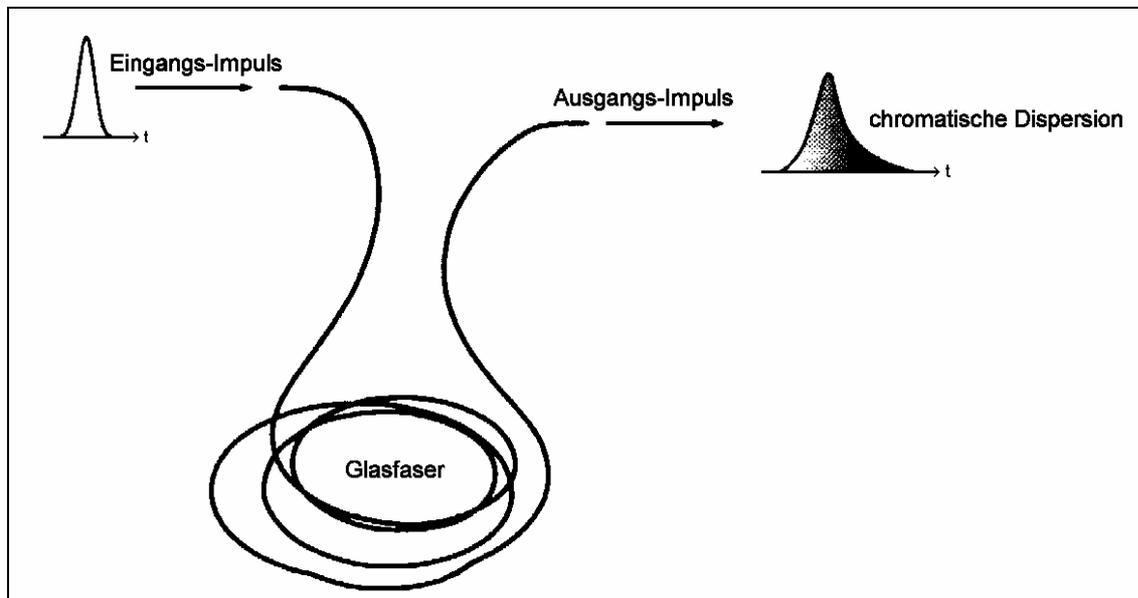


Abbildung 3.10: Auswirkung von Dispersion auf die Ausbreitung eines Lichtpulses [Re 97a]

Der aus dem optischen Verstärker austretende Strahl ist nahezu beugungsbegrenzt. Will man diesen in eine Faser einkoppeln, muß man ihn auf einen Strahlfleck fokussieren, dessen Durchmesser dem des Faserkerns entspricht. Dazu muß die Faserlängsachse mit der Ausbreitungsrichtung des freien Strahl übereinstimmen, ferner muß die Stirnfläche der Faser im Fokus des Laserstrahls liegen [Tr 95]. Für die Einkopplung wird ein justier- und fokussierbarer Faser-Kollimator ($f= 12,0$ mm) mit achsparalleler Lichtwellenleiter-Kopplung und FC-Anschluß benutzt¹⁶. Als Lichtwellenleiter vom Quellenbetriebsraum hinunter zur Beschleunigerhalle A dient eine auf 850 nm spezifizierte *Singlemode*-Glasfaser von ca. 50 m Länge. Deren Enden sind mit FC-Anschlüssen versehen, so daß vorkonfektionierte Faser-Kollimatoren als Ein- und Auskoppel-Objektive verwendbar sind.

3.5.3 Aufbau der optischen Bank

Bevor das Licht aus der Glasfaser auf den Kristall fokussiert werden kann, muß es zirkular polarisiert werden. Überdies ist es hilfreich, eine Möglichkeit zu haben, die durch den Lichtwellenleiter transmittierte Leistung stufenlos abzuschwächen. Dazu existiert vor dem Einschluß-

¹⁶ Modell 60 FC-0-M12, Fa. Schäfer & Kirchhoff

Vakuumfenster ein fest installierter optischer Aufbau, die optische Bank (Abbildung 3.11). Diese ist von K. Aulenbacher und in mehreren Arbeiten ([Tr 95], [Gi 97], [St 98]) einem kontinuierlichen Verbesserungsprozeß unterzogen worden, so daß im Rahmen dieser Diplomarbeit keine Veränderungen daran vorgenommen wurden.

Mit einem Faser-Kollimator ($f=4,5\text{ mm}$)¹⁷ als Auskoppelobjektiv wird das Licht aus der Glasfaser in die optische Bank eingekoppelt. Da die Polarisation je nach Lage der Faser variiert, wird als erstes mit einem Glan-Thompson-Prisma als Linearpolarisator die Ebene der Polarisation festgelegt und die Faser auf maximale Transmission daraufhin ausgerichtet und fixiert.

Zur stufenlosen Feinabschwächung der Lichtleistung dient ein LCD-Element, das vom *MAMI*-Bedienraum aus ferngesteuert werden kann. Der Flüssigkristall ändert in Abhängigkeit von der angelegten Spannung die Brechungsindizes entlang seiner optischen Achse. Entsprechend wird aus dem ursprünglich linearpolarisierten Licht elliptisch polarisiertes. Ein danach zu passierendes, weiteres Glan-Thompson-Prisma, das gegen das erste um 90° verdreht ist, lenkt Anteile des Lichts mit senkrecht dazu stehender Polarisation rechtwinklig aus der optischen Bank.

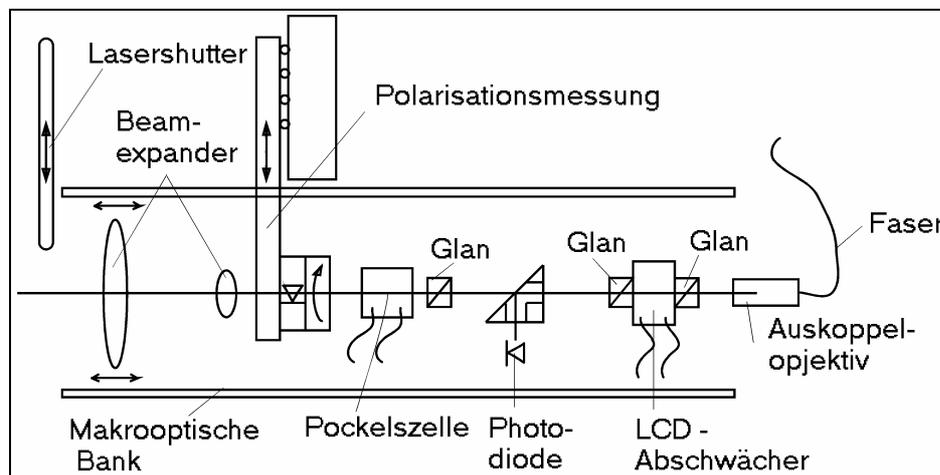


Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau der optischen Bank [St 98]

Um die lineare Polarisation des Lichtes in zirkulare Polarisation zu wandeln, würde man normalerweise ein wellenlängenabgestimmtes $\lambda/4$ -Plättchen verwenden. Da die Helizität der Polarisation jedoch umschaltbar sein muß und zudem für unterschiedliche Wellenlängen die $\lambda/4$ -Bedingung exakt angepaßt werden soll, verwendet man stattdessen eine Pockelszelle. Dabei handelt es sich um ein elektrooptisches Element, bei dem die durch ein geregelt angelegtes, elektrisches Feld an einem Kaliumdeuterophosphat (KD^*P) Kristall hervorgerufene Doppelbrechung ausgenutzt wird. Je nach angelegter Spannung ergibt sich eine Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl. Der resultierende Polarisationszustand ist im allgemeinen elliptisch, kann jedoch durch geeignete Wahl der angelegten Spannung zirkulare Charakteristik annehmen. Durch Umpolen der angelegten Spannung wird zwischen σ^+ - und σ^- -Licht umgeschaltet, was eine Umkehrung der Helizität der produzierten Elektronen entspricht.

¹⁷ Modell 60 FC-0-A4.5, Fa. Schäfer & Kirchhoff

Hinter der Pockelszelle wird der Strahlquerschnitt durch einen Beamexpander ($f_1=25$ mm, $f_2=150$ mm) aufgeweitet, die zweite Linse sorgt gleichzeitig für eine Fokussierung des Lichtstrahls auf die Photokathode. Da sie in einer Drehgewindefassung gehalten ist, läßt sich ihre vertikale Position sehr fein justieren. Mit dieser Anordnung ist es möglich, auf der 163 cm entfernten Photokathode einen Spotdurchmesser von minimal 280 μ m zu erzielen. Die daraus resultierende Elektronenstrahlemittanz beträgt weniger als $0,3 \pi$ mm mrad [St 98].

Letztes Element vor dem Vakuumfenster ist ein Laser-Shutter, um den Strahl bei Bedarf vollständig abzublocken. Wie das LCD-Element ist er von den Operateuren im MAMI-Bedienraum fernsteuerbar. Das Vakuumfenster selbst ist von außen breitbandig vergütet, so daß die reflektierte Lichtleistung über einen weiten Wellenlängenbereich weniger als 1% beträgt.

4 Messungen

Ziel der Messungen ist festzustellen, bei welchen Betriebsparametern das in Abschnitt 2.5 festgelegte Anforderungsprofil am ehesten erreicht werden kann und die Abweichungen davon zu dokumentieren. Dabei finden spektrale Eigenschaften, Pulseigenschaften und Messungen zur optische Leistung Berücksichtigung. Der letzte Abschnitt beinhaltet die Betriebserfahrungen während des ersten Strahlzeiteinsatzes.

4.1 Messungen zu spektralen Eigenschaften

4.1.1 Ziel der spektralen Analysen

Ziel der spektralen Analysen ist es, festzustellen, wie die Wellenlänge der erzeugten Lichtpulse von der Modulation mittels *gain-switching* abhängig ist. Die Lösungen der Ratengleichungen (Abschnitt 2.4.3) zeigen, daß in diesem Betriebszustand der Halbleiter-Laser hinsichtlich Ladungsträger- und Photonendichte weit entfernt von einem Gleichgewichtszustand ist. Daher kann man nicht erwarten, daß sich die vom Hersteller für den *dc*-Betrieb angegebene Wellenlänge und spektrale Charakteristik einstellen wird. Eine Laserdiode, die im *dc*-Betrieb im erforderlichen Wellenlängenbereich von $\lambda=830 \pm 5$ nm emittiert, kann unter Modulation spektrale Anteile $S(\lambda)$ außerhalb dieses Bereichs erzeugen. Diese senken den mittleren Polarisationsgrad $\langle P \rangle$ der photoemittierten Elektronen entsprechend ihrer Gewichtung mit der Quantenausbeute $Y(\lambda)$:

$$\langle P \rangle = \frac{\int_{\lambda=0}^{\infty} S(\lambda) \cdot Y(\lambda) \cdot P(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda=0}^{\infty} S(\lambda) \cdot Y(\lambda) d\lambda}$$

Elektronenpolarisation $P(\lambda)$ und Quantenausbeute $Y(\lambda)$ wurden von M. Schemies im Rahmen einer Dissertation [Sc 98] systematisch untersucht und können für die verwendeten Halbleiter-Photokathoden als bekannt vorausgesetzt werden.

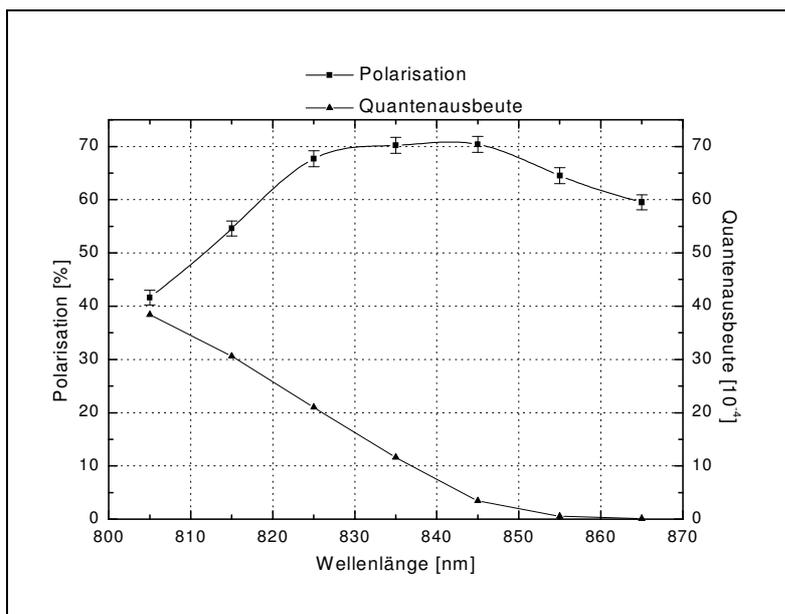


Abbildung 4.1: Polarisation und Quantenausbeute eines X-1233-Kristalls [Sc 98]

Bei zu langwelligen spektralen Anteilen ist, bedingt durch die starke Abnahme der Quantenausbeute und die langsame Abnahme der Polarisation, der Verlust an mittlerer Polarisation nur gering. Bei zu kurzwelligen Anteilen ist hingegen die Quantenausbeute um ein Vielfaches höher als am Maximum der Elektronenpolarisation und die Polarisation fällt stark ab. Dies bedeutet einen großen Verlust an mittlerer Polarisation, selbst bei geringen spektralen Anteilen mit $\lambda < 825$ nm. Um diese Anteile aufzufinden, bedarf es der Aufnahme kompletter Spektren des emittierten Laserlichts.

4.1.2 Spektrale Analyse mit dem „Lambdameter“

Wellenlängenmessungen, bei denen nicht die Form des Spektrums interessiert, sondern lediglich die Zentralwellenlänge, z.B. zur Schnellanalyse, lassen sich sehr einfach mit dem in der Arbeitsgruppe vorhandenen „Lambdameter“¹⁸ durchführen. Dessen Funktionsweise beruht auf einem speziellen Photosensor, bestehend aus zwei übereinandergestapelten Photodioden auf einem Chip. Aufgrund von Absorption in der oberen Photodiode und unterschiedlicher spektraler Empfindlichkeit (Abbildung 4.2a) folgt aus dem Vergleich beider Photoströme ein intensitätsunabhängiges Signal, das eindeutig einer bestimmten Wellenlänge zugeordnet werden kann (Abbildung 4.2b).

¹⁸ Wavelength Meter APE λ 500, Fa. APE

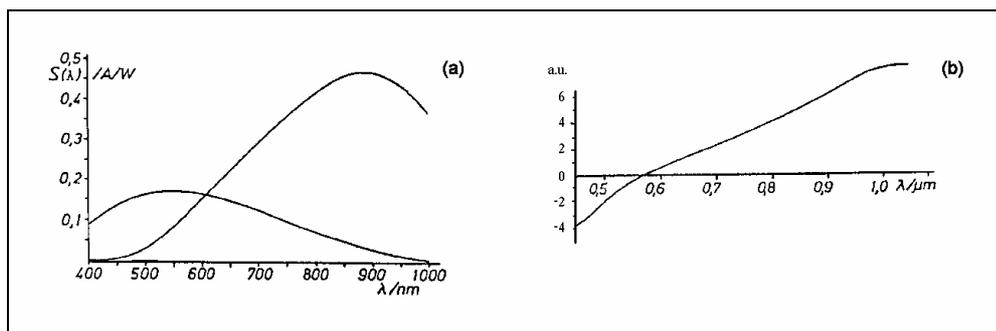


Abbildung 4.2: (a) Spektrale Charakteristik der beiden Photodioden und (b) eine dem Quotienten daraus proportionale Meßgröße, aus der die Wellenlänge ermittelt wird

Das Lambdameter besteht aus dem Sensorkopf, der Meßelektronik und der Stromversorgung. Der Sensorkopf enthält neben den Photodioden einen Signalverstärker und einen Thermostat zur Temperaturstabilisierung. Die Meßelektronik wertet die Signale der Photodioden aus und zeigt die Wellenlänge mit 0,1 nm Auflösung und einer absoluten Genauigkeit von $\pm 0,5$ nm auf einem LED-Display an. Wellenlängen von 450 bis 950 nm können auf diese Weise schnell und präzise bestimmt werden.

Eine interessante Messung, die mit diesem Gerät erfolgt ist, ist die Untersuchung der Lichtwellenlänge in Abhängigkeit von Temperatur und Betriebsstrom des Seed-Lasers (Abbildung 4.3). Die Messung ergibt eine Änderung von etwa $+0,1$ nm/°C. Ferner verschiebt sich die Zentralwellenlänge um 3 nm, wenn man die Laserleistung vom Schwellenbereich bis in den Grenzbe- reich hinein erhöht. Die Änderung erfolgt dabei nicht kontinuierlich, sondern ist von Modensprüngen durchsetzt.

Um solche Einflüsse auf die Lichtwellenlänge zu eliminieren, sorgt die Stabilisierung von Temperatur und Strom (Abschnitte 3.1.2 und 3.2.3) für konstante Betriebsbedingungen.

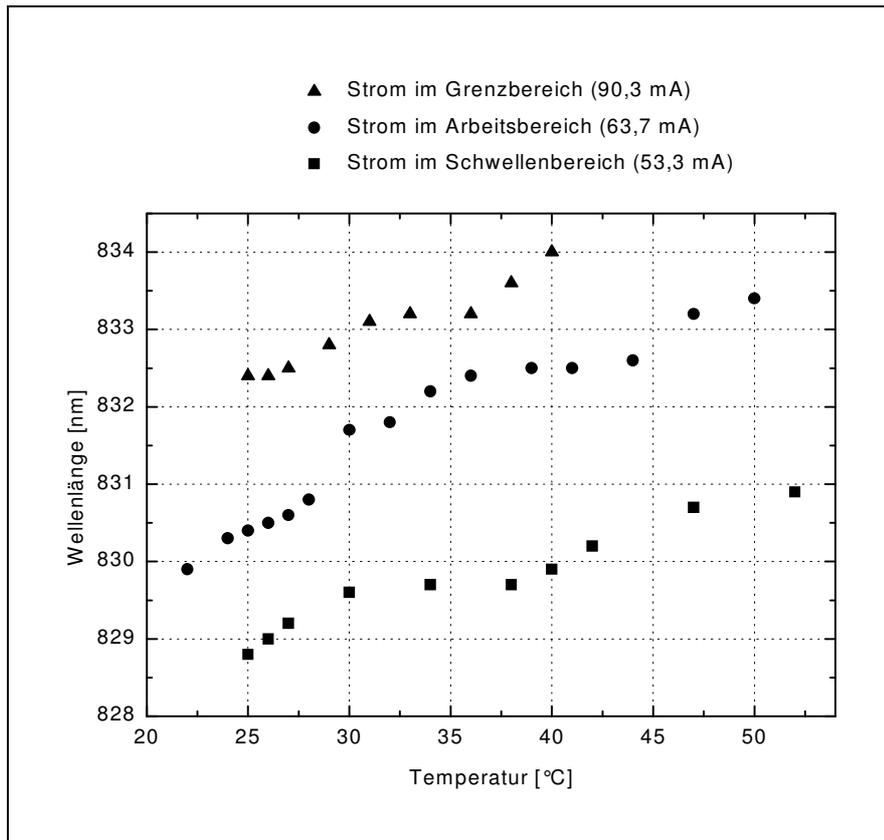


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der Wellenlänge einer Sharp-Laserdiode von Betriebstemperatur und Strom im dc-Betrieb)

4.1.3 Spektrale Analyse mit dem Gittermonochromator

Für die Messung von kompletten Laserspektren eignet sich das „Lambdameter“ nicht, da es keinerlei Aussage über Breite und Form des Spektrums macht. Statt dessen bietet sich die Verwendung eines Gittermonochromators hoher Auflösung an. Lasermoden eines typischen Halbleiterlasers sind ca. 0,3 nm voneinander getrennt, d.h. mit einem Auflösungsvermögen von 0,1 nm oder besser sollten die Moden klar zu unterscheiden sein. Der einzige in der Arbeitsgruppe zu Verfügung stehende Gittermonochromator¹⁹ verfügt jedoch nur über ein Auflösungsvermögen von etwa 1 nm. Freundlicherweise wurde von der Arbeitsgruppe X1 ein qualitativ sehr hochwertiger Gittermonochromator²⁰ zur Verfügung gestellt, zu dem zwar keine Dokumentation vorliegt, die Messungen lassen aber klar auf eine Auflösung von besser als 0,1 nm schließen.

Licht, das durch die Eingangsblende fällt, durchläuft den Monochromator und wird am anderen Ende von einem Fokussierspiegel aufgeweitet und auf ein Reflexionsgitter projiziert. Dieses dispersive Element sorgt dafür, daß nur eine bestimmte Spektralkomponente den Monochromator erneut derart durchläuft, daß sie ein weiterer Fokussierspiegel exakt auf den Ausgangs-

¹⁹ Modell IR7, Fa. Jobin-Yvon

²⁰ Modell HRS, Fa. Jobin-Yvon

spalt lenkt. Durch Verdrehen des Gitters ist diese spektrale Komponente wählbar und kann mit einer empfindlichen Photodiode hinter dem Ausgangsspalt nachgewiesen werden. Der Wellenlängenbereich des Monochromators läßt sich sowohl manuell als auch motorgetrieben mit verschiedenen Geschwindigkeiten von 450-1100 nm abfahren. Die Weite von Ein- und Ausgangsblende ist stufenlos über eine Stellschraube mit 10-Gang-Anzeige verstellbar.

Als Nachweisgerät kommt die bereits von M. Schemies in seiner Dissertation [Sc 98] benutzte Kombination von Photodiode und Picoampèremeter zum Einsatz. Der Vorteil des Picoampèremeters liegt neben seiner Empfindlichkeit in der eingebauten IEEE-Schnittstelle, die ein direktes Auslesen per Computer ermöglicht. Dazu wurde mit dem PC-Programm „Asystant GPIB“ eine Ausleseroutine geschrieben, die in regelmäßigen Abständen den Stromwert auslas und auf einen Datenträger abspeicherte. Zusammen mit dem motorgetriebenen Wellenlängenvorschub ließen sich so sehr exakt und komfortabel Spektren aufzeichnen. Nach etwa der Hälfte der Diplomarbeitszeit stand diese Möglichkeit aufgrund eines Hardwarefehlers nicht mehr zur Verfügung; forthin wurde der analoge Ausgang des Picoampèremeters benutzt: Dort liegt eine dem Stromsignal proportionale Spannung an, die direkt auf einen Scanning ADC-Kanal des Kontrollrechners *polarix* gelegt wird. Die Ausleseroutine ist nun in der Programmiersprache MOPL (*MAMI Operator's Language*) implementiert und kommt bei spektralen Untersuchungen zum Einsatz.

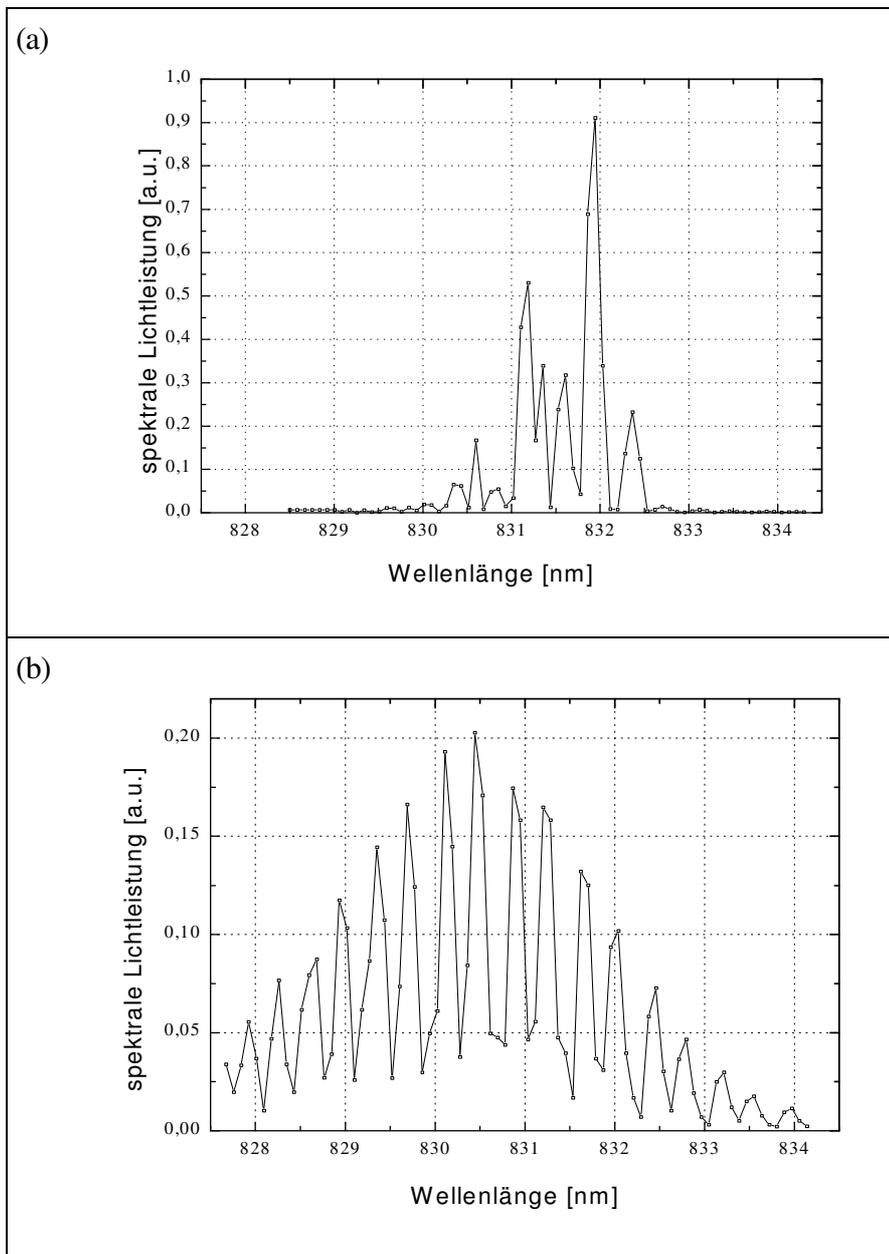


Abbildung 4.4: Spektrale Eigenschaften der verwendeten Seed-Laserdiode Rohm RLD-83MF. (a) im dc-Betrieb $I=34,1$ mA (b) gepulst mit 2,45 GHz ($I=34,1$ mA, $P_{HF}=130$ mW)

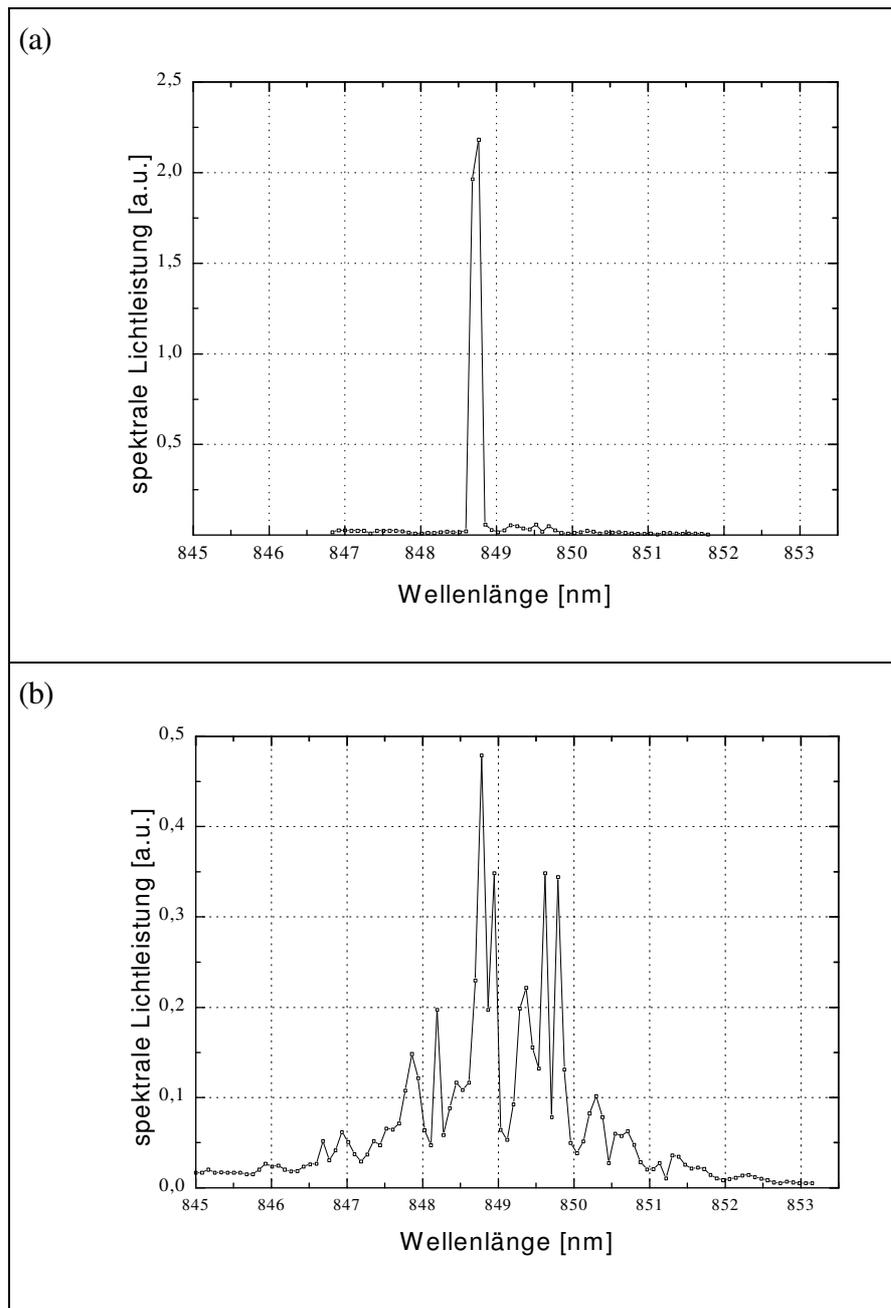


Abbildung 4.5: Spektrale Eigenschaften der 850 nm Seed-Laserdiode SDL-5411 G1
 (a) im dc-Betrieb $I=31,8$ mA (b) gepulst mit 2,45 GHz ($I=31,8$ mA, $P_{HF}=200$ mW)

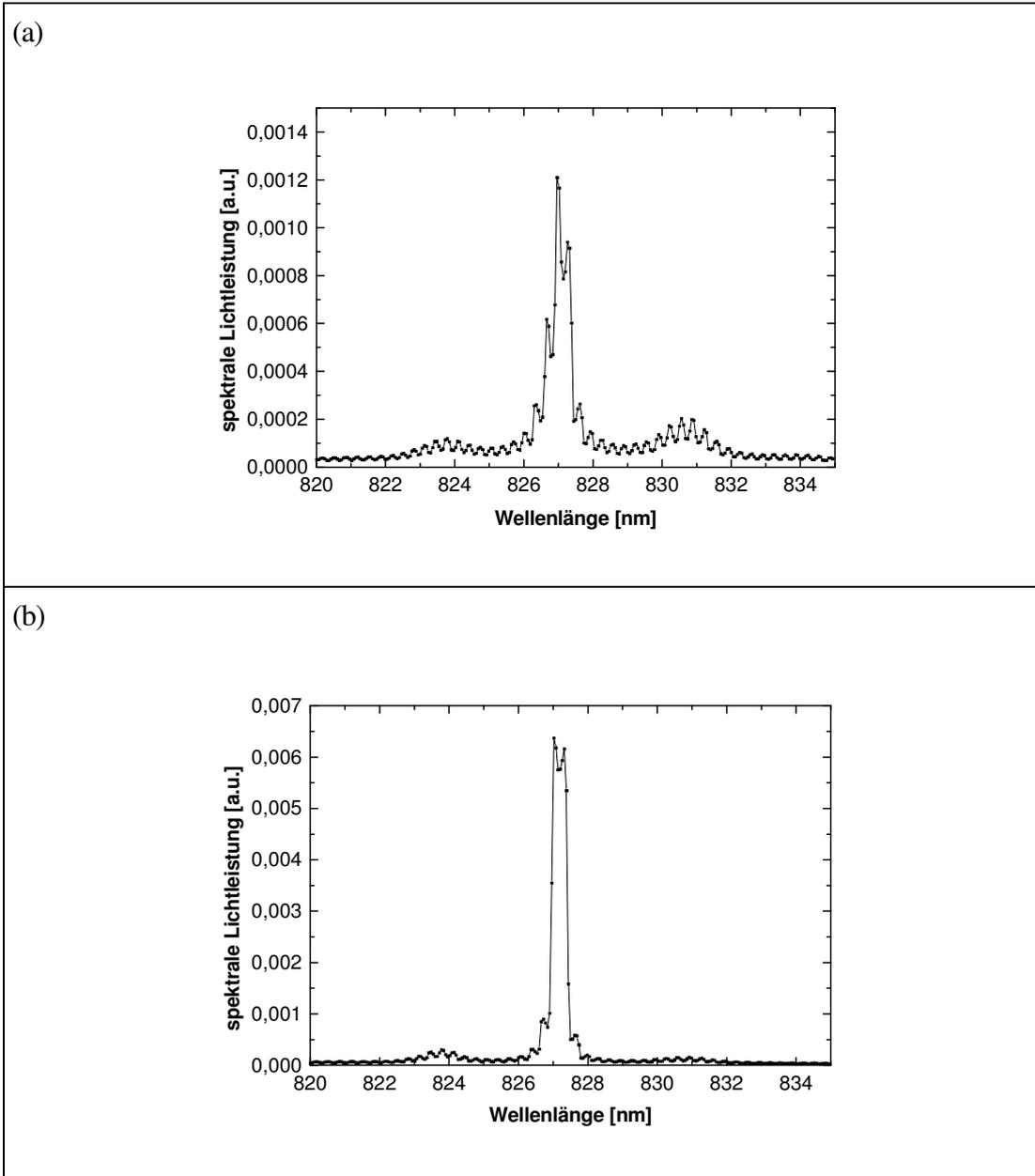


Abbildung 4.6: Spektrale Eigenschaften der Sharp LT015MD-Laserdioden bei einem Strom von (a) 70 mA (b) 80 mA, unmoduliert. Mit zunehmendem Strom wird das Spektrum monochromatischer und die dominantesten Moden setzen sich durch.

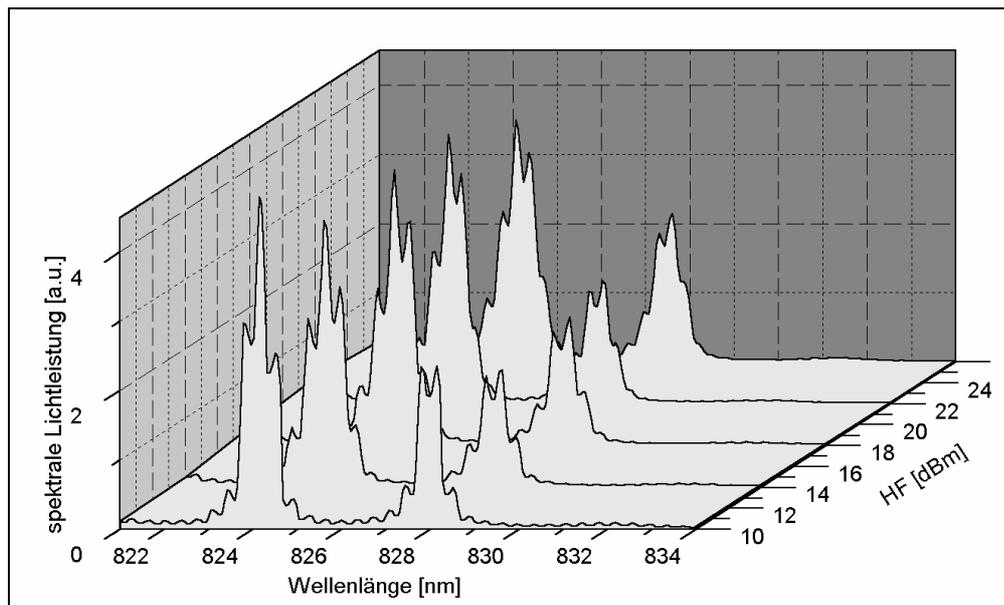


Abbildung 4.7: Spektrale Eigenschaften der Sharp LT015MD-Laserdioden bei einem Strom von 90 mA und zunehmender Hochfrequenz-Einspeisung

Bei der am eingehendsten untersuchten Laserdiode Sharp LT015MD zerfällt das Spektrum im Wesentlichen in drei Teile: Bereich 1 (823-825 nm), Bereich 2 (826-828 nm) und Bereich 3 (830-832 nm). Ohne Modulation wird das Spektrum mit zunehmendem *dc bias* monochromatischer, dabei liegt das Zentrum in Bereich 2.

Mit Modulation wird mit zunehmendem *dc bias* der kurzwelligere Bereich 1 stärker und die langwelligeren Bereiche 2 und 3 schwächer ausgebildet. Mit zunehmender *HF*-Leistung verschiebt sich das gesamte Spektrum in den langwelligeren Bereich.

Für die beiden anderen untersuchten Laserdiodyentypen sind in den Abbildungen 4.5 und 4.6 jeweils zwei Spektren abgebildet: Zum einen, wie sie unter typischen Betriebsbedingungen bei einem Strahlzeiteinsatz zu erwarten wären und, als Vergleich dazu, im *dc*-Betrieb.

Bei der 850 nm SDL-Laserdiode sieht man im *dc*-Betrieb eine lehrbuchmäßige *single-mode* Charakteristik. Unter Modulation liefern mehrere Moden Beiträge und die spektrale Bandbreite beträgt ca. 2 nm FWHM. Die Rohm-Laserdiode ist bereits im *dc*-Betrieb keine *single-mode* Laserdiode, sondern weist eine spektrale Bandbreite von ca. 1 nm auf. Diese vergrößert sich unter Modulation auf rund 3 nm. Zusätzlich verschiebt sich dabei die Zentralwellenlänge um mehr als einen nm in den kurzwelligeren Bereich.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die spektralen Eigenschaften der untersuchten Seed-Laserdioden entscheidend von der Wahl des *dc bias*, der eingekoppelten *HF*-Leistung und der Temperatur abhängen. Dabei können spektrale Anteile im ungünstigen Bereich $\lambda < 825$ nm auftreten. Prinzipiell ist das Spektrum im *dc*-Betrieb monochromatischer als im gepulsten Betrieb.

4.2 Messungen zur Pulsstruktur

Während die Vermessung von Spektren mit einer Breite von einigen Nanometern durch relativ unkomplizierte Methoden zu bewerkstelligen ist, verlangt die Messung kurzer Pulse von nur wenigen Pikosekunden Dauer nach aufwendigeren Verfahren. Bei Verwendung der am Institut vorhandenen, schnellen Photodetektorsysteme stößt man bei Pulsbreiten unterhalb von 100 ps an die Grenze der Zeitauflösung. Nichtlinear-optische Verfahren, wie die Methode der Autokorrelation, sind hingegen für Pulsdetektion im Femtosekundenbereich ausgelegt, d.h. hierfür sind die Pulse wiederum zu lang. Als Ausweg bietet sich die Verwendung der gepulsten Quelle polarisierter Elektronen [Ha 98] an, deren Auflösung von 2 ps bei einem Scanbereich von 200 ps in idealer Weise zur Pulsdetektion geeignet ist.

Da die vermessenen Pulse nahezu gaußförmig sind, ist zu ihrer Charakterisierung jeweils eine gauß'sche Glockenkurve als Fitfunktion angegeben. Diese lautet in expliziter Darstellung (Flächen-Parametrisierung):

$$y = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\frac{\pi}{2}}} \exp\left(-2 \frac{(x - x_c)^2}{w^2}\right)$$

Dabei ist y_0 der Null-Offset, $w = 2\sigma = \frac{1}{\sqrt{2 \ln 2}} FWHM$ die Breite der Verteilung, A die Fläche unter der Kurve (ohne Offset) und x_c die Mitte der Verteilung.

4.2.1 Pulsanalyse mit schnellen Photodetektoren

Die einfachste Form von Pulsanalyse ist mit einem schnellen Photodetektor möglich. Zentrales Bauteil dabei ist die sog. Photodiode, ein Halbleiter mit negativ vorgespanntem pn -Übergang (Abbildung 4.8). Direkt am Übergang sind praktisch keine Ladungsträger zu finden (Verarmungszone) und es fließt kein Strom. Bei Bestrahlung mit Licht werden Ladungsträger in oder nahe der Verarmungszone erzeugt. Die dort erzeugten Ladungsträger werden durch das elektrische Feld schnell voneinander getrennt und sind als Photostrom nachweisbar. Die Diode ist so aufgebaut, daß sich die Verarmungszone möglichst dicht an der Oberfläche des Detektors befindet und somit gut bestrahlt werden kann.

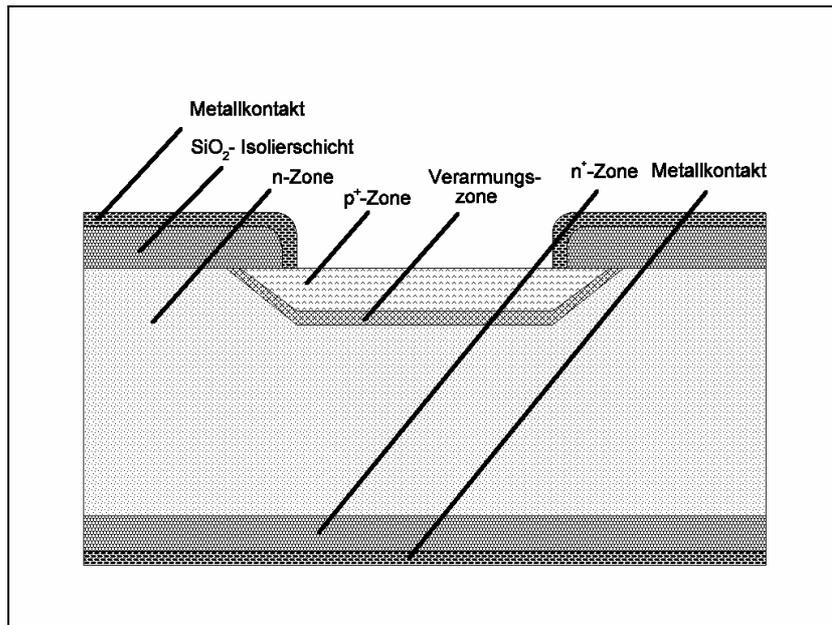


Abbildung 4.8: Aufbau einer pn-Photodiode nach [Re 97a]

Die Reaktionszeit der Diode wird durch die Laufzeit der Ladungsträger und die Kapazität der Verarmungsschicht bestimmt. Eine Vergrößerung der negativen Vorspannung beschleunigt zum einen die Ladungsträger stärker und vergrößert zum anderen die Breite der Verarmungsschicht, wodurch sich die Nachweisempfindlichkeit erhöht. Außerdem sinkt mit größerer Breite der Verarmungsschicht ihre Kapazität, was anschaulich klar wird, wenn man sie als Dielektrikum betrachtet. Dies alles senkt die Reaktionszeit, erhöht allerdings das Detektorrauschen durch Dunkelstrom.

Für die Diagnose des Photostroms, z.B. mit einem schnellen Oszilloskop, muß nun noch ein dem Photostrom proportionales Spannungssignal generiert werden. Dies leistet das in der Arbeitsgruppe vorhandene Photodetektor-Komplettsystem²¹. Dessen Reaktionszeit ist auf minimal 100 ps limitiert, d.h. bei kürzeren Lichtpulsen wird diese Zeit bestimmend für die Breite des Signals sein. Die Ausgabe des Signals (Abbildung 4.9) erfolgt auf einem schnellen Sampling Oscilloscope²² oder einem Mikrowellen-Spektrumanalysator²³.

²¹ Photodetector Supply PS-S1 mit Meßkopf AR-S1, Fa. Antel Optronics

²² Oscilloscope 7904, Fa. Tektronix

²³ Spectrum Analyzer 8559A (0,1-21 GHz), Fa. Hewlett-Packard

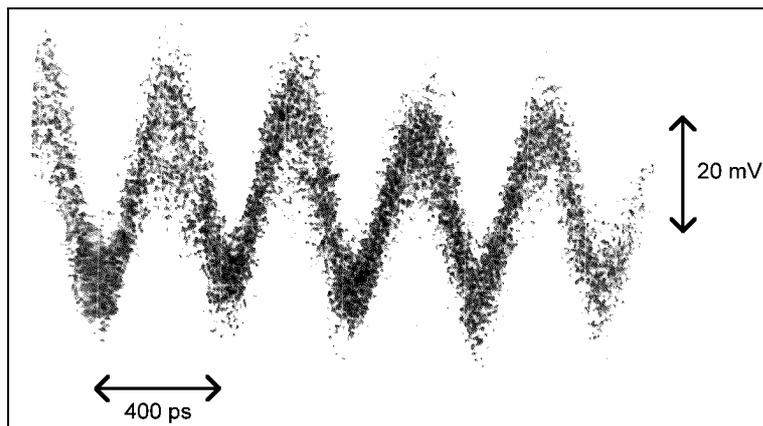


Abbildung 4.9: Pulse aus einer Sharp-Laserdiode, aufgenommen mit der 100ps-Photodiode und einem schnellen Sampling-Oscilloscope.

Aufgrund ihrer Unkompliziertheit eignet sich diese Methode zur schnellen Klärung der Frage, ob überhaupt Pulse vorhanden sind und ob diese durchmoduliert sind. Eine konkrete Aussage über Form und Breite des optischen Pulses ist jedoch nicht möglich.

4.2.2 Pulsanalyse mittels Autokorrelation

Als Alternative zu schnellen Photodioden bietet sich, wenn die Pulse zu kurz sind, die Verwendung eines Autokorrelators (Abbildung 4.10) an. Dieser besteht aus einem Michelson-Interferometer, in dem der zu messende Puls in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgespalten wird. Beide Teilpulse durchlaufen unterschiedliche Arme des Interferometers und werden nach der Reflexion an einem Tripelprisma von einem Fokussierspiegel zur Überlagerung gebracht. Durch Verändern der Länge l des einen Armes wird einer der Teilpulse um $\tau = l / c$ verzögert. Um eine von der Intensität der überlagerten Teilpulse bestimmte Größe zu messen, die unbeeinflusst von den zeitliche Kohärenzeigenschaften ist, bedarf es eines nichtlinearen Nachweisverfahrens. Dazu werden die beiden Teilpulse auf einen nichtlinearen optischen Kristall fokussiert, der zur Frequenzverdopplung dient. Die 2. Harmonische wird mit einem optischen Filter von der infraroten Grundwelle getrennt und ihre Intensität mit einem langsamen Photomultiplier nachgewiesen. Die Abhängigkeit des gemessenen Signals $I(\tau)$ von der Zeitverzögerung τ wird als Autointensitätskorrelationsfunktion 2. Ordnung (AKF) bezeichnet. Sie ist stets symmetrisch und macht keine Aussage über die Form des Pulses. Geht man jedoch von einer gegebenen Pulsform aus, kann die Breite des Pulses leicht aus dem Autokorrelationssignal errechnet werden; für einen gauß'schen Puls beträgt das Verhältnis von FWHM der Pulsintensität zur FWHM der AKF $1/\sqrt{2}$ [Ha 98]. Außerdem läßt sich zeigen, daß das Maximum der AKF quadratisch mit der Pulsintensität des Eingangssignals anwächst. Das Verhältnis Puls zu Untergrund - im hier betrachteten Fall kollinearer Autokorrelation - beträgt 2:1, sofern das Lichtsignal vollständig durchmoduliert ist und 1:1 für Rauschen oder ein *cw*-Signal.

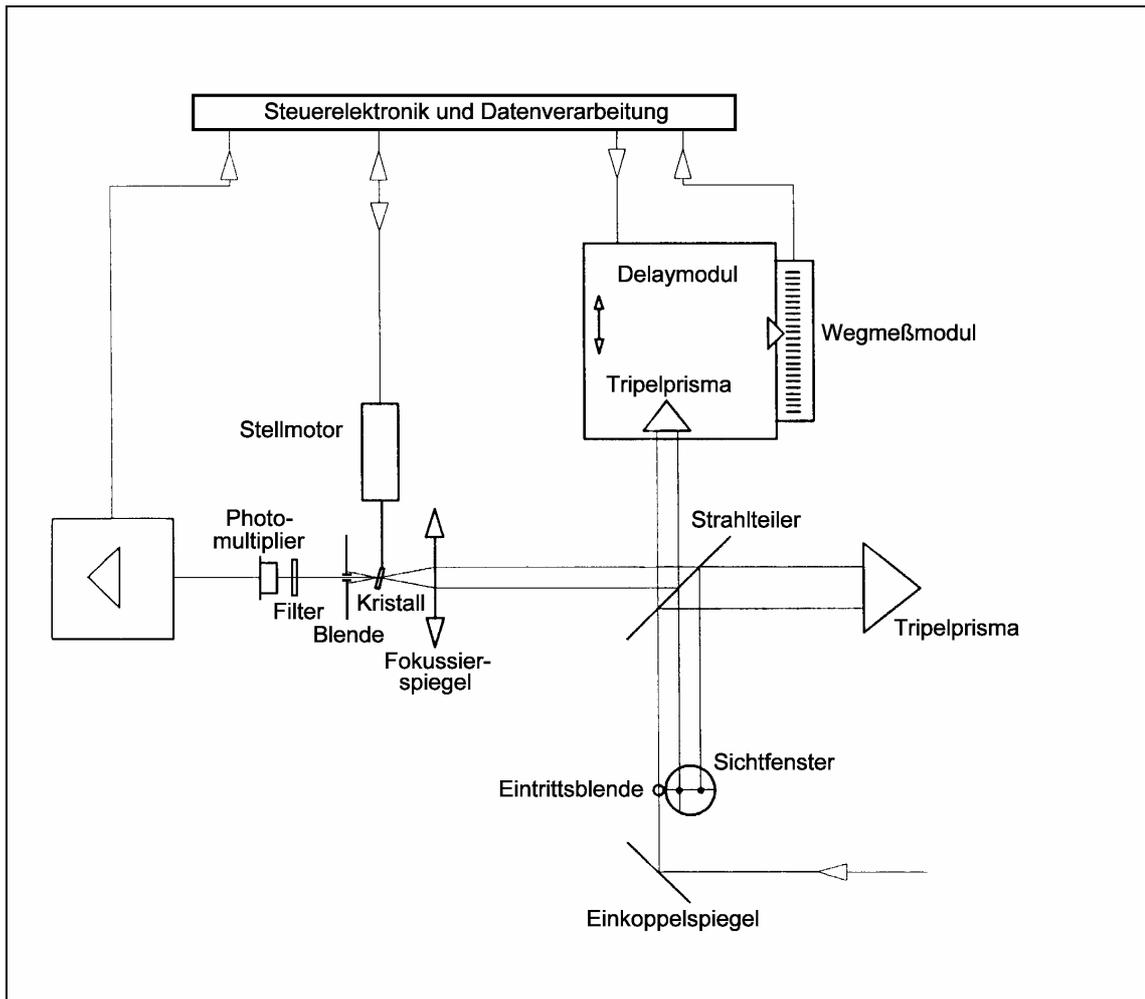


Abbildung 4.10: Aufbau des Autokorrelators

Bei dem in der Arbeitsgruppe vorhandenen Autokorrelator²⁴ handelt es um ein Komplettsystem aus Optik, Steuerelektronik und Signalaufbereitung mit Anzeige. Der maximale Automatik-Scanbereich für die Zeitverzögerung τ beträgt 50 ps, d.h. nach 50 ps muß der Puls bereits abgeklungen sein; die FWHM sollte demnach weniger als 20 ps betragen. Längere Pulsdauern können jedoch per Hand mittels einer Verstellerschraube stückweise abgetastet werden (Abbildung 4.11). Die Anzeige der AKF erfolgt wahlweise über ein LC-Display am Gerät, über ein Oszilloskop am Analogausgang oder über einen PC, der an der seriellen RS232-Schnittstelle angeschlossen wird.

²⁴ Autokorrelator APE τ 5050, Fa. APE

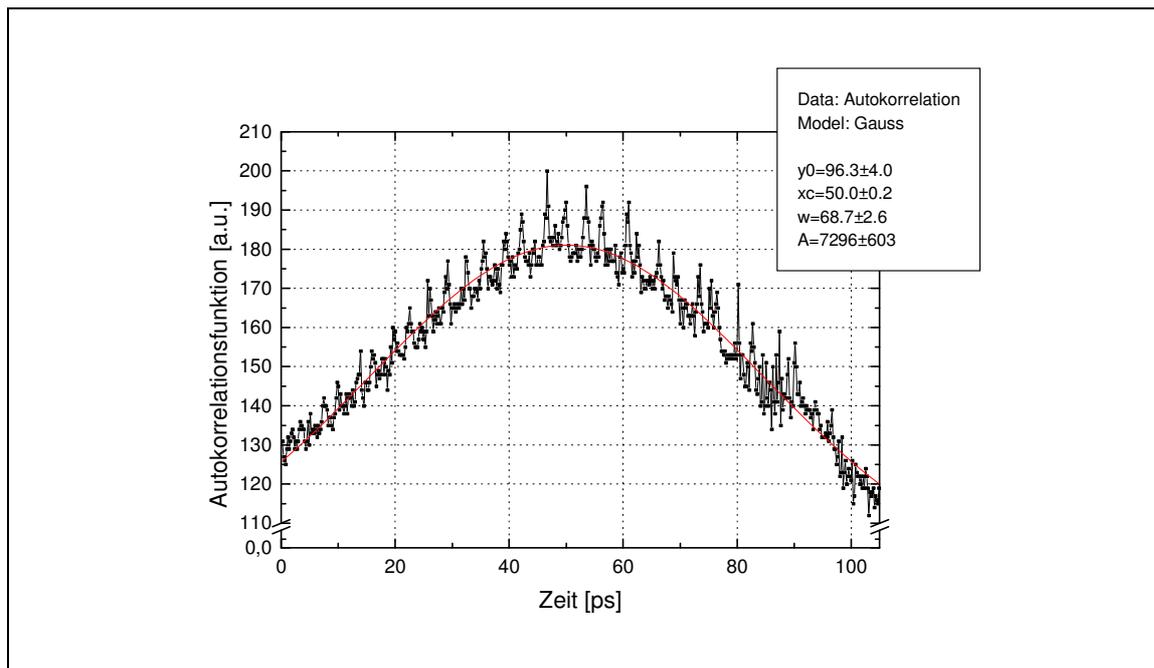


Abbildung 4.11: Autokorrelationsfunktion der Pulse aus einer Rohm-Laserdiode. Die Breite der Autokorrelationsfunktion entspricht einer optischen Pulsbreite von $41,3 \pm 1,6$ ps FWHM.

Die Methode der Autokorrelation gibt Auskunft über das Vorhandensein von Pulsen und über ihre Breite, nicht jedoch über ihre Form und nur bedingt zur Frage, ob das Signal vollständig durchmoduliert ist. Ein großer Vorteil ist, daß Feinstrukturen im Subpikosekundenbereich problemlos aufgelöst werden können. Die hier gefundenen Substrukturen auf dem Puls sind typisch für die Methode des *gain-switchings* und deuten darauf hin, daß mehrere Lasermoden vorhanden sind, deren Phasen zum Teil korrelieren [ACP 81].

4.2.3 Pulsanalyse mit der gepulsten Quelle polarisierter Elektronen

Auch die von P. Hartmann in seiner Dissertation [Ha 98] aufgebaute gepulste Quelle polarisierter Elektronen (Abbildung 4.12) eignet sich aufgrund ihrer hohen zeitlichen Auflösung von 2 ps zur Untersuchung von Laserpulsen bzw. den daraus resultierenden Elektronenpulsen (Abbildungen 4.13).

Der Laser erzeugt Lichtpulse, die mittels einer Singlemode-Glasfaser durch eine optische Bank, ähnlich der in Abschnitt 3.5.3 beschriebenen, auf eine Photokathode fokussiert werden. Diese Photokathode sollte eine möglichst kurze Response-Zeit (< 10 ps) haben. Der gepulste Elektronenstrahl wird nach einer kurzen Strahlführungsstrecke von einem TM_{110} -Deflektorresonator mit 2.449 GHz, synchronisiert mit dem Laser, über die Eintrittsblende des Spektrometers gewedelt. Durch Verschieben der Phase zwischen Laser und Resonator und die Messung des durch die Blende transmittierten Stromes mit einem Faraday-Cup wird das räumliche Bild des Pulsprofils abgetastet. Die Datenauswertung erfolgt über den Kontrollrechner *helix*.

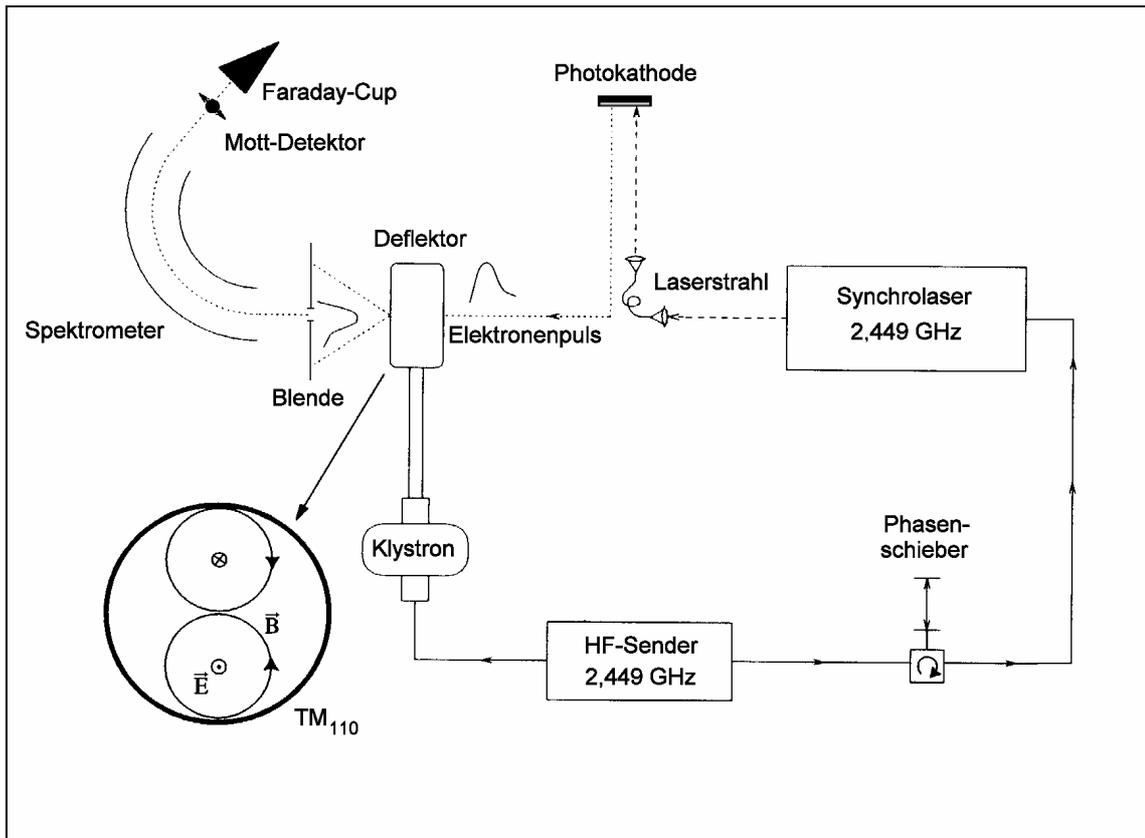


Abbildung 4.12: Aufbau der gepulsten Quelle polarisierter Elektronen nach [Ha 98]

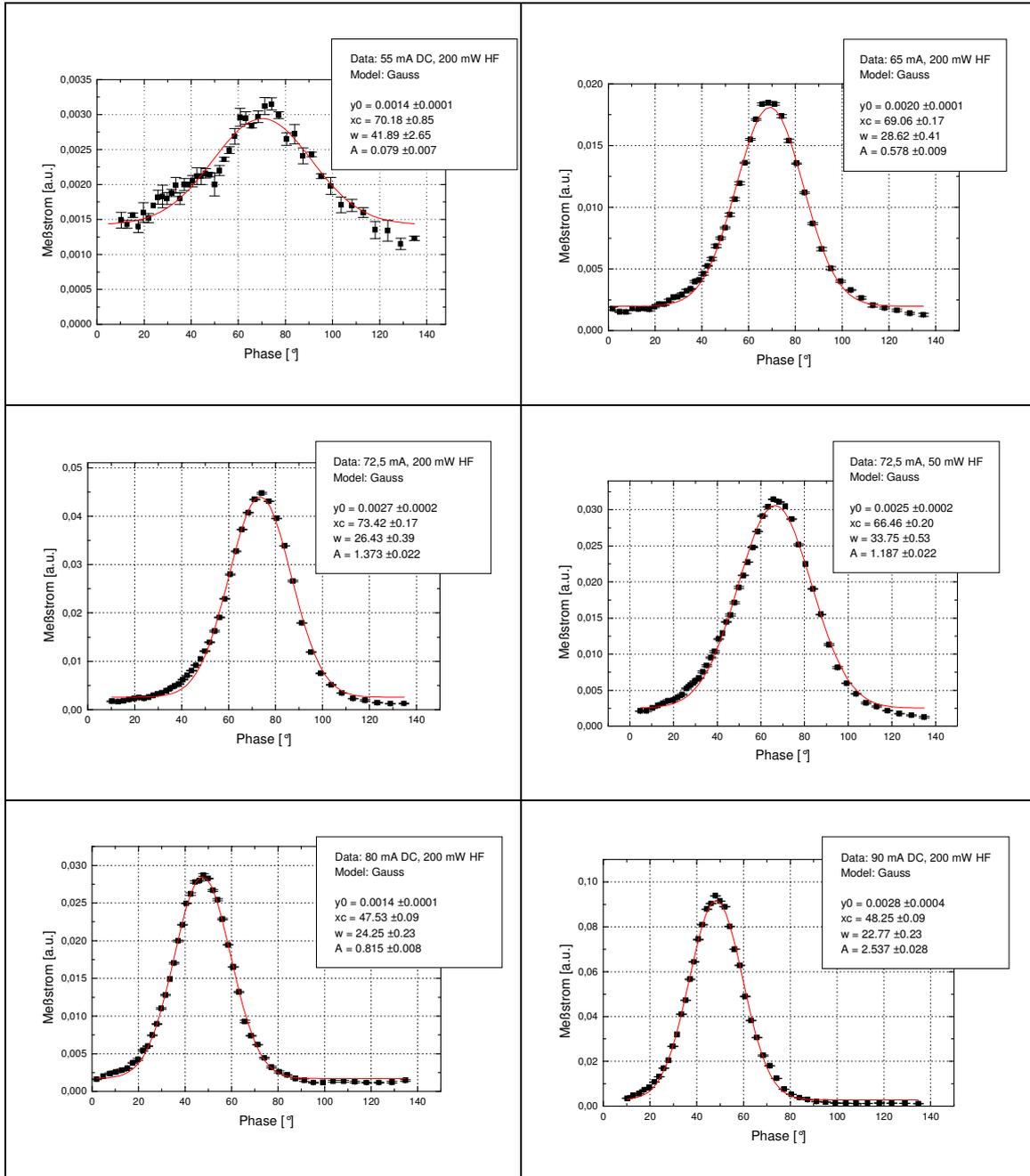


Abbildung 4.13: Mit der gepulsten Quelle polarisierter Elektronen aufgenommene Pulsprofile in Abhängigkeit von dc-Strom bzw. HF-Leistung am Seed-Laser. Daran gefittet je eine Gauß-Kurve mit der Area-Parametrisierung. 360 Grad Phase entsprechen bei 2,45 GHz einer Dauer von 408 ps.

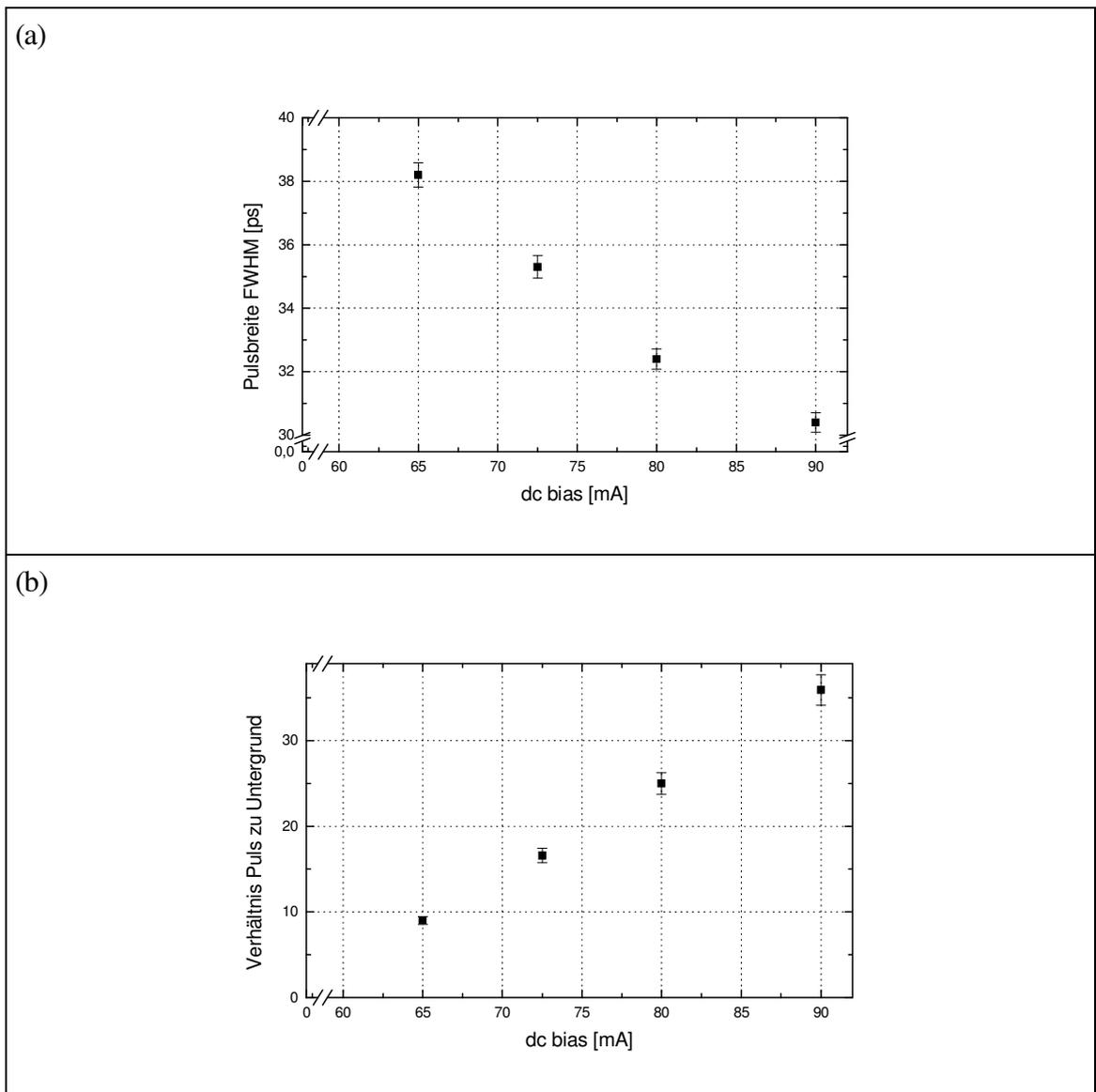


Abbildung 4.14: (a) Abhängigkeit der Pulsbreite vom dc bias: Mit zunehmendem bias-Strom nimmt die Pulsbreite in etwa linear ab (b) Abhängigkeit des Puls- zu Untergrundverhältnisses vom dc bias: Mit zunehmendem bias-Strom vergrößert (d.h. verbessert) sich dieses Verhältnis linear

In Abhängigkeit vom dc bias wurden mit der Laserdiode Sharp LT015MD Pulsbreiten zwischen 30 ps und 40 ps (FWHM) gemessen. Die Pulsbreite nimmt in etwa linear mit dem dc bias ab (Abbildung 4.14a). Ebenfalls linear verbessert sich das Puls- zu Untergrundverhältnis mit zunehmendem bias Strom (Abbildung 4.14b). Beim Pulsbetrieb knapp unterhalb der Laserschwelle (Abbildung 4.13, erste Grafik) ist die Lichtleistung gering und die Pulse sind veräuscht mit einem hohen Maß an Untergrund. Für den Einsatz als Seed-Laser ist demnach das Anforderungsprofil bei hohem dc bias am besten erfüllt.

4.3 Messungen zur optischen Leistung

4.3.1 Optische Leistung des Seed-Lasers

Die optische Ausgangsleistung des Seed-Lasers wird im wesentlichen vom *dc bias* und der eingekoppelten *HF*-Leistung bestimmt. Im *dc*-Betrieb nimmt die Lichtleistung oberhalb der Laserschwelle mit dem durch die Laserdiode fließenden Strom zu (Abbildung 4.15). Die Abhängigkeit ist zu jedem Typ in Datenblättern dokumentiert und gut reproduzierbar. Wechselt man durch zusätzliche Einspeisung von Hochfrequenz-Leistung in den gepulsten Betriebsmodus, so steigt die mittlere optische Ausgangsleistung an. Hinzu kommt eine kurzzeitige, etwa zehnfache, Leistungsüberhöhung bedingt durch die Kürze des Pulses (40 ps) im Vergleich zur Dauer zwischen zwei Pulsen (400 ps).

Die größte Gefahr hinsichtlich der optischen Ausgangsleistung des Seed-Lasers ist, daß eine zu hohe Leistung den optischen Verstärkerchip irreversibel schädigen könnte. Von M. Poelker ist diese Zerstörschwelle experimentell mit 40 mW ermittelt worden. Für einen sicheren Dauerbetrieb ist daher stets darauf zu achten, daß die mittlere Leistung des Seed-Lasers nie mehr als 5 mW beträgt. Eine inhärente Sicherung ist bei Verwendung der Rohm-Laserdioden gegeben: Bei diesen auf 3 mW spezifizierten Laserdioden ist zu erwarten, daß sie bereits vor Erreichen der Zerstörschwelle des optischen Verstärkers selbst Schaden erleiden.

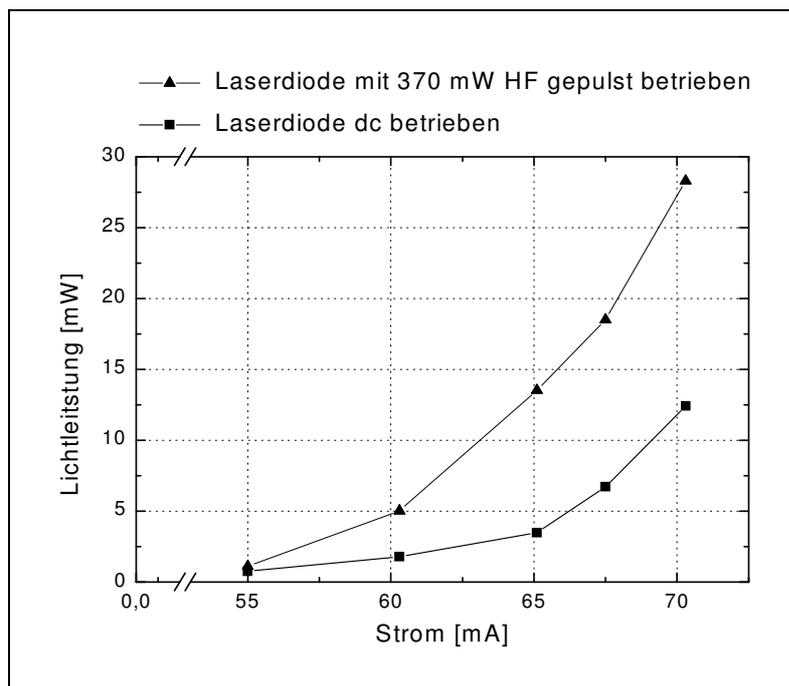


Abbildung 4.15: Abhängigkeit der Lichtleistung der Seed-Laserdiode (Sharp) vom *dc*-Strom bei gepulstem und ungepulstem Betrieb

4.3.2 Lichtleistung des optischen Verstärkers

Die Lichtleistung des optischen Verstärkers wird im wesentlichen von zwei unabhängigen Parametern bestimmt: Der Lichtleistung des Seed-Lasers, die auf die Eintrittsfläche fokussiert wird, und dem Stromfluß durch den Verstärker, der den Inversionszustand des Verstärkermaterials bestimmt (Abbildung 4.16). Bezüglich der einzukoppelnden Lichtleistung besteht weitgehende Übereinstimmung [PH 96], daß diese im Mittel nicht mehr als 5 mW betragen sollte. Der Strom durch den Verstärker soll zum einen nicht höher als die für den Verstärkerchip spezifizierten 2,14 A sein und zum anderen soll die optische Ausgangsleistung nicht mehr als einen Faktor 100 über der Eingangsleistung liegen. Aus Sicherheitsgründen wurde der Verstärkerstrom während der Diplomarbeit nie auf mehr als 1,50 A erhöht, die dabei maximal erzielte Lichtleistung betrug 204 mW bei 2,8 mW Seed-Laser-Leistung, das entspricht einer Verstärkung um den Faktor 73.

Die Ausgangsleistung des optischen Verstärkers bei konstanter Seed-Laser-Leistung erweist sich als stark abhängig von der Einkopplung. Bei unzureichender Justage äußert sich dies in einer geringen und verrauschten Ausgangsleistung. Für eine optimale Strahljustage sollte folgendes beachtet werden:

- Die Strahlellipse muß senkrecht zur Ebene des pn -Übergangs des Verstärkerchips stehen. Dies kann man durch Drehen des Kollimationstubus am Seed-Laser nachkorrigieren.
- Der Strahl des Seed-Lasers muß zentriert durch die optischen Elemente vor der Einkopplung laufen. Werden Teile des Strahls abgestreift, äußert sich das in deutlichen Beugungsmustern.
- Die Polarisation hinter dem letzten optischen Isolator muß in der Ebene des pn -Übergangs des Verstärkerchips liegen.
- Der Strahl muß exakt zu einem Parallelstrahl kollimiert sein. Dies testet man am besten, indem man den Strahl mit einem weiteren Spiegel aus dem Aufbau auslenkt und in einiger Entfernung die Größe der Strahlellipse betrachtet. Sie sollte sich nicht wesentlich von der Strahlellipse vor der Auslenkung unterscheiden. Eine Korrekturmöglichkeit ist durch Nachjustieren der Kollimationsoptik gegeben.
- Die durch die Einkoppelspiegel in den Verstärker bestimmte Strahlrichtung muß stimmen. Dies erreicht man durch sorgfältiges Überlagern des aus dem Verstärker kommenden Strahls spontaner Emission mit dem Einkoppelstrahl. Hat man die Richtung ungefähr getroffen, steigt die Ausgangsleistung des Verstärkers an und man kann auf dieses Signal hin optimieren.

(a)

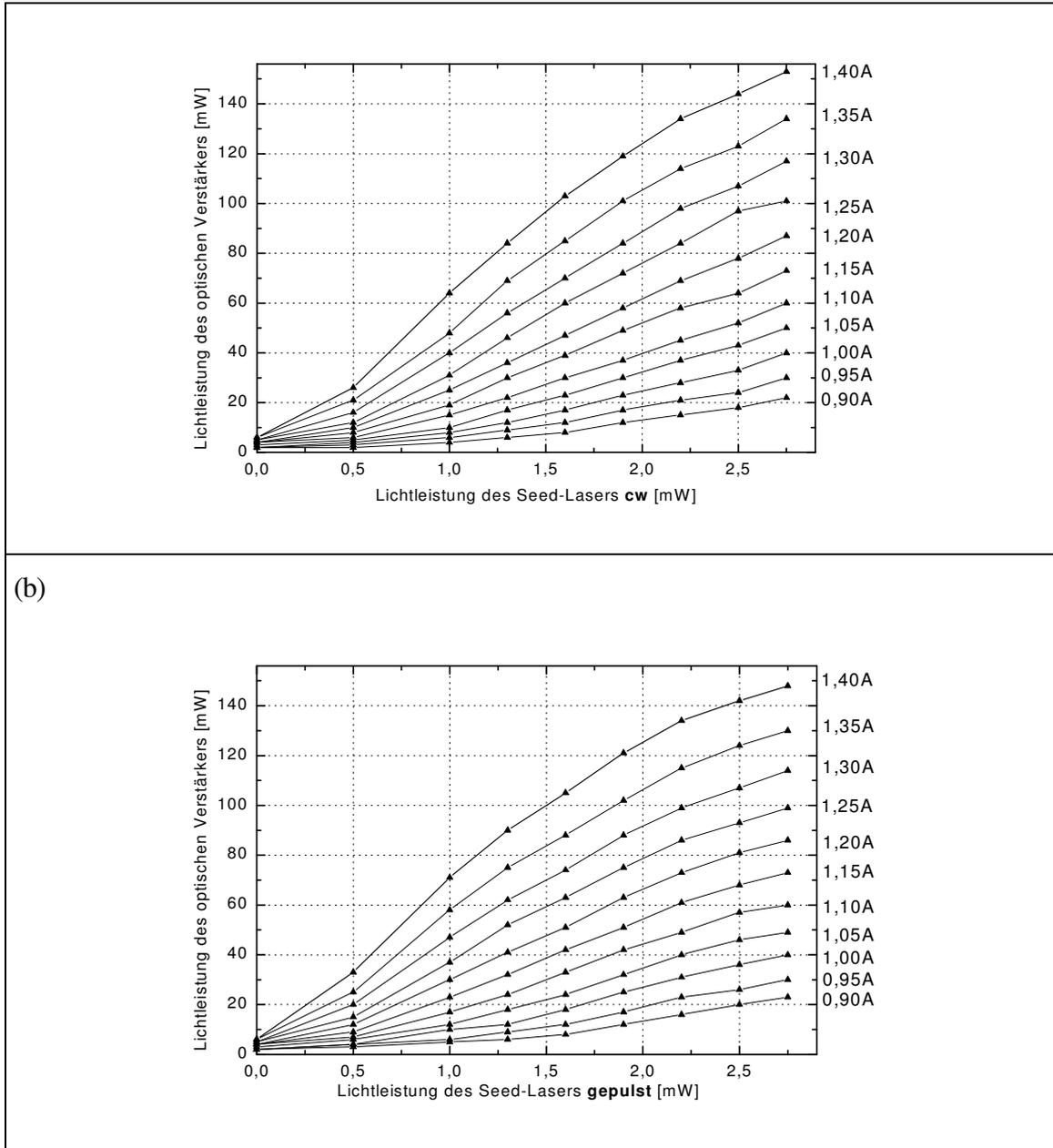


Abbildung 4.16: Ausgangsleistung des optischen Verstärkers in Abhängigkeit von der Leistung des Seed-Lasers (x-Achse) und dem Verstärkerstrom (rechts).
 (a) cw-Betrieb (b) gepulster Betrieb mit 2,45 GHz

Aus den Messungen zur Ausgangsleistung des optischen Verstärkers in Abhängigkeit von der Leistung des Seed-Lasers geht hervor, daß die Ausgangsleistung unabhängig davon ist, ob der Seed-Laser mit 2,5 GHz gepulst oder cw betrieben wird. Im betrachteten Bereich von 0,5 bis 2,5 mW ist das Verstärkungsverhalten weitgehend linear; bei höheren Strömen am Verstärker deutet sich ein Sättigungsverhalten an.

Eine weitere interessante Fragestellung ist, in welchem Wellenlängenbereich der optische Verstärker als solcher einsetzbar ist. Zur Klärung wurde mit einem durchstimmbaren Titan-Saphir-

Laser über Glasfaserkopplung *cw* in den optischen Verstärker eingeschossen. Optische Verstärkung wurde in einem Wellenlängenbereich von 815 bis 870 nm beobachtet.

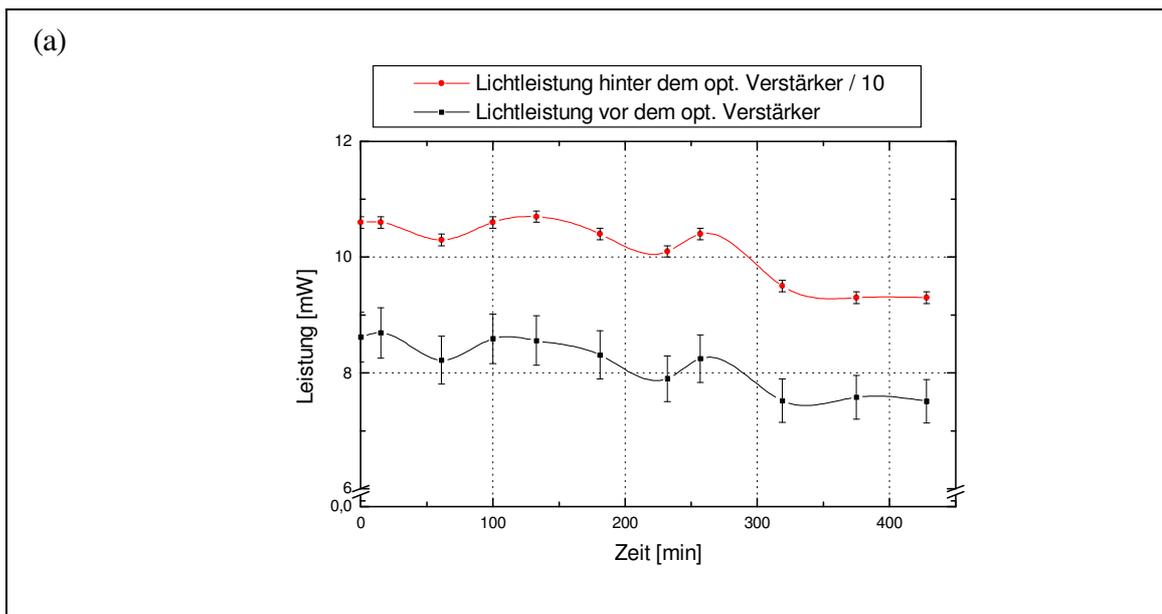
4.4 Stabilitätsuntersuchungen

4.4.1 Langzeitstabilität

Typische Strahlzeiten haben eine Dauer von mehreren Tagen, in denen der Laser ständig in Betrieb sein muß und Justierarbeiten auf das kleinstmögliche Maß beschränkt bleiben sollen. Strahllageschwankungen, die bei den in der Arbeitsgruppe verwendeten Titan-Saphir-Lasern zu Problemen bei der Fasereinkopplung führten, wurden nicht beobachtet. Aufgrund des einfachen Aufbaus des Systems ohne externe Resonatoren wird die Stabilität daher im wesentlichen von der Stabilität der *dc*- und *HF*-Stromversorgung sowie der Konstanz der Betriebstemperatur bestimmt.

Die verwendeten Komponenten zur Stromversorgung sind qualitativ hochwertig und halten *dc*-Strom und *HF*-Leistung über Tage hinweg sehr konstant. Die Labortemperatur schwankt hingegen zwischen 18,0 und 19,5 °C, was bei abgeschalteter Temperaturstabilisierung mittels Peltier-Regelung zu deutlichen Schankungen in der Laserleistung führt (Abbildung 4.17a). Dabei kommen zwei Effekte zusammen: Zum einen ist die Kennlinie der Laserdiode abhängig von der Temperatur; bei konstantgehaltenem Strom ändert sich die optische Ausgangsleistung. Zum anderen dehnt sich die aus Kupfer gefertigte Halterung des Seed-Lasers aus, wodurch sich die Einkopplung des Strahls in den optischen Verstärker dejustiert. Dies wird deutlich, wenn man die optische Leistung sowohl vor als auch hinter dem optischen Verstärker mißt.

Im Einsatz für den Strahlbetrieb sollte das System daher stets temperaturstabilisiert (Abbildung 4.17b) betrieben werden.



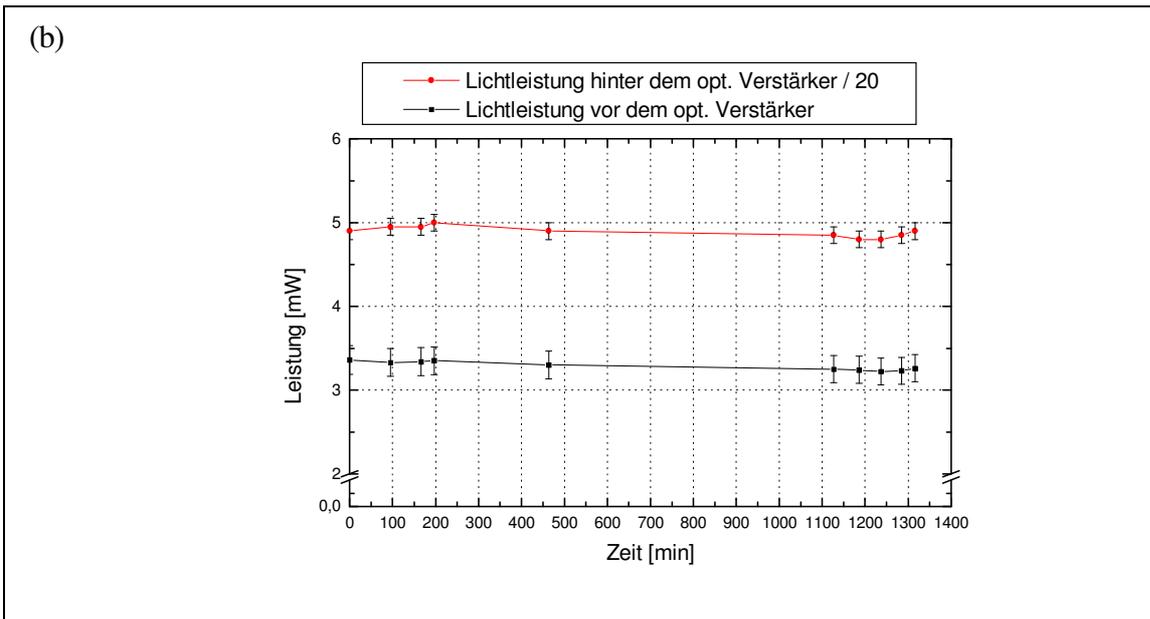


Abbildung 4.17: Langfristige Schwankungen in der Lichtleistung, gemessen vor und hinter dem optischen Verstärker (a) siebenstündige Messung ohne Temperaturstabilisierung
(b) 22-stündige Messung mit Temperaturstabilisierung (Peltier-Regelung)

4.4.2 Kurzzeitstabilität

Die Notwendigkeit von Maßnahmen zur Erhöhung der Kurzzeitstabilität wurde während des ersten Strahlzeiteinsatzes (Abschnitt 4.5) deutlich, als von den MAMI-Operateuren Strahlbrummen mit ca. 5% RIN (*relative intensity noise*) diagnostiziert wurde. Beim Zurückverfolgen der Ursache konnte schnell die Stromversorgung des Seed-Lasers als Quelle der Störung ermittelt werden. Erste Maßnahmen waren die komplette Umstellung der Verkabelung der *dc*-Stromversorgung auf geschirmtes BNC-Kabel und der Einbau eines *dc-blockers* zwischen Richtkoppler und *bias tee*. Dadurch wird die Masse der *HF*-Versorgung von der Masse der Laserdiode, die auf Erde liegt, entkoppelt, um Erdschleifen zu verhindern. Diese Maßnahmen führten jedoch zu keiner wesentlichen Verbesserung der Kurzzeitstabilität. Es folgten systematische Untersuchungen zur Stabilität der Stromversorgungen; dabei zeigte sich, daß das verwendete Labornetzgerät für die *dc*-Stromversorgung Ursache des 50 Hz Brummens war (Abbildung 4.18a) und von der *HF*-Versorgung zusätzliche Beiträge in Form von *spikes* kamen (Abbildung 4.18b). Zudem wurde gezeigt, daß diese Störungen durch Batteriebetrieb des Seed-Lasers beseitigt werden können (Abbildung 4.18c). Dies bedeutet, daß die Kurzzeitstabilität wesentlich von der Qualität der verwendeten Stromversorgung bestimmt wird; bei hohen Anforderungen besteht die Option eines Batteriebetriebs. Für den Normalbetrieb reicht die Verwendung eines stabilisierten Netzgerätes für Laserdioden (Abschnitt 3.1.2).

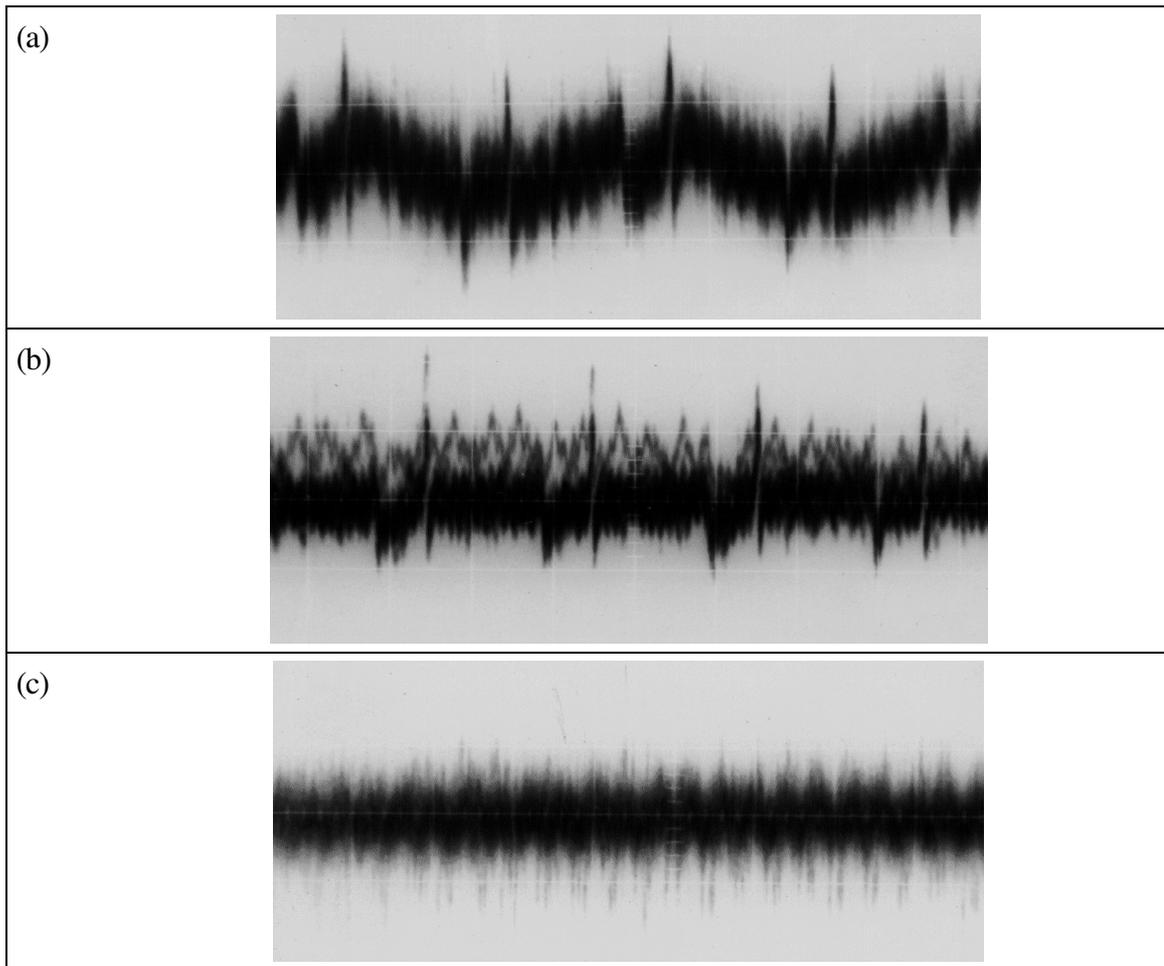


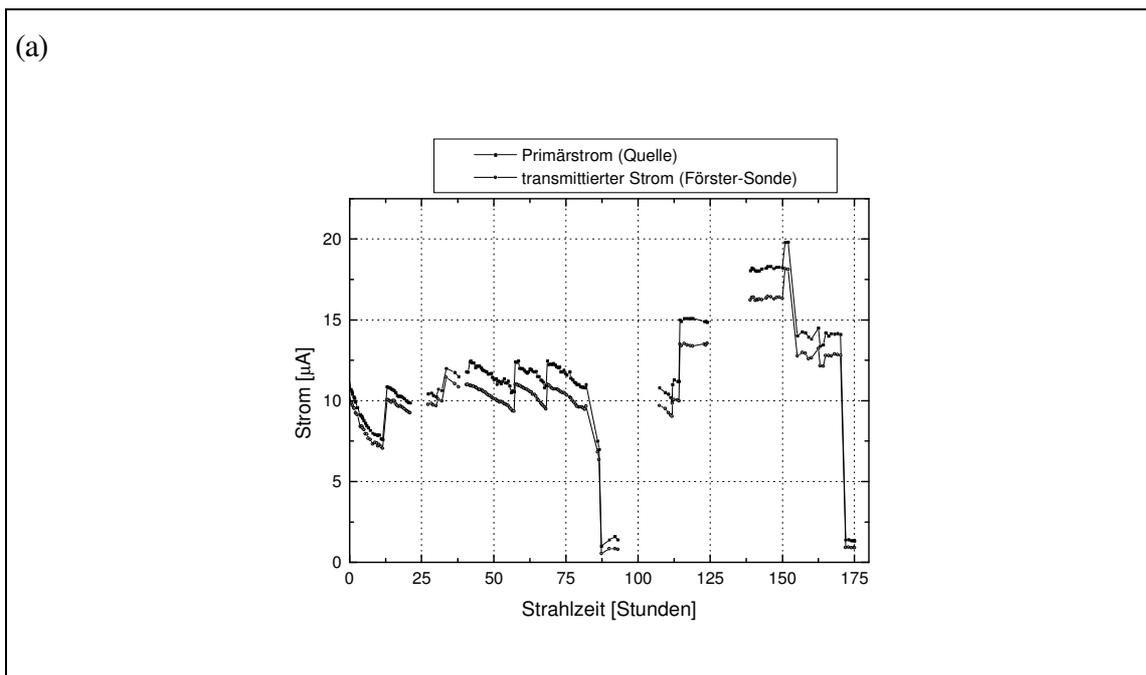
Abbildung 4.18: Lichtleistungsmessung hinter dem optischen Verstärker (1 Kästchen \cong horizontal 5 ms, vertikal 5 mV) bei 680 mV Gesamtspannung
 (a) Seed-Laser gepulst betrieben mit Labornetzgerät (2,1% RIN) (b) Seed-Laser gepulst betrieben mit Batterie (1,5% RIN) (c) Seed-Laser dc betrieben mit Batterie (0,8% RIN)

4.5 Strahlzeiteinsatz für A1

Der erste Einsatz des Systems für eine Strahlzeit der Arbeitsgruppe A1 fand vom 28.01.-05.02.1998 statt. Während dieser Zeit mußte der Laser ständig in Betrieb sein, Justierarbeiten sollten auf das kleinstmögliche Maß beschränkt bleiben. Abhängig von der Quantenausbeute der verwendeten Photokathode (Kristall #s-18) und den Wünschen der Experimentatoren an Strahlstrom mußten unterschiedliche Lichtleistungen auf die Kathode gebracht werden. Um die Betriebseigenschaften des Lasers nicht zu verändern, wurde die Lichtleistung am Laser auf konstant hohem Niveau (153 mW) gehalten und ausschließlich mit dem LCD-Abschwächer in der optischen Bank geregelt. Die eingestellten Werte für die Stromversorgung an Seed-Laser und optischem Verstärker erwiesen sich als sehr gut geeignet und sollten auch für künftige Strahlzeiten beibehalten werden.

| | |
|--|----------------|
| Seed-Laser-Diode | Rohm RLD-83 MF |
| Stromversorgung (dc) | 34,1 mA |
| zugeführte HF-Leistung | 130 mW |
| Stromversorgung des opt. Verstärker | 1,33 A |

Der erzeugte Primärstrom an der Quelle polarisierter Elektronen (Abbildung 4.19a) und der in den Beschleuniger transmittierte Strom (Abbildung 4.19b) wurde in regelmäßigen Abständen von den MAMI-Operateuren notiert. Die Messung des transmittierten Stromes erfolgte mit einer Förstersonde auf der Beschleunigerachse der dritten Mikrotronstufe (*RTM3*). Der angezeigte Strom wurde durch 90 dividiert, da die Sonde die Summe der Ströme aus allen 90 Umläufen des Mikrotrons anzeigt. Aus dem Verhältnis von Primärstrom zu transmittiertem Strom berechnet sich die Gesamttransmission. Durch zeitliche Integration über die 175,6 Stunden Strahlzeit erhält man eine produzierte Ladungsmenge von 9,03 Coulomb, davon wurden 8,16 Coulomb in den Beschleuniger transmittiert. Dies entspricht einer mittleren Transmission von 90,4%.



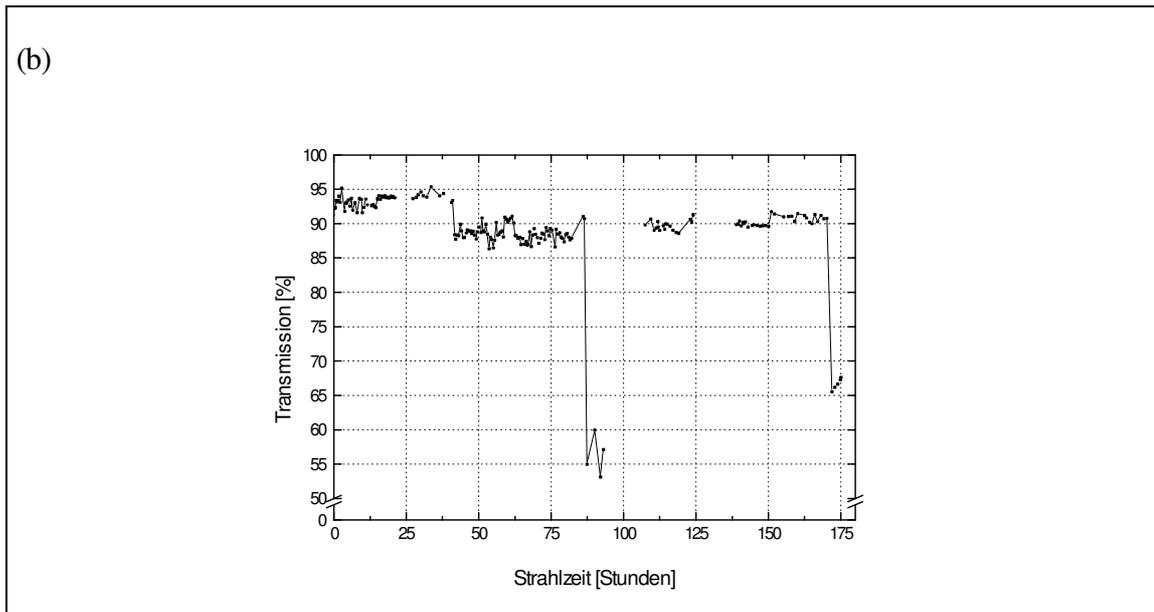


Abbildung 4.19: Verlauf der einwöchigen Strahlzeit vom 28.01.-05.02.1998

(a) Primärstrom (an Quelle 1 gemessen) und in den Beschleuniger transmittierter Strom (an der Förstersonde des RTM 3 gemessen) (b) Gesamttransmission in den Beschleuniger

Auch mit dem Beschleuniger selbst kann man umfangreiche Pulsanalysen betreiben, so z.B. die Charakterisierung des gepulsten Elektronenstrahles hinsichtlich seiner transversalen Ausdehnung und seiner longitudinalen Pulsstruktur. Um das Pulsprofil zu vermessen, wird Kollimator 11 bis auf einen schmalen Spalt geschlossen, so daß nur ein kleiner Ausschnitt aus der Gesamtphase transmittiert wird (Abbildung 4.20). Der transmittierte Anteil wird auf Kollimator 12 nachgewiesen. Mit dem Phasenschieber wird die Phasenlage des Laserpuls in Bezug auf den Beschleuniger variiert.

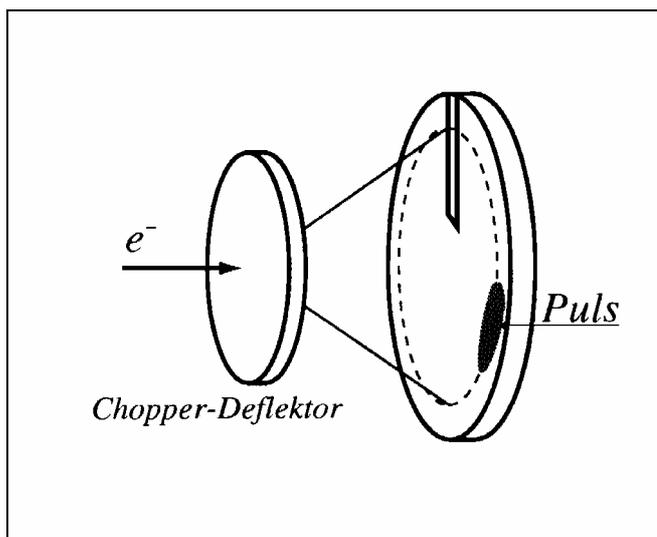


Abbildung 4.20: Der vom Chopper-Deflektor kreisförmig über den Spalt des Kollimators 11 gewedelte Strahl wird analog zur Messung an der Pulsquelle - abgetastet [Ha 98]

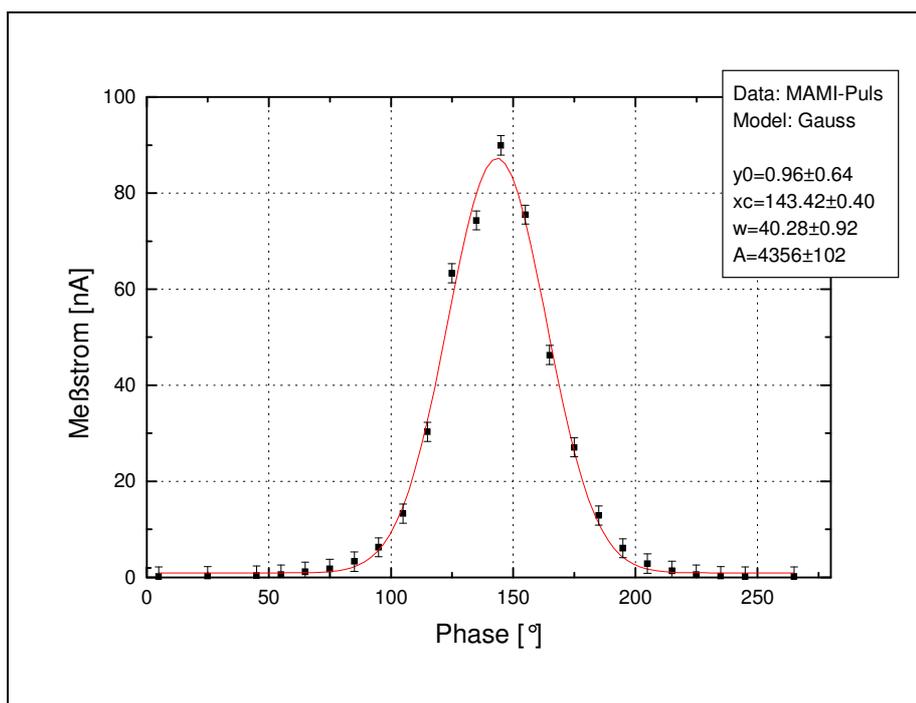


Abbildung 4.21: Zeitliches Profil eines in MAMI injizierten Elektronenpulses, gemessen an Int0Koll11 („Chopperkoll“). Die gefittete Pulsbreite beträgt umgerechnet $(53,7 \pm 1,2)$ ps FWHM.

Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.21. Die Pulsbreite ist mit rund 54 ps FWHM länger als die mit anderen Methoden bestimmten typischen Pulsbreiten (30-40 ps FWHM, Abschnitt 4.2). Als Ursache dafür kommen in Betracht

- die Dispersion des Lichtpulses in der Glasfaser,
- der Emissionsprozeß aus der Photokathode,
- und die Meßmethode selbst, in die, bedingt durch die Breite des Elektronenstrahls, der über den Kollimator 11 gewedelt wird, eine Faltung der zeitlichen Pulscharakteristik mit den räumlichen Eigenschaften des Strahlprofils (Abbildung 4.22) eingeht.

Alle drei Prozesse führen zu einer Verlängerung der gemessenen Pulshalbwertsbreite. Um das transversale Strahlprofil zu vermessen, wird der Kollimator 11 des Interface 0 („Chopperkoll“) als Blende mit variabler Spaltbreite benutzt, durch die Teile des Strahls ausgeblendet werden. Transmittierte Strahlanteile treffen auf den nachfolgenden, geschlossenen Kollimator 12 und werden dort nachgewiesen. Beide Kollimatoren sind stromauslesbar.

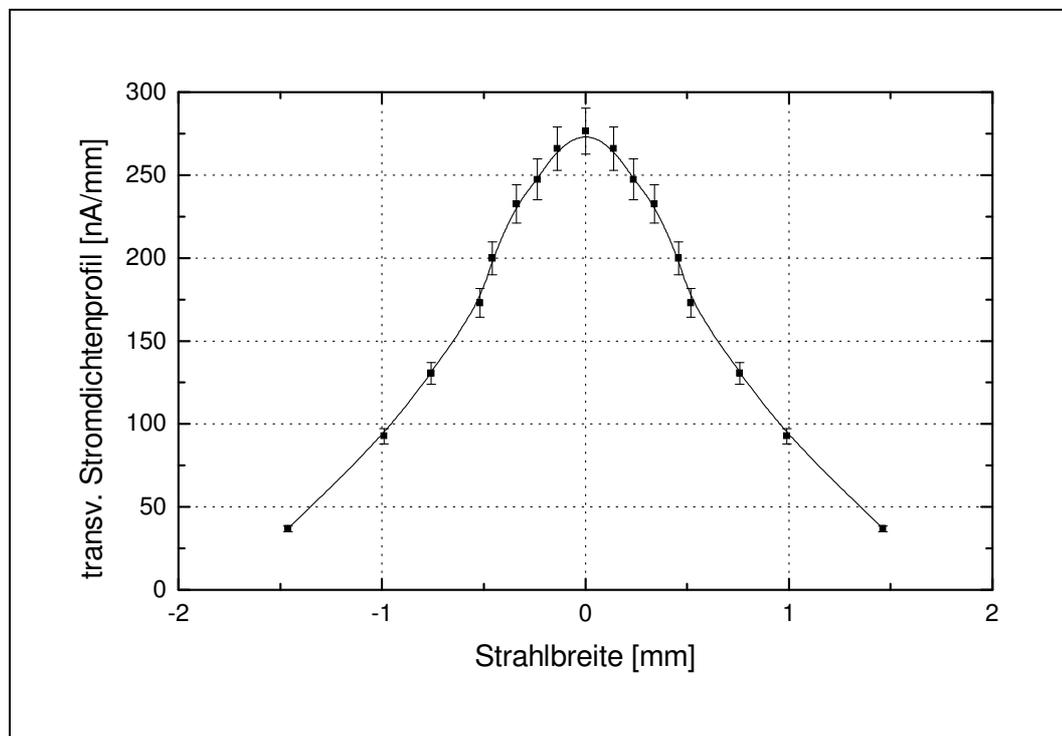


Abbildung 4.22: Transversales Strahlprofil, gemessen am Kollimator 12 des Interface 0.

Aufgrund der guten Strahlqualität, die nach Aussagen von Herrn Dr. Kaiser (B1) sogar die Strahlqualität der unpolarisierten Elektronenquelle *EKAN* übertraf, waren die Strahlungswerte entlang des Beschleunigers außergewöhnlich gering. Bei einem Strahlstrom von 11,3 μA wurden mit den Ionisationssonden (*IOSOS*) folgende Werte aufgenommen (alle Angaben in $\mu\text{Sv/h}$).

| | | | | | | | | |
|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| INT0-03 | RTM2-D1 | INT3-08 | INT3-10 | INT3-13 | RTM3-D2 | RTM3-13 | DUM3-01 | SFTF-04 |
|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|

| | | | | | | | | |
|--------|----|--------|----|-----|-----|------|------|-----|
| defekt | 36 | defekt | 79 | 941 | 302 | 2530 | 1339 | 298 |
|--------|----|--------|----|-----|-----|------|------|-----|

| | | | | | | | | |
|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| <i>SFTF-14</i> | <i>SFAI-07</i> | <i>SFAI-12</i> | <i>SFAI-19</i> | <i>SFA2-05</i> | <i>SFA3-08</i> | <i>SFA3-09</i> | <i>SFA3-14</i> | <i>SFA3-18</i> |
| 11 | 23 | 26 | 51 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

Zur Ermittlung der Strahlpolarisation wurden von Herrn Pospischil (A1) während der Strahlzeit zwei Messungen mit dem Proton-Polarimeter durchgeführt. Diese erbrachten folgendes Ergebnis:

| Kristall | Endenergie | Tag | Zeitraum | Polarisation |
|-----------------|-------------------|------------|----------------------|---------------------|
| # 18 | 854.44 MeV | 01.02.1998 | 16.20 Uhr -21.30 Uhr | (75,4 ± 2,6) % |
| # 18 | 854.44 MeV | 05.02.1998 | 3.50 Uhr - 8.30 Uhr | (76,8 ± 3,0) % |

5 Zusammenfassung

Das im Rahmen dieser Diplomarbeit realisierte Halbleiter-Lasersystem wird den gestellten Anforderungen für den Einsatz im Beschleunigerbetrieb gerecht: Die Lichtleistung liegt bei über 200 mW und bietet damit ausreichende Leistungsreserven für den Strahlzeiteinsatz. Die Wellenlänge ist durch Wahl einer geeigneten Seed-Laserdiode im Bereich von 815 - 870 nm durchstimmbare. Insbesondere die Bereiche um 830 nm und 850 nm, in denen mit den verwendeten Photokathodenmaterialien die maximale Spinpolarisation erzielt wird, werden abgedeckt. Durch den Einsatz von *strained GaAsP*-Photokathoden wurde eine durchschnittliche Spinpolarisation von 75% und ein Strahlstrom von 20 μA erreicht. Das System läuft über Tage hinweg stabil und hat seine Leistungsfähigkeit bei einer einwöchigen Strahlzeit unter Beweis gestellt. Die mittels *gain switching* erzeugten Lichtpulse sind phasensynchron zu dem Beschleuniger und besitzen ein gauß'sches Profil. Elektronentransmissionen von über 90% wurden durch Lichtpulse von 40 ps FWHM und daraus resultierenden Elektronenpulsen von 50 ps FWHM erstmalig ermöglicht.

6 Literaturverzeichnis

- [ACH+96] Avramopoulos, H.; Ciarocca, M.; Hartmann, P.; Hoffmann, J.; Schuler, J.; Trautner, H.; Aulenbacher, K.: „Report on experiments with a pulsed diode laser for the polarized electron gun at MAMI“. *unpublished*, 1996, 1-7
- [ACP 81] Aspin, G.J.; Carroll, J.E.; Plumb, R.G.: „The effect of cavity length on picosecond pulse generation with highly rf modulated AlGaAs double heterostructure lasers“. *Appl.Phys.Lett* 39 (11), 1981, 860-861
- [Ag 93] Agrawal, G.: *Semiconductor lasers*. New York: van Nostrand Reinhold, 1993
- [Ch 94] Chow, W.: *Semiconductor laser physics*. Berlin: Springer Verlag, 1994
- [Eb 92] Ebeling, K.J.: *Integrated Optoelectronics*. Berlin: Springer Verlag, 1992
- [GB 93] Goldberg, L.; Busse, L.E.: „High power continuous wave blue light generation in KNbO₃ using semiconductor amplifier seeded by a laser diode“. *Appl.Phys.Lett.* 63 (17), 1993, 2327-2329
- [Gh 96] Ghafouri-Shiraz, H.: *Fundamentals of laser diode amplifiers*. Birmingham: Wiley & Sons, 1996
- [Gi 97] Gilles, J.: „*Laserdiodensystem für die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI*“. Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1997
- [Ha 98] Hartmann, P.: „*Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*“. Dissertation am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998
- [Ho 98] Hoffmann, J.: „*Entwicklung eines hochrepetierenden, leistungsstarken Puls lasers zur Steigerung der Transmission des Strahles polarisierter Elektronen durch MAMI*“, Dissertation in Vorbereitung am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998
- [Ke 87] Ketterer, K.J.: „*Direkt modulierte Halbleiterlaser: Grundlagen und ausgewählte Anwendungen*“, Dissertation am Fachbereich Physik der TU Berlin, 1987
- [Le 97] Lenstra, D.: *Introductory Theory of semiconductor Lasers*. Schulungsunterlagen der DPG-Schule für Physik, Bad Honnef, 1997
- [LY 85] Lau, K.Y.; Yariv, A.: „*Semiconductors and Semimetals*“. Vol.22 Part B, 1985, 71-79
- [PH 96] Poelker, M.; Hansknecht, J.: „A High Power Gain switched Diode Laser Oscillator and Amplifier for the CEBAF Polarized Electron Injector“, *SPIN* '96, 1996, 723-725

- [Pl 94] Plützer, S.: „*Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus uniaxial deformierten InGaAsP-Kristallschichten*“, Dissertation am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994
- [Po 95] Poelker, M.: „High power gain-switched diode laser master oscillator and amplifier“. *Appl.Phys.Lett.* 67 (19), 1995, 2762-2764
- [Re 97a] Reider, G.A.: *Photonik - Eine Einführung in die Grundlagen*. Wien: Springer Verlag, 1997
- [Re 97b] Ready, J.F.: *Industrial Applications of Lasers*. San Diego: Academic Press, 1997
- [Sc 98] Schemies, M.: „*Entwicklung und Test von neuen Halbleitermaterialien für Photokathoden der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen*“, Dissertation in Vorbereitung am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998
- [Sh 92] Sharp Corporation Japan: *Sharp Laser Diodes - Laser Diode User's Manual*. Osaka: Sharp Corp., 1992
- [Si 95] Singh, J.: *Semiconductor optoelectronics*. New York: McGraw-Hill, 1995
- [SIE+96] Shvedunov, V.I.; Ihm, M.O.; Euteneuer, H.; Kaiser, K.-H.; Weis, Th.: „Design of a prebuncher for increased longitudinal capture efficiency of MAMI“. In: Myers, S.; Pacheco, A.; Pascual, R.; Petit-Jean-Genaz, Ch.; Poole, J.: *EPAC 96 Vol. 2*. Bristol and Philadelphia, 1996, 1556-1558
- [St 98] Steigerwald, M.: „*Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am MAMI Injektionssystem und Spindynamik in MAMI*“, Dissertation in Vorbereitung am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998
- [Tr 95] Trautner, H.: „*Konzeption und Aufbau eines kompakten c.w.-Ti:Saphir-Lasers für die Quelle polarisierter Elektronen an MAMI*“, Diplomarbeit am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1995
- [Va 92] Vasilév, P.P.: „Ultrashort Pulse generation in diode lasers“. *Optical and Quantum Electronics* 24, 1992, 801-824

Anhang

MATHEMATICA™-Programm zur Lösung der *gain switching* Ratengleichungen

```
n0=0; (*carrier concentration at t=0 [cm^-3]*)
p0=0; (*photon density at t=0 [cm^-3]*)
udc=1.64; (*DC voltage [V]*)
uac=0.10; (*HF modulation voltage [V]*)
omega=0.0157; (*2 Pi HF modulation frequency [ps^-1]*)
e=1.6*10^-7; (*elementary charge constant [C*ps/s]*)
d=5*10^-7; (*active zone thickness [cm]*)
size=1.5*10^-4; (*active zone area [cm^2]*)
dg=2.5*10^-18; (*differential gain [cm^3]*)
ntr=1.9*10^18; (*transparency carrier concentration [cm^-3]*)
tc=2000; (*carrier lifetime [ps]*)
gam=0.1; (*optical confinement factor [1]*)
tp=1; (*photon lifetime [ps]*)
bet=0.0003; (*spontaneous emission factor [1]*)
t0=0; (*simulation start time [ps]*)
t1=5000; (*simulation end time [ps]*)

u[t_]=udc+uac*Sin[omega*t] (*[V]*)
j[u_]=0.00042*(Exp[u/0.13943]-1)/(1000*size) (*[C/s*cm^2]*)

diode1=NDSolve[{n'[t]== j[u[t]]/(d*e)
               -dg*(n[t]-ntr)*P[t]
               -n[t]/tc,
               P'[t]== gam*dg*(n[t]-ntr)*P[t]
               -P[t]/tp
               +n[t]*bet/tc, (*solving rate equations*)
               P[0]==p0, n[0]==n0}, (*using starting conditions*)
               {n[t],P[t]}, {t,t0,t1} (*calculate n(t) and P(t)*)
               WorkingPrecision->16, MaxSteps->50000]

carrier1=diode1[[1,1,2]]
photon1=diode1[[1,2,2]] (*extracting functions*)

spannungsplot=Plot[u[t],{t,t0,t1},
  AxesLabel->{"Zeit ps", "Spannung V"}, PlotRange->Automatic]
stromplot=Plot[j[u[t]],{t,t0,t1},
  AxesLabel->{"Zeit ps", "Stromdichte A/cm^2"}]
stimulplot=Plot[gam*dg*(carrier1-ntr)*photon1,{t,t0,t1},
  AxesLabel->{"Zeit ps", "stimulierte Prozesse"}, PlotRange->All]
spontaplot=Plot[carrier1*bet/tc,{t,t0,t1},
  AxesLabel->{"Zeit ps", "spontane Prozesse"}, PlotRange->All]
carrier1plot=Plot[carrier1,{t,t0,t1},
  AxesLabel->{"Zeit ps", "Ladungstraegerdichte"}, PlotRange->All]
photon1plot=Plot[photon1,{t,t0,t1},
  AxesLabel->{"Zeit ps", "Photonendichte"}, PlotRange->All]
```

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. v. Harrach und Herrn Professor Dr. E. Reichert für Themenstellung und Betreuung dieser Diplomarbeit danken.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre und allzeit tatkräftige Unterstützung bedanke ich mich bei den Mitgliedern der Arbeitsgruppen „Atomare Stoßprozesse“ und B2: Dr. K. Aulenbacher, J. Hoffmann, M. Leberig, M. Schemies, J. Schuler und M. Steigerwald.

Ein besonderer Dank geht an Herrn Mussel (B1), dessen Sachkunde in Fragen der Hochfrequenztechnik stets hilfreich war und an die mechanischen Werkstätten der Institute für Physik und Kernphysik.

Meinen Eltern und meiner Großmutter danke ich für die großzügige materielle und ideelle Unterstützung während der gesamten Dauer des Studiums.